

# Numerische Simulationen von Kondensstreifen und deren Übergang in Zirren

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

vorgelegt von Dipl.-Tech. Math. Simon Unterstraßer  
aus Kraiburg am Inn

München, Oktober 2008

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrich Schumann, LMU München
  2. Gutachter: Prof. Dr. Bernd Kärcher, LMU München
- Tag der mündlichen Prüfung: 3. Dezember 2008

## Zusammenfassung

Der in den letzten Jahrzehnten zu beobachtende globale Temperaturanstieg wurde teilweise durch anthropogene Emissionen verursacht. Der Flugverkehr trägt durch den Eintrag von direkt oder indirekt strahlungswirksamen Gasen und der Änderung der hohen Bewölkung ebenfalls zum Klimawandel bei. Die größte Unsicherheit besteht momentan bei der Bewertung des Strahlungsantriebs durch gealterte Kondensstreifen, die auch als flugzeuginduzierte Zirren klassifiziert werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Übergang von Kondensstreifen in Zirren mittels numerischer Methoden untersucht und die Entwicklung der geometrischen, mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften beleuchtet. Dazu wurde die Entwicklung der Kondensstreifen während der Wirbelphase und der Dispersionsphase separat betrachtet. Unter Verwendung eines vorhandenen LES-Modells mit Eismikrophysik wurde ein 2D-Modell zur Kondensstreifenmodellierung entworfen, das aufgrund seiner Konzipierung eine Vielzahl von Simulationen zuläßt. Somit kann der Einfluß von vielen Parametern wie z.B. der relativen Feuchte, Temperatur, Windscherung oder des Strahlungsszenarios systematisch untersucht werden.

Insbesondere wurde ein Modul entwickelt, das im 2D-Modell einen realistischen Wirbelzerfall während der Wirbelphase sicherstellt. Während des Wirbelabsinkens tritt im primären Nachlauf Eiskristallverlust auf und abhängig von der Feuchte (Eisübersättigung) und Temperatur der Umgebungsluft verdampft ein Großteil der Eiskristalle. Bei bestimmten Feuchte- und Temperaturkombinationen hängt die Anzahl überlebender Eiskristalle sensitiv von der Schichtung der Atmosphäre und der Hintergrundturbulenz ab, da diese Größen den Wirbelzerfall beeinflussen. Im Maximalfall überleben 70% der Eiskristalle die Wirbelphase. Bei geringen Übersättigungen und hohen Temperaturen verdampfen alle Eiskristalle im primären Nachlauf und der Kondensstreifen besteht dann nur aus dem sekundärem Nachlauf.

Während der Dispersionsphase verbreitern sich Kondensstreifen durch Scherung und in geringerem Maße durch turbulente Diffusion und es findet der Übergang in flugzeuginduzierte Zirren statt. Eine substanzielle Verbreiterung der Kondensstreifen ist nur bei Umgebungsfeuchten  $\geq 120\%$  sichtbar. Die Klimawirksamkeit der Kondensstreifen hängt hauptsächlich von der relativen Feuchte und in kleinerem Maße von der Temperatur und der Scherung ab. In den Standarduntersuchungen sind im Modell die Hintergrundbedingungen statisch angenommen und es tritt kein großräumiges Aufgleiten oder Absinken der Luftmassen auf. In diesem Fall ist die Lebenszeit der Kondensstreifen aufgrund der Sedimentation begrenzt und beträgt zwischen 4 – 6 Stunden. Der Strahlungseinfluß führt bei geeigneten Umgebungsbedingungen zu einem Aufgleiten der Kondensstreifen, wodurch deren Auflösung aufgrund des zusätzlichen Wasserdampfangebotes verlangsamt wird. Sofern die Kondensstreifen nicht durch synoptischskaliges Aufgleiten der gesamten Luftschicht gestärkt werden, nimmt die optische Dicke der Kondensstreifen mit der

Zeit ab, weil die Eiskristallkonzentrationen sowie Eiswassergehalte verdünnt werden und das Höhenwachstum des Kondensstreifens gering ist.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Stand des Wissens . . . . .	2
1.3	Problemstellung . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Methode und numerische Werkzeuge</b>	<b>10</b>
2.1	Methode . . . . .	10
2.2	EULAG . . . . .	14
2.3	Mikrophysikschema . . . . .	15
2.4	Zirkulationsmodell . . . . .	18
2.5	Strahlung . . . . .	23
2.6	Berechnung des Effektivradius und der Extinktion . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Wirbelphase</b>	<b>33</b>
3.1	Theoretische Aspekte - Zusammenspiel von Dynamik und Mikrophysik	33
3.2	Aufbau der Simulationen . . . . .	37
3.2.1	Initialisierung . . . . .	37
3.2.2	Beispielsimulation . . . . .	39
3.3	Ergebnisse der Simulationen . . . . .	40
3.3.1	Einfluß der mikrophysikalischen Parameter . . . . .	42
3.3.2	Einfluß der Wirbeldynamik . . . . .	48
3.3.3	Weitere Sensitivitäten . . . . .	53
3.4	Zusammenfassung . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Dispersionsphase</b>	<b>63</b>
4.1	Aufbau der Simulationen . . . . .	65
4.1.1	Initialisierung . . . . .	65
4.1.2	Beispielsimulation . . . . .	69
4.2	Ergebnisse der Standardsimulationen . . . . .	71
4.2.1	Geometrische Eigenschaften . . . . .	71
4.2.2	Mikrophysikalische Eigenschaften . . . . .	78
4.2.3	Optische Eigenschaften . . . . .	85
4.3	Sensitivitätsuntersuchungen . . . . .	90
4.3.1	Einfluß der Turbulenz . . . . .	90

---

4.3.2	Einfluß der Schichtung . . . . .	92
4.3.3	Einfluß verschiedener Strahlungsszenarien . . . . .	93
4.3.4	Variation der anfänglichen Eiskristallanzahl und -masse . . . . .	100
4.3.5	Einfluß der Dicke der übersättigten Schicht . . . . .	100
4.3.6	Turbulentes Verdampfen - Variation des Sublimationsparameters . . . . .	103
4.4	Sondersimulationen . . . . .	106
4.4.1	Warmer Fall . . . . .	107
4.4.2	Synoptischer Vertikaltransport . . . . .	108
4.4.3	Nukleation von Eisteilchen durch strahlungsbedingte Dynamik . . . . .	117
4.5	Zusammenfassung . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Vergleich mit Messungen und numerischen Modellen</b>	<b>121</b>
5.1	Vergleich mit anderen Grobstruktursimulationen . . . . .	121
5.1.1	Wirbelphase . . . . .	121
5.1.2	Dispersionsphase . . . . .	124
5.2	Turbulente Diffusion im EULAG-Modell . . . . .	124
5.2.1	Turbulente Diffusion eines passiven Spurenstoffs . . . . .	125
5.2.2	Vergleich mit empirischen Verdünnungsraten . . . . .	128
5.3	Vergleich mit in-situ Meßdaten . . . . .	130
5.4	Vergleich mit Lidardaten . . . . .	133
5.4.1	Einzelstudie ALEX-Lidar . . . . .	133
5.4.2	Lidarmessungen von Freudenthaler . . . . .	135
5.5	Vergleich mit in-situ Messung eines Embraer170-Kondensstreifens . . . . .	137
5.6	Vergleich mit Satellitenbeobachtungen . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>143</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	143
6.2	Ausblick . . . . .	144
<b>A</b>	<b>Verschiedenes</b>	<b>146</b>
A.1	Messungen von Scherung und Stabilität in der Tropopausenregion . . . . .	146
A.2	Lognormalverteilung . . . . .	150
A.3	Detektionsschwellwert bei einem Lidar . . . . .	152
A.4	Tabellarischer Überblick über alle durchgeführten Simulationen . . . . .	153
A.5	Abbildungssammlung . . . . .	153
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>164</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>167</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>168</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>172</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

Der in den letzten Jahrzehnten zu beobachtende globale Temperaturanstieg wurde teilweise durch vom Menschen verursachte Emissionen, die den Strahlungshaushalt der Erde verändern, hervorgerufen. Im Jahr 2000 war der Flugverkehr für 2 – 8% des gesamten anthropogenen Strahlungsantriebs verantwortlich (Forster et al., 2007). Da der Flugverkehr hohe Zuwachsraten aufweist (ICAO, 2007), die nicht vollständig durch Effektivitätssteigerungen ausgeglichen werden können, wird die Klimarelevanz dieses Verkehrssektors in den nächsten Jahren weiter zunehmen. Der Flugverkehr verändert sowohl die Atmosphärenzusammensetzung durch den Eintrag von Kohlendioxid, Stickoxiden und anderen klimarelevanten Gasen als auch die Wolkeneigenschaften. Die Bewölkung kann durch Kondensstreifen oder den indirekten Aerosoleffekt geändert werden. Der indirekte Effekt bezeichnet eine Änderung der natürlichen Zirrenbedeckung durch die Emission von Aerosolpartikeln, welche die Bildungseigenschaften der Zirren beeinflussen (Ström und Ohlsson, 1998; Hendricks et al., 2005).

Beim erstgenannten Effekt bilden sich im Abgasstrahl des Flugzeugs Eiskristalle, sofern das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist (Schmidt, 1941; Appleman, 1953; Schumann, 1996). Die anfangs linienförmigen Kondensstreifen können sich bei geeigneten Umgebungsbedingungen ausbreiten und über mehrere Stunden existieren (Minnis et al., 1998). Meistens verändern sie ihre Gestalt mit zunehmendem Alter und verlieren nach und nach ihre Linienförmigkeit. Sofern man nicht die Entwicklungsgeschichte der Kondensstreifen verfolgt hat, ist es schwierig, sie von natürlich gebildeten Zirren zu unterscheiden. Es existieren nur vage Schätzungen, wie hoch der Anteil dieser sogenannten flugzeuginduzierten Zirren an der gesamten Zirrenbewölkung ist. Nach heutigem Wissensstand tragen Kondensstreifen und optisch dünne Zirren zum Treibhauseffekt bei. Um diesen Beitrag zu bestimmen, muß insbesondere der globale Bedeckungsgrad der Kondensstreifen und ihre regionale Verteilung bekannt sein. Außerdem muß man die optischen Dicken von Kondensstreifen bzw. deren statistische und regionale Verteilung kennen. Beides ist nur unzureichend be-

kannt. Bisher kann der Bedeckungsgrad linienförmiger Kondensstreifen abgeschätzt werden. Er liegt global in der Größenordnung von 0.1%, und kann lokal bis zu 5% erreichen. Kondensstreifen werden aufgrund ihrer morphologischen Eigenschaften mittels Bilderkennungsalgorithmen (Mannstein et al., 1999) oder „manuell“ in Satellitenaufnahmen erkannt (Bakan et al., 1994; Meyer et al., 2002; Palikonda et al., 2005; Minnis et al., 2005). Für die Veränderung des Bedeckungsgrades hoher Wolken und des Strahlungsantriebs durch den indirekten Effekt und durch flugzeuginduzierte Zirren gibt es aufgrund des dürftigen Wissensstands keine verlässlichen Schätzungen (Sausen et al., 2005; Forster et al., 2007). Es wird aber vermutet, daß der Strahlungsantrieb durch gealterte Kondensstreifen (=flugzeuginduzierte Zirren) und durch den indirekten Effekt höher ist als durch linienförmige Kondensstreifen. Diese Vermutung beruht unter anderem darauf, daß die Zirrenbewölkung über die letzten Jahrzehnte teilweise zugenommen hat. Es gibt nun einige Ansätze, um den Bedeckungsgrad und den Strahlungsantrieb durch gealterte Kondensstreifen abzuschätzen. Satellitendaten zeigen eine Korrelation der Zunahme der Zirrenbedeckung mit dem Flugverkehrsaufkommen. Es ist jedoch schwierig, den Flugverkehr von anderen bewölkungs-modifizierenden Einflüssen, wie z.B. der Änderung der Temperatur oder globaler Zirkulationsmuster in einem sich wandelndem Klima, zu isolieren und so die Zirrenzunahme aufgrund des Flugverkehrs zu beweisen und quantifizieren (Boucher, 1999; Zerefos et al., 2003; Minnis et al., 2004; Stordal et al., 2005; Stubenrauch und Schumann, 2005; Eleftheratos et al., 2007).

Ein zweiter Ansatz verwendet globale Zirkulationsmodelle. Die bestehenden Parametrisierungen von linienförmigen Kondensstreifen (Ponater et al., 1996, 2002, 2005; Marquart et al., 2003) in globalen Zirkulationsmodellen werden erweitert, so daß damit auch gealterte Kondensstreifen untersucht werden können (Burkhardt et al., 2006). Bei dieser Parametrisierung ist es wichtig, den Alterungsprozeß einzelner Kondensstreifen gut zu verstehen. Die vorliegende Arbeit beleuchtet den Alterungsprozeß einzelner Kondensstreifen mittels eines mesoskaligen Modells. Die Entwicklung von Kondensstreifen bis zu einer halben Stunde wurde mit numerischen Modellen in der Vergangenheit studiert. Bisher gibt es aber nur wenige Arbeiten, die die Entwicklung von Kondensstreifen über den ganzen Lebenszyklus verfolgen und den Übergang in Zirren untersuchen. In dieser Arbeit wird zum ersten Mal systematisch die Entwicklung von Kondensstreifen über mehrere Stunden untersucht. Es soll untersucht werden, unter welchen Umständen Kondensstreifen langlebig sind und welche Umgebungsbedingungen die Ausbreitung, die Klimawirksamkeit, die optischen Eigenschaften und die Lebenszeit des Kondensstreifens kontrollieren.

## 1.2 Stand des Wissens

Bei der numerischen Modellierung von Kondensstreifen ist es wichtig, auf die dynamischen und thermodynamischen Besonderheiten im Flugzeugnachlauf einzugehen. Die Entwicklung des Flugzeugnachlaufs und des Kondensstreifens wird seit CIAP (1975) in drei zeitlich aufeinanderfolgende Bereiche unterteilt: Jetphase, Wirbelpha-

se und Dispersionsphase. Mittlerweile wird in einigen Arbeiten dazu übergegangen (Gerz et al., 1998; Paugam, 2008), die Entwicklung in vier Phasen einzuteilen und zwischen der Wirbelphase und der Dispersionsphase die Dissipationsphase einzuschleiben. In den einzelnen Phasen sind jeweils unterschiedliche physikalische Prozesse relevant. Nun sollen kurz die Merkmale der einzelnen Phasen im Flugzeugnachlauf, die auch für die Entwicklung der Kondensstreifen von großer Bedeutung sind, vorgestellt werden. Die Jetphase deckt die ersten 10 – 20 Sekunden hinter dem Flugzeug ab. Ein wichtiger Prozess ist die Vermischung der heißen Abgasluft mit der Umgebungsluft. Wenn das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist, dann tritt während des Mischungsprozesses Übersättigung bezüglich der Wasserphase im Nachlauf auf und dies initiiert die Bildung von Eisteilchen. Die Bildung der Eisteilchen ist nach weniger als einer Sekunde abgeschlossen (Kärcher et al., 1996). Die Temperatur im Nachlauf nimmt schnell ab und hat sich am Ende der Jetphase weitestgehend der Umgebungstemperatur angepaßt (Gerz und Ehret, 1997). Aufgrund der Druckunterschiede entlang der Tragflächen, die für den Auftrieb des Flugzeugs sorgen, ist Zirkulation um den Flügel vorhanden (Kutta-Joukowski Gesetz). Während der Jetphase entsteht aus der anfänglichen Zirkulationsverteilung ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar, was in der Literatur mit „Aufrollen“ des Wirbels bezeichnet wird. Zeitgleich werden Triebwerksemissionen und Eisteilchen in die entstehenden Wirbel eingesogen. Die Jetphase endet, wenn die Wirbel fertig aufgerollt sind. Zu diesem Zeitpunkt ist ein Großteil der Emissionen und der Eisteilchen im Wirbelsystem enthalten, das primärer Nachlauf genannt wird. Einige sind nicht im Wirbelverbund eingeschlossen und bilden zusammen mit weiteren Eisteilchen, die sich während des nun folgenden Wirbelabsinkens aus dem primären Nachlauf ablösen, den sekundären Nachlauf. Die Entwicklung im Nachlauf ist von der Wirbeldynamik geprägt. Die Phase, die sich an die Jetphase anschließt, heißt daher Wirbelphase (Widnall, 1975; Spalart, 1998; Gerz und Holzäpfel, 1999; Gerz et al., 2002). Diese dauert ungefähr 2 – 4 Minuten. Die beiden Wirbel beeinflussen sich gegenseitig und sinken anfänglich mit ungefähr 1 – 2 m/s ab. Das Wirbelpaar wird vertikal um 100 – 300 m ausgelenkt. Die Verdünnung der Stoffkonzentrationen im primären Nachlauf ist gering, da die Luft in den Wirbeln ein abgeschlossenes System bildet und wenig Austausch mit der Luft außerhalb der Wirbel erfolgt. Dies beeinflusst sowohl chemische also auch mikrophysikalische Prozesse im Abgasstrahl. Das Absinken des Wirbelpaares führt zu einer adiabatischen Erwärmung der eingeschlossenen Luft. Dadurch steigt der Sättigungsdampfdruck kontinuierlich an und die relative Feuchte nimmt folglich ab. Dies kann eine Untersättigung der Luft nach sich ziehen und so für einen Verlust an Eismasse und -kristallen im primären Nachlauf sorgen (Sussmann und Gierens, 1999; Lewellen und Lewellen, 2001). Wie lange die Wirbel existieren und wie weit sie absinken, hängt sowohl von Flugzeugparametern als auch von der Schichtung der Atmosphäre und der atmosphärischen Turbulenz ab (Greene, 1986; Holzäpfel, 2003). Ein Hauptmechanismus des Wirbelzerfalls ist die Crow-Instabilität (Crow, 1970). Dies ist eine Schwingung der beiden Wirbel entlang der Wirbelachsen, die in Flugrichtung orientiert sind. In dieser Phase gibt es entlang der Flugrichtung

abwechselnd Abschnitte, an denen sich die Wirbel gegenseitig auslöschen und an denen sie sich zu Wirbelringen vereinigen.

An die Wirbelphase schließt sich die Dissipationsphase an. Die kohärenten Wirbelstrukturen brechen in turbulente Bewegungen auf. Diese sogenannte flugzeuginduzierte Turbulenz wird nun dissipiert. Ein weiteres Merkmal ist das Aufsteigen des primären Nachlaufs aufgrund seiner erhöhten potentiellen Temperatur, sofern die Atmosphäre stabil geschichtet ist. Die Eisteilchen werden nun in die Umgebungsluft eingemischt. Sobald die flugzeuginduzierten Bewegungen nach einigen Minuten abgeklungen sind und sich die Turbulenz auf das atmosphärische Hintergrundniveau eingestellt hat, spricht man von der Dispersionsphase. In der Dispersionsphase findet die Verdünnung der Teilchenkonzentration mittels atmosphärischer Turbulenz statt (Schumann et al., 1998). Während bisher die flugzeuginduzierte Dynamik dominant war, sind nun atmosphärische Größen wie die Windscherung von Bedeutung. In dieser Phase vollzieht sich der Übergang von Kondensstreifen in Zirren. Die Dispersionsphase endet, wenn je nach betrachtetem Phänomen, die erhöhten Stoffkonzentrationen durch die Triebwerksemissionen nicht mehr von der natürlichen Variabilität zu unterscheiden sind, oder wenn sich der Kondensstreifen aufgelöst hat. Da in dieser Arbeit Kondensstreifen untersucht werden, verwenden wir die zweite Definition. Jedoch kann mit dieser Definition kein eindeutiger Zeitpunkt festgelegt werden, da das Auflösen eines Kondensstreifen unterschiedlich charakterisiert werden kann. Mögliche Charakterisierungen sind optische Sichtbarkeit, Detektierbarkeit mit einem Lidar oder die Existenz von Eiskristallen.

Im Folgenden werden bisherige Arbeiten vorgestellt, die numerische Simulationen von einzelnen Kondensstreifen mit mesoskaligen Modellen durchgeführt haben. Die meisten numerischen Modelle verfolgen die Entwicklung der Kondensstreifen nur während einer der oben beschriebenen Phasen. Das ist sinnvoll, da in jeder Phase andere Anforderungen bezüglich der aufgelösten Skalen, Mikrophysik, Thermodynamik und Dynamik an das Modell gestellt sind. Die Jetphase wurde von Paoli et al. (2003), Garnier et al. (1997), Paoli et al. (2004), Kärcher et al. (1996) sowie Shirgaonkar und Lele (2006) untersucht. Zentrale Themen waren, wieviel Eiskristalle entstehen und welcher Bruchteil der Kristalle in die Wirbel eingesogen wird. Sussmann und Gierens (1999) führten 2D-Simulationen der Wirbelphase durch und zeigten, daß in vielen Fällen nur Eis im sekundären Nachlauf überlebt und die Evolution im primären Nachlauf von großem Kristallverlust geprägt ist. Ein beträchtlicher Teil der Eiskristalle verdampft aufgrund der adiabatischen Erwärmung im absinkenden Wirbelpaar. Ein Kritikpunkt an der Arbeit ist, daß die Initialisierung, das Absinken und der Zerfall der Wirbel in diesem zweidimensionalen Modell nur unzureichend aufgelöst sind. Die Crow-Instabilität und ihre Auswirkungen auf den Wirbelzerfall werden nicht simuliert. Somit kann der Einfluß von Parametern, die die Wirbeldynamik ändern und so die mikrophysikalischen Eigenschaften des Kondensstreifens beeinflussen, nicht untersucht werden. Lewellen und Lewellen (2001) verwenden ein hochauflösendes 3D-Modell, das eine realitätsgetreue Simulation des Wirbelzerfalls ermöglicht und die unterschiedliche Wirbeldynamik bei geänderten Flug-

zeugparametern berücksichtigt. Der Simulationszeitraum beträgt eine halbe Stunde und der Schwerpunkt ist auf die Untersuchung der Wirbelphase und der Dispersionsphase gelegt. Es zeigt sich, daß der Bruchteil und die räumliche Verteilung überlebender Eiskristalle von der Umgebungsfeuchte, dem Flugzeugtyp, der anfänglichen Eiskristallanzahl und der Hintergrundturbulenz abhängen. Als Nachteil stellt sich die Verwendung eines Bulk-Mikrophysikschemas mit monodisperser Eiskristallgrößenverteilung (Huebsch und Lewellen, 2006) heraus. In Huebsch und Lewellen (2006) wird das in Lewellen und Lewellen (2001) verwendete Modell mit einer spektralen Mikrophysikroutine ergänzt. Es zeigt sich, daß ein weit größerer Bruchteil an Eiskristallen während der Wirbelphase verschwindet, wenn anstatt des bisher eingesetzten Bulk-Schemas mit monodisperser Verteilung ein Bin-Modell eingesetzt wird. Die aktuelle Arbeit von Paugam (2008) verwendet ein dreidimensionales Modell, das bisher nur mit einer monodispersen Mikrophysik ausgestattet ist. Die beiden letztgenannten Modelle benötigen aufgrund ihrer Konzipierung große Rechnerkapazitäten, weshalb nur eine eingeschränkte Zahl an Simulationsläufen möglich ist. In einigen Arbeiten (Jensen et al., 1998; Gierens, 1996; Chlond, 1998; Gierens und Jensen, 1998) wurde die Entwicklung des Kondensstreifens während der Dispersionsphase untersucht. Die meisten Arbeiten verwenden sehr vereinfachende Annahmen (Jensen et al., 1998; Gierens, 1996) oder inkorrekte Annahmen (Chlond, 1998) bei der Initialisierung des Kondensstreifens. Die unterschiedliche Entwicklung der mikrophysikalischen Eigenschaften der Kondensstreifen während der Wirbelphase wird in keinem Fall berücksichtigt. Die Simulationen von Jensen et al. (1998); Gierens (1996) sind größtenteils zweidimensional. Jensen et al. (1998) führt vereinzelt Rechnungen in drei Dimensionen durch und zeigt, daß sich die Ergebnisse qualitativ nicht von den 2D-Rechnungen unterscheiden. Wichtige Ergebnisse der Simulationen sind, daß hohe Übersättigungen von  $s_i \geq 25\%$  notwendig sind, damit sich der Kondensstreifen ausbreiten kann (Jensen et al., 1998). Bestätigt wird dies durch die Fallstudie in Gierens und Jensen (1998), welche verdeutlicht, daß sich ein Kondensstreifen aufgrund der geringen Übersättigung innerhalb einer halben Stunde auflöst. Strahlungs- und Sedimentationseffekte treten nur auf, wenn der Simulationszeitraum mehr als eine halbe Stunde beträgt (Jensen et al., 1998; Gierens, 1996).

Da in der vorliegenden Arbeit der Übergang von Kondensstreifen in Zirren untersucht werden soll, liegt das Hauptaugenmerk auf Simulationen der Dispersionsphase. Es zeigt sich, daß aber auch die Entwicklung in der Frühphase des Kondensstreifens einen großen Einfluß auf die spätere Entwicklung hat. Daher ist es sinnvoll, auch die Entwicklung der Kondensstreifen während der Wirbelphase zu betrachten. Die im Flugzeugnachlauf induzierte Wirbeldynamik kann zu einem erheblichen Verlust an Eiskristallen führen, der sensitiv von Flugzeug- und meteorologischen Parametern abhängt und so die späteren optischen Eigenschaften beeinflusst. Im Folgenden wird die Dissipationsphase, die nach Gerz et al. (1998) und Paugam (2008) die Übergangsphase zwischen Wirbelphase und Dispersionsphase beschreibt, als Teil der Dispersionsphase aufgefaßt so wie das in CIAP (1975) dargestellt ist. Die Simulationen der Dispersionsphase werden dazu mit erhöhter flugzeuginduzierter Turbulenz

initialisiert, um die Effekte der Dissipationsphase zu berücksichtigen. Nach einigen hundert Sekunden Simulationszeit ist die erhöhte Turbulenz dissipiert und man erreicht die Dispersionsphase nach der Definition von Gerz et al. (1998) und Paugam (2008).

### 1.3 Problemstellung

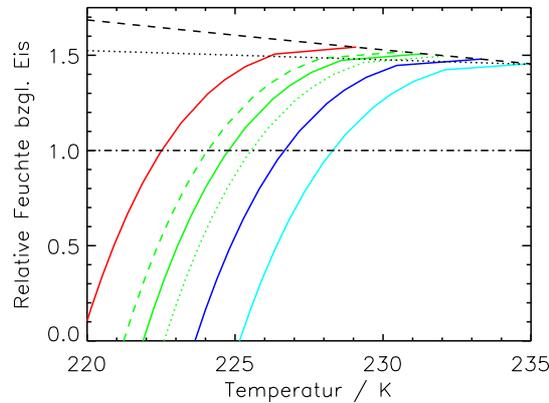
Das Problem ist, daß gealterte Kondensstreifen im Allgemeinen nicht von natürlich gebildeten Zirren unterscheidbar sind, sofern man nicht den Alterungsprozeß eines Kondensstreifens im Einzelnen verfolgt. Daher sind die Eigenschaften ebenso wie die Lebenszeit der gealterten Kondensstreifen nur wenig bekannt. In dieser Arbeit wird ein numerisches Modell entwickelt, das geeignet ist, den Übergang von Kondensstreifen in Zirren zu simulieren. Ziel ist es, damit den Alterungsprozeß der Kondensstreifen und die zeitliche Entwicklung von geometrischen, optischen und mikrophysikalischen Größen zu untersuchen.

Kondensstreifen und flugzeuginduzierte Zirren sind oft gut beobachtbar, da sie in ansonsten wolkenfreien Regionen existieren können. Man kann daraus folgern, daß Kondensstreifen in Regionen fortbestehen und sich ausbreiten können, in denen die Atmosphäre die Voraussetzungen für die Bildung von natürlichen Zirren nicht erfüllt. Die Eisteilchen in natürlich gebildeten Zirren entstehen meist durch homogene Nukleation. Dazu muß die relative Feuchte in der Umgebung über einem Schwellwert  $RH_{hom}$  von  $> 145\%$  liegen (Koop et al., 2000). Dieser Schwellwert ist als gepunktete Linie in Abbildung 1.1 in Abhängigkeit von der Temperatur angegeben. Soweit nicht anders erwähnt, ist in dieser Arbeit immer die relative Feuchte  $RH_i$  bezüglich der Eisphase gemeint. Die Übersättigung  $s_i$  ist definiert als  $s_i = RH_i - 1$ . Tritt heterogene Nukleation (Vali, 1985; DeMott et al., 2003) auf, können Eisteilchen auch bei geringeren Übersättigungen entstehen (DeMott, 1990; DeMott et al., 1999; Gierens, 2003).

Im Gegensatz zu natürlichen Zirren muß zur Entstehung eines Kondensstreifens die Umgebungsfeuchte keinen Schwellwert überschreiten. Während der Durchmischung der heißen Abgasluft aus den Triebwerken und der Umgebungsluft können sich im Flugzeugnachlauf Eisteilchen auch bei einer Umgebungsfeuchte von 0% bilden.

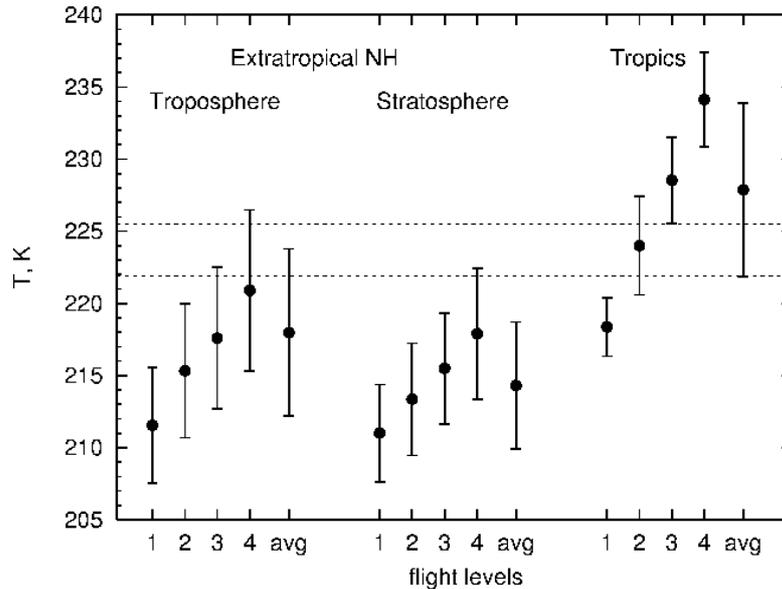
Jedoch ist die Entstehung eines Kondensstreifens an ein Temperaturkriterium gebunden. Das Schmidt-Appleman-Kriterium besagt, daß die Umgebungstemperatur unter einem bestimmten Schwellwert  $T_{SA}$  liegen muß, damit sich im abkühlenden Abgasstrahl hinter dem Flugzeug Wassersättigung einstellt und Nukleation stattfindet. Bei  $T > 220$  K ist das Schmidt-Appleman-Kriterium nicht zwangsläufig erfüllt. Die Abbildung 1.1 zeigt die Schwellwerttemperaturen  $T_{SA}$  in Abhängigkeit von der Umgebungsfeuchte (Schumann, 1996). Die einzelnen Kurven sind für unterschiedliche Werte des Vortriebwirkungsgrads  $\eta$  und des Luftdrucks  $p$  aufgetragen. Die Schwellwerttemperatur  $T_{SA}$  ist höher, wenn der Umgebungsdruck  $p$ , die Umgebungsfeuchte  $RH_i$  und/oder der Gesamtwirkungsgrad eines Flugzeugs ( $\eta$  größer) höher ist.

Im frühen Stadium eines Kondensstreifens, bestehen die Eiskristalle größtenteils aus



**Abbildung 1.1:** Schwellwerttemperatur nach dem Schmidt-Appleman-Kriterium (Schumann, 1996) in Abhängigkeit von der relativen Feuchte bzgl. Eis  $RH_i$ . Der Umgebungsdruck  $p_0$  ist durch die Farben festgelegt: 200 hPa rot, 250 hPa grün, 300 hPa dunkelblau, 350 hPa hellblau. Der Vortriebwirkungsgrad  $\eta$  ist 0.3 ( $\eta = 0.25$  gestrichelt,  $\eta = 0.35$  gepunktet). Die schwarze, gestrichelte Linie gibt die Sättigung bzgl. Wasser an. Die schwarze, gepunktete Linie zeigt den Schwellwert für homogene Nukleation (Koop et al., 2000) an. Die horizontale Linie bei  $RH_i = 100\%$  verdeutlicht, wie hoch die Schwellwerttemperaturen in einer eisgesättigten Umgebung sind.

dem kondensierten Wasserdampf, der aus den Triebwerken emittiert wird. Wächst ein Kondensstreifen in einer übersättigten Umgebung an, so wird überschüssiger Wasserdampf aus der Atmosphäre abgebaut, dessen Menge etliche Größenordnungen über der anfänglich emittierten Menge liegen kann. Die Eismasse der Kondensstreifen wächst umso stärker an, je höher die Übersättigung im umliegenden Gebiet ist. Kondensstreifen beziehen ihre Masse also größtenteils aus dem atmosphärischen Wasserdampf. In untersättigten Regionen können Kondensstreifen keinen überschüssigen Wasserdampf abbauen und sie lösen sich innerhalb weniger Sekunden bis Minuten auf. Diese Kondensstreifen haben keine Klimarelevanz und müssen nicht näher studiert werden. Ein möglicher Beitrag zu einer Klimaänderung kann nur durch Kondensstreifen hervorgerufen werden, die in übersättigten Gebieten entstehen. In der Troposphäre sind je nach Region ca. 15% der wolkenfreien Gebiete übersättigt (Gierens et al., 1999; Burkhardt et al., 2008). Dort können sich die anfangs linienförmigen Kondensstreifen ausbreiten. Sie verlieren ihre anfängliche Gestalt und können oft aufgrund ihrer morphologischen Eigenschaften nicht mehr von natürlich gebildeten Zirren unterschieden werden. Kondensstreifen in diesen Gebieten stellen eine klimarelevante zusätzliche Bewölkung dar, da sie in ansonsten wolkenfreien Verhältnissen existieren. Wieviele Kondensstreifen in diesen übersättigten Regionen präsent sind, hängt davon ab, wie hoch das Flugverkehrsaufkommen ist und ob das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt ist.



**Abbildung 1.2:** Durchschnittliche Temperaturwerte  $T$  (schwarze Kreise) auf Flughöhe, die aus MOZAIC-Daten (1995 – 1999) abgeleitet sind. Verwendet werden die Daten aus eisübersättigten Gebieten in den Tropen ( $0 - 30^\circ\text{N}$ ) und der nördlichen extratropischen oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre. Die Zahlen 1, 2, 3, 4 kennzeichnen die verschiedenen Flughöhen (190 – 209 hPa, 210 – 230 hPa, 231 – 245 hPa beziehungsweise 246 – 270 hPa). „avg“ zeigt das Temperaturmittel über alle Werte. Die Temperaturen sind annähernd normalverteilt und die Balken geben die Standardabweichung an. Der Bereich zwischen den beiden gepunkteten Linien gibt die Schwellwerttemperatur in einer eisgesättigten Atmosphäre an, wenn der Druck zwischen 190 – 270 hPa liegt und der Vortriebwirkungsgrad als 0.3 angenommen wird.

Die Abbildung ist aus Kärcher et al. (2008) übernommen

In dieser Arbeit soll der Übergang von Kondensstreifen in Zirren in einer ansonsten wolkenfreien Umgebung untersucht werden. Die atmosphärischen Parameter relative Feuchte und Temperatur sind so zu wählen, daß die Bildung und Persistenz von Kondensstreifen möglich ist und Zirrenfreiheit plausibel ist.

Ein sinnvoller Feuchtebereich ist  $RH_i = 100 - 140\%$ . Die Temperatur wird von 209 K bis 222 K variiert. Der Flugverkehr in der nordhemisphärischen Troposphäre findet im Mittel bei 218 K statt (siehe Abbildung 1.2). Je nach Flughöhe sind Temperaturen zwischen 208 K und 226 K am wahrscheinlichsten. Die obere Grenze des untersuchten Bereichs liegt bei 222 K, da dann in einer eisgesättigten Atmosphäre das Schmidt-Appleman-Kriterium noch für alle sinnvollen Werte des Luftdrucks  $p$  und des Vortriebswirkungsgrads  $\eta$  erfüllt ist (siehe Abbildung 1.1). In Einzelfällen werden in dieser Arbeit Kondensstreifen auch bei höheren Temperaturen ( $T = 227\text{ K}$ ) studiert, dies erfordert aber Umgebungsfeuchten  $RH_i \gtrsim 130\%$  und/oder ein nied-

riges Flugniveau. Die relative Feuchte, die Temperatur und weitere Parameter wie Scherung, Stabilität, atmosphärische Turbulenz, Strahlung und Flugzeugtyp beeinflussen die Entwicklung eines Kondensstreifens. Die in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Studien sollen helfen, den Einfluß aller oben genannten Parameter auf die Entwicklung der mikrophysikalischen, geometrischen und optischen Eigenschaften der Kondensstreifen zu klären. Aus Eiskristallkonzentration und Eiswassergehalt können der Effektivradius und die Extinktion abgeleitet werden. Ebenso können integrale Größen wie die gesamte Eismasse oder Eiskristallanzahl pro Flugmeter und die optische Dicke berechnet werden. Die Untersuchung der Querschnittsfläche und der Breite einzelner Kondensstreifen kann helfen, in weiterführenden Studien den globalen Bedeckungsgrad abzuleiten. In die Abschätzung des Strahlungsantriebs aller Kondensstreifen fließen sowohl geometrische Größen als auch optische Eigenschaften ein. Mit den Simulationen soll weiterhin die Frage geklärt werden, wie sich ein Kondensstreifen auflöst. Mögliche Prozesse sind Sedimentation, Verdünnung oder Subsidenz. Durch Sedimentation fallen Eiskristalle aus dem Kondensstreifen und trocknen diese Region aus. Die Verdünnung der Teilchenkonzentration selbst bewirkt noch keinen Kristallverlust, sondern nur die „visuelle“ Auflösung des Kondensstreifen. Je niedriger die Übersättigung ist, umso schneller werden die Kondensstreifen unsichtbar. Die relative Häufigkeit von Übersättigung in wolkenfreien Gebieten nimmt exponentiell mit der Übersättigung ab (Spichtinger et al., 2002). Am häufigsten sind geringe Übersättigungen präsent. Daher ist die Frage zu klären, ob möglicherweise eine Vielzahl von Kondensstreifen unsichtbar ist und wie lange diese unsichtbar fortbestehen. Subsidenz als weiterer Auflösungsmechanismus wird nicht näher untersucht, da sich der Kondensstreifen zwangsläufig auflöst, sofern durch das Absinken der ganzen Luftmasse die relative Feuchte unter 100% fällt. In dieser Studie wird die Hintergrundfeuchte statisch angenommen. Sie ändert sich also zeitlich nicht durch synoptische Hebungsprozesse oder durch Schwerewellen.

Im Kapitel 2 wird erklärt, welcher methodische Ansatz entwickelt wurde und welche numerischen Werkzeuge eingesetzt werden, um Kondensstreifen über mehrere Stunden zu verfolgen und eine Vielzahl von Parameterstudien durchführen zu können. In Kapitel 3 werden die Ergebnisse aus den Wirbelphasensimulationen und in Kapitel 4 die Ergebnisse aus den Dispersionsphasensimulationen vorgestellt. Die beiden Kapitel beinhalten jeweils eine Zusammenfassung. In Kapitel 5 folgt der Vergleich der Ergebnisse mit bisherigen Modellrechnungen sowie mit Meßdaten. Kapitel 6 beschließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

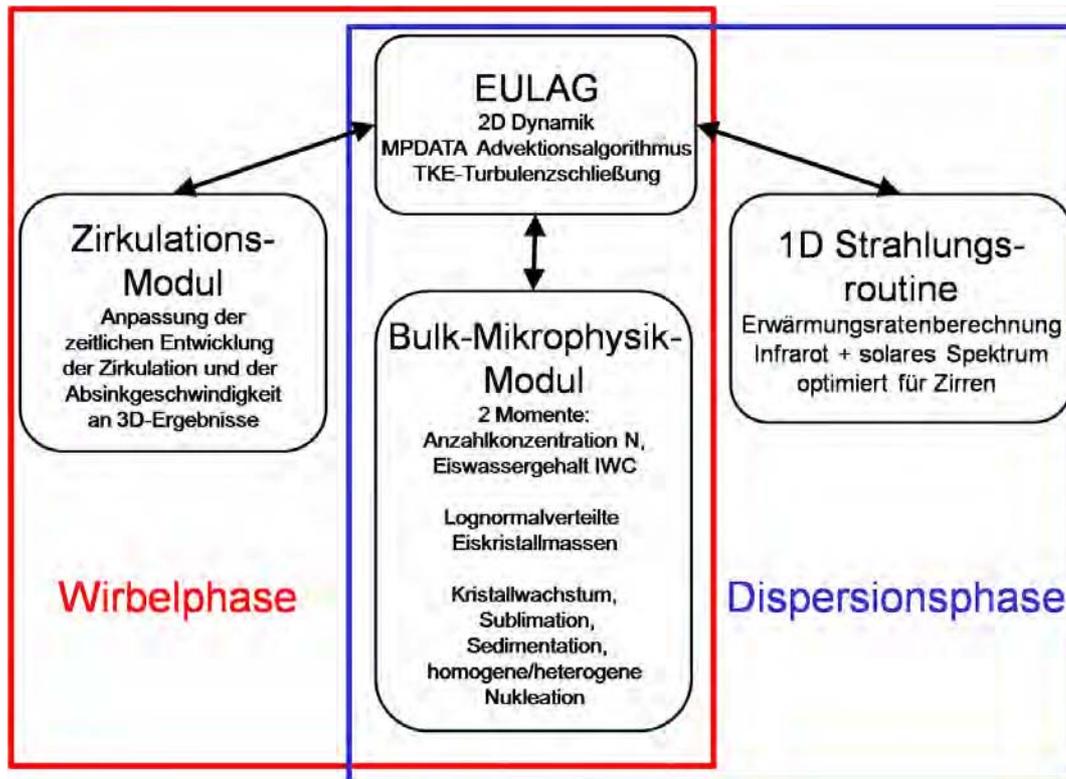
# Kapitel 2

## Methode und numerische Werkzeuge

### 2.1 Methode

In dieser Arbeit wird der Übergang von Kondensstreifen in Zirren mit Hilfe von numerischen Mitteln modelliert. Dazu wird ein bestehender Programmcode so weiterentwickelt, daß damit die zeitliche Entwicklung von Kondensstreifen während der Wirbelphase und der Dispersionsphase getrennt studiert werden kann. Die eigentliche Umwandlung in einen Zirrus findet in der Dispersionsphase statt. Da sich die mikrophysikalischen Eigenschaften des Kondensstreifens während der Wirbelphase sehr unterschiedlich entwickeln, hat diese einen großen Einfluß auf die spätere Entwicklung während der Dispersionsphase. Man verbessert die Simulationen der Dispersionsphase systematisch, wenn nicht wie in bisherigen Arbeiten mit idealisierten Anfangsbedingungen gestartet wird, sondern die Ergebnisse der Wirbelphasensimulationen verwendet werden. Da in der Wirbelphase und in der Dispersionsphase unterschiedliche physikalische Prozesse aufgelöst werden müssen und unterschiedliche Skalen involviert sind, ist es am besten, zwei eigenständige Modelle zu entwickeln und die beiden Phasen separat zu behandeln. Die beiden Modelle basieren auf den gleichen Grundmodulen und werden jeweils noch spezifisch angepaßt, um den jeweiligen Erfordernissen gerecht zu werden. Ein schematischer Überblick über die verwendeten Module in den beiden Modellen ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Sämtliche Simulationen werden in zwei Dimensionen durchgeführt. Aufgrund des geringeren Rechenzeitaufwands im Vergleich zu 3D-Modellen ist es möglich, eine Vielzahl von Läufen auszuführen. Damit kann ein großer Satz an möglichen Einflußfaktoren untersucht werden. Zuerst werden die Teile, die in beiden Modellen gleich sind, vorgestellt und anschließend wird auf die Besonderheiten des jeweiligen Modells eingegangen.

Beide Modelle basieren auf dem anelastischen Modell EULAG (Smolarkiewicz und Margolin, 1997, 1998), das die Impulsgleichungen und die thermodynamische Gleichung löst. Daran gekoppelt ist ein 2-Momenten-Mikrophysikmodul (Spichtinger



**Abbildung 2.1:** Schematischer Überblick über die Module des Wirbelphasen- und des Dispersionsphasenmodells.

und Gierens, 2008), das prognostische Gleichungen für die Eiskristallanzahl und -masse löst. Dieses Bulk-Schema verwendet lognormalverteilte Eiskristallgrößen und hat nicht die bekannten Schwächen eines Bulk-Modells mit monodisperser Verteilung (Lewellen und Lewellen, 2001; Huebsch und Lewellen, 2006). Auf EULAG und das Mikrophysikmodul wird näher in den Unterkapiteln 2.2 und 2.3 eingegangen.

## Wirbelphase

Für das Wirbelphasenmodell wurde in dieser Arbeit das sogenannte „Zirkulationsmodul“ (nicht zu verwechseln mit einem globalen Zirkulationsmodell) entwickelt, das einen realistischen Wirbelzerfall sicherstellt. Dies ist wichtig, da während des Wirbelabsinkens viele Eiskristalle verdampfen und das Ausmaß des Kristallverlusts entscheidend davon abhängt, wie schnell und wie weit die Wirbel absinken. Ohne dieses Modul zerfallen die Wirbel in einem 2D-Modell zu langsam, da die Crow-Instabilität nicht auftreten kann. Die Crow-Instabilität, der physikalische Hauptmechanismus beim Wirbelzerfall, ist ein dreidimensionales Phänomen, bei dem die Wirbelstränge entlang der Flugrichtung schwingen. Da das 2D-Modell nur eine Querschnittsfläche senkrecht zur Flugrichtung betrachtet, kann diese Schwingung nicht auftreten. In das Zirkulationsmodul fließen die Ergebnisse von Arbeiten (Holzäpfel, 2003; Holzäpfel

und Robins, 2004; Holzäpfel, 2006) ein, die den Wirbelzerfall mit dreidimensionalen Modellen untersucht haben. Diese Studien zeigen, daß der Wirbelzerfall von meteorologischen Parametern wie der Schichtung und der atmosphärischen Turbulenz sowie von Flugzeugparametern abhängt. Das Zirkulationsmodul paßt in dem 2D-Modell die Entwicklung der Wirbel diesen 3D-Ergebnissen an. Diese Parametrisierung eines Wirbelzerfalls kann zwar nicht dafür sorgen, daß alle dynamischen Einzelheiten der Wirbelentwicklung im 2D-Modell richtig sind (die Variabilität in Flugrichtung kann per se nicht simuliert werden). Jedoch sind die wesentlichen Aspekte der Wirbelentwicklung, die für die mikrophysikalische Entwicklung des Kondensstreifens wichtig sind, im 2D-Modell richtig. Darunter fallen die Absinkgeschwindigkeit, die Lebenszeit und die Absinktiefe der Wirbel. Die Einmischung von Umgebungsluft in das Wirbelsystem stimmt auch gut mit 3-dimensionalen Vergleichsrechnungen (Gerz et al., 1998) überein. Einzelheiten zum Zirkulationsmodul sind im Unterkapitel 2.4 zu finden. Die Methode erlaubt es, eine Vielzahl von Parametern, die die Entwicklung des Kondensstreifens beeinflussen, zu untersuchen. Zum einen Parameter wie die Temperatur und die relative Feuchte, die einen direkten Einfluß auf die Sublimation der Eiskristalle im primären Nachlauf haben. Zum anderen von Parametern, die keinen direkten Einfluß auf die mikrophysikalischen Prozesse haben, aber aufgrund der geänderten Wirbelzerfalleigenschaften die Dauer und das Ausmaß der relativen Feuchteänderung im primären Nachlauf beeinflussen und so die Anzahl der überlebenden Eiskristalle am Ende der Wirbelphase verändern. In der Realität spielt die durch die Crow-Instabilität hervorgerufene Variabilität entlang der Flugrichtung eine Rolle und kann so das Erscheinungsbild des Kondensstreifens am Ende der Wirbelphase prägen. Jedoch sind diese dreidimensionalen Strukturen nicht entscheidend, wenn man am Kondensstreifen-Zirren-Übergang interessiert ist. In Abbildung 2.2 oben ist ein Kondens„streifen“ abgebildet, der nur noch aus Eiskristallen besteht, die in den Wirbelringen enthalten sind. In diesem Fall ist die Atmosphäre nur schwach übersättigt und die meisten Eiskristalle sind zu diesem Zeitpunkt schon verdampft. Diese Art von Kondensstreifen, die eine hohe Variabilität in Flugrichtung zeigen, lösen sich innerhalb weniger Minuten auf und haben keine Klimarelevanz. In Abbildung 2.2 unten ist ein Kondensstreifen gegen Ende der Wirbelphase abgebildet, der sich aufgrund der höheren Übersättigung der Umgebung in einen Zirrus umwandeln kann. Auch hier sind dreidimensionale Strukturen zu erkennen. Diese sind aber nicht so ausgeprägt wie im obigen Fall. In der Realität kann man beobachten, daß diese anfänglichen Unregelmäßigkeiten während des Ausbreitens durch Effekte wie Turbulenz, Sedimentation oder Inhomogenitäten in den Windfeldern ausgeglichen werden. Somit ist es gerechtfertigt, daß die Wirbelphasensimulationen in zwei Dimensionen gerechnet werden, da erstens das Modell benutzt wird, um die vertikale Verteilung und den Bruchteil überlebender Eiskristalle (gemittelt über die Flugrichtung) zu berechnen und zweitens ein Hauptverwendungszweck die Initialisierung des Dispersionsphasenmodells ist.



**Abbildung 2.2:** oben: Das Photo zeigt von links oben nach rechts unten einen Kondensstreifen in schwach übersättigter oder untersättigter Luft am Ende der Wirbelphase. Quelle: <http://www.extrospection.com/> ©Anders Jacobsen.  
unten: Das Photo zeigt mehrere Kondensstreifen mit Mammatus-artigen Strukturen.

## Dispersionsphase

Im Folgenden wird erläutert, wie EULAG und das Mikrophysikmodul für die Dispersionsphase angepaßt wird. Es wird wiederum ein zweidimensionales Simulationsgebiet verwendet. Besondere Beachtung muß der Turbulenz geschenkt werden, die dreidimensionalen Charakter hat und so in diesem Modell nur unzureichend aufgelöst ist. Dazu werden in Vorab-Simulationen Windfelder erstellt, die zur Initiali-

sierung verwendet werden. Diese Windfelder zeigen eine realitätsgetreue turbulente Diffusion, die sehr gut mit der Diffusion in dreidimensionalen Modellrechnungen übereinstimmt. Jensen et al. (1998) zeigen, daß die Unterschiede zwischen 2D und 3D-Rechnungen ebenfalls gering waren. In der Nähe des primären Nachlaufs wird eine erhöhte, flugzeuginduzierte Turbulenz vorgegeben, um die Effekte der Dissipationsphase zu berücksichtigen. Zur Initialisierung des Modells werden die Ergebnisse aus den Wirbelphasensimulationen in das vergrößerte Modellgebiet eingebettet. Die Simulation der Dispersionsphase wird in mehrere aufeinanderfolgende Teilsimulationen aufgeteilt. Die Abmessungen des Simulationsgebiets und die Maschenweiten werden größer und die Ergebnisse des Vorgängerlaufs werden jeweils eingebettet. Desweiteren wurde die eindimensionale Strahlungsroutine nach Fu und Liou (1993); Fu (1996); Fu et al. (1998) eingebaut, welche in Abschnitt 2.5 genauer vorgestellt wird. Abschließend wird in Abschnitt 2.6 die Berechnung des Effektivradius vorgestellt. Dieser wird sowohl bei der Berechnung der optischen Dicke im solaren Spektrum verwendet als auch an das Strahlungsmodul übergeben.

Zuletzt sei erwähnt, daß alle Module parallelisiert sind und das Simulationsgebiet je nach Größe in 32 – 96 Teilgebiete entlang der horizontalen Achse unterteilt wird.

## 2.2 EULAG

Den dynamischen Kern unserer Grobstruktursimulationen (LES-Simulationen) bildet das nicht-hydrostatische, anelastische Modell EULAG (Smolarkiewicz und Margolin, 1997; Grabowski und Smolarkiewicz, 2002). Es löst die anelastischen Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{u}}{dt} &= -\nabla \frac{p'}{\rho_0} + \vec{g} \frac{\theta'}{\theta_0} - f \times \vec{u} + D_{\vec{u}} \\ \frac{d\theta}{dt} &= -u \times \nabla \theta_e + F_{MP} + F_S + D_{\theta} \\ \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}) &= 0 \end{aligned}$$

Hierbei ist  $\vec{u}$  der Windvektor,  $p$  der Druck,  $\theta$  die potentielle Temperatur,  $\vec{g}$  die Erdbeschleunigung und  $f$  der Coriolisparameter;  $\theta_0$  und  $\rho_0$  geben ein anelastisches Hintergrundprofil für die potentielle Temperatur und die Dichte vor, welches die obige anelastische Kontinuitätsgleichung erfüllt. Die mit einem Index e versehenen Größen geben einen Umgebungszustand an. In der Regel ist dies eine stationäre Lösung der anelastischen Gleichungen. Es ist aber auch zugelassen, zeitlich veränderliche Umgebungszustände vorzugeben. Die Vorgabe eines Umgebungszustands dient lediglich der numerischen Effizienzsteigerung. Die gestrichelten Größen geben die Abweichungen davon an, z.B.  $\theta' = \theta - \theta_e$ . Die Quellterme in der thermodynamischen Gleichung berücksichtigen latente Wärmefreisetzung durch Deposition/Sublimation  $F_{MP}$  als auch Absorption/Emission von Strahlungsenergie  $F_S$ . Die Terme  $D_{\vec{u}}$  und  $D_{\theta}$  sind turbulente Diffusionskoeffizienten, die mittels einer prognostischen Gleichung für die

turbulent-kinetische Energie (TKE-Schließung) bestimmt werden. Die synoptischskaligen Hebungs Vorgänge, welche die Luftmassen im ganzen Simulationsgebiet anheben, werden nicht explizit modelliert. Man gibt sich lediglich eine entsprechende Kühlrate als zusätzlichen externen Antrieb vor. Die Temperatur  $T_e$  ist dann

$$\frac{d\tilde{T}_e}{dt} = \frac{dT_e}{dt} - \Gamma_d \cdot w_0,$$

wobei  $w_0$  die aufgeprägte Vertikalgeschwindigkeit ist und  $\Gamma_d$  der trockenadiabatische Temperaturgradient ist. Ein Vorteil von EULAG ist, daß die anelastischen Gleichungen sowohl in Lagrange'scher als auch Euler'scher Formulierung numerisch gelöst werden können. Die hier verwendete Euler'sche Formulierung verwendet zur Behandlung der advektiven Terme den Algorithmus MPDATA (Smolarkiewicz und Margolin, 1998). Dies ist ein massenerhaltender, positiv definiter Advektionsalgorithmus zweiter Ordnung, der auf dem Upstream-Verfahren basiert, jedoch dessen inhärente Diffusivität mindert. Genauere Informationen und weitere Referenzen sind auf der EULAG-Seite <http://www.mmm.ucar.edu/eulag/> zu finden.

## 2.3 Mikrophysikschema

An EULAG gekoppelt wird ein Mikrophysikmodul (Spichtinger und Gierens, 2008), welches die Wachstumsgleichungen für Eiskristalle löst und Prozesse wie homogene Nukleation, heterogene Nukleation und Sedimentation berücksichtigt. Für die homogene Nukleation wird die Parametrisierung von Koop et al. (2000) verwendet. Eiskristalle entstehen, wenn die Feuchte einen temperaturabhängigen Schwellwert  $RH_i > 145\%$  überschreitet. Der Feuchteschwellwert ist in Abbildung 1.1 aufgetragen. Heterogene Nukleation ist sehr einfach parametrisiert. Sobald der Feuchteschwellwert für heterogene Nukleation, der auf einen bestimmten konstanten Wert festgesetzt werden kann, überschritten wird, entstehen aus allen vorhandenen Aerosolen Eiskristalle mit einer Masse von  $10^{-15}$  kg (dies entspricht einem Durchmesser von ca.  $1.5 \mu\text{m}$ ). Die Mikrophysikroutine benutzt ein 2-Momenten-Schema und löst prognostische Gleichungen für den Eiswassergehalt  $IWC$  und die Eiskristallanzahl-dichte  $N$ . Innerhalb einer Gitterbox nimmt man an, daß die Eiskristallmasse (und auch -größe) lognormalverteilt ist.

$$n(m) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_m m} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{\log \frac{m}{m_0}}{\log \sigma_m} \right)^2 \right) \quad (2.1)$$

Die Parameter  $m_0$  und  $\sigma_m$  geben die Medianmasse und die Breite der Verteilung an. Technische Details zur Lognormalverteilung finden sich im Anhang. Die Wachstumsgleichung (i.e. Massenzuwachs) eines einzelnen Eiskristalls ist gegeben durch:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi C D_v f_1 f_2 [\rho_v(T_e) - \rho_s(T_s)]$$

$\rho_v$  ist die Wasserdampfkonzentration in der Umgebung,  $T_e$  ist die Umgebungstemperatur,  $\rho_s$  Sättigungswasserdampfkonzentration bezüglich Eis,  $T_s$  die Temperatur der Eisoberfläche,  $D_v$  Diffusivität von Wasserdampf in der Luft, die weiteren Koeffizienten  $C, f_1, f_2$  berücksichtigen die Kristallform und Korrekturen für sehr kleine Eiskristalle (kinetisches Regime) und sehr große Eiskristalle (Ventilationseffekt). Die Wachstumsgleichung kann mit dem Ansatz nach Koenig (1971) approximiert werden:

$$\frac{dm}{dt} = a \cdot m^b \cdot c_{corr}(m)$$

Die Parameter  $a$  und  $b$  hängen nur von Temperatur, Druck und relativer Feuchte ab. Der Parameter  $c_{corr}$  stellt Korrekturterme bei sehr kleinen und sehr großen Eiskristallmassen dar. Die Eismassenänderung  $DEP$  durch Depositionswachstum innerhalb einer Gitterbox ist dann gegeben durch:

$$\begin{aligned} DEP = \frac{\partial IWC}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty n(m)m \, dm = \dots = \int_0^\infty n(m) \frac{dm}{dt} \, dm \\ &= a \int_0^\infty n(m)m^b c_{corr}(m) \, dm = a \cdot \mathcal{M}_b(m) \cdot \tilde{c}_{corr}(\bar{m}) \end{aligned}$$

$IWC$  ist der Eiswassergehalt. Die Definition der Momente  $\mathcal{M}_k$  ist im Anhang zu finden. Bei Untersättigung ist der Parameter  $a$  negativ und man verliert Eismasse. Aus den Sedimentationsgeschwindigkeiten einzelner Eiskristalle (Heymsfield und Iaquinta, 2000) werden Anzahl- und Massenflüsse aus einer Gitterbox ermittelt und mittlere Sedimentationsgeschwindigkeiten für die Masse  $v_m$  und die Anzahl  $v_n$  berechnet. Die prognostischen Gleichungen für den Eiswassergehalt  $IWC$  in  $[\text{kg m}^{-3}]$  und die Anzahlkonzentration  $N$  in  $[\text{m}^{-3}]$  lauten:

$$\begin{aligned} \frac{DIWC}{Dt} &= \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial(\bar{\rho}IWCv_m)}{\partial z} + NUC + DEP + D_{IWC} \\ \frac{DN}{Dt} &= \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial(\bar{\rho}Nv_n)}{\partial z} + NNUC + NDEP + D_N \end{aligned}$$

Die Terme  $NUC$  und  $NNUC$  geben die Masse und die Anzahl neu gebildeter Eiskristalle an.  $D_N$  bzw.  $D_{IWC}$  sind Diffusionsterme. Der Term  $DEP$  wurde oben kurz hergeleitet und gibt den Gewinn bzw. Verlust an Eismasse an. Im Folgenden soll noch die Parametrisierung des Terms  $NDEP$  erläutert werden, da die Kondensstreifensimulationen sensitiv von den Einstellungen der Parametrisierung abhängen. Wächst die Masse der Eiskristalle durch Deposition an ( $DEP > 0$ ), dann bleibt die Anzahl der Eiskristalle konstant ( $NDEP = 0$ ) (die Bildung von Eiskristallen wird in  $NUC$  behandelt). Nimmt die Eismasse ab ( $DEP < 0$ ), wird mit

$$f_n = f_m^\alpha,$$

abgeschätzt, wieviel Eiskristalle verdampfen. Die Größe

$$f_m = \frac{IWC(t) - IWC(t - \Delta t)}{IWC(t)} \Bigg|_{DEP}$$

gibt an, welcher Bruchteil der Eismasse während eines Zeitschritts verschwindet. Daraus leitet man den Bruchteil  $f_n$  der verdampften Eiskristalle in einem Zeitschritt ab. Sinnvolle Werte für den Parameter  $\alpha$  liegen nach Harrington et al. (1995) zwischen 1.0 und 1.5. Standardmäßig hat  $\alpha$  in dieser Routine den konstanten Wert 1.1. Daraus folgt, daß  $f_n < f_m (< 1)$  ist und immer ein größerer Bruchteil an Masse als an Anzahl verlorengelht. Im Laufe der Durchführung der Simulationen wurden einige Tücken dieser einfachen Herangehensweise offensichtlich. In einer meteorologischen Situation ohne synoptischskaliges Aufgleiten oder Absinken der Luftmassen stellt sich nach einer gewissen Zeitspanne Sättigung innerhalb der Wolke ein. Durch turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen schwankt die relative Feuchte jedoch um einige Prozent um den Sättigungswert. Ist die Luft untersättigt, verdampft ein kleiner Teil der Eismasse und Eiskristalle. Ist die Luft anschließend aufgrund der Dynamik und der verdampften Eismasse wieder übersättigt, gewinnen die Eiskristalle wieder an Masse hinzu. Die Eiskristallanzahl bleibt bei diesen geringen Übersättigungen jedoch konstant, da Eisteilchen erst bei viel höheren Feuchten, die über dem Schwellwert der homogenen Nukleation von 140% liegen, entstehen. Durch die Abfolge von Unter- und Übersättigungen in einer Gitterbox hat man ständig Verlust und Zuegewinn an Eismasse. Im Mittel bleibt die Eismasse in jeder Gitterbox aber erhalten, sofern Sedimentationsprozesse keine Rolle spielen. Die Eiskristallanzahl nimmt jedoch kontinuierlich ab. Der Kristallverlust ist geringer, wenn  $\alpha$  größer ist, da  $f_n$  für ein bestimmtes  $f_m$  kleiner ist. Hat der Parameter  $\alpha$  den Wert 1.5, dann zeigt sich, daß durch die turbulenten Schwankungen keine Eiskristalle verlorengelhen, weil  $f_n$  praktisch 0 ist. Im Standardfall mit  $\alpha = 1.1$  verzeichnet man über mehrere Stunden einen merklichen Kristallverlust. Sind die mittleren Teilchendurchmesser klein, ist dieses sogenannte „turbulente“ Verdampfen durchaus realistisch. Im Modell tritt der Kristallverlust jedoch auch auf, wenn der mittlere Durchmesser der Teilchen groß ist und eigentlich keine Eisteilchen während dieser kurzen Untersättigungen vollständig verdampfen sollten. Die Untersuchung des Sublimationsprozesses wurde in einer eigenen Studie (Gierens und Bretl, persönliche Mitteilung) genauer untersucht. Am vernünftigsten erscheint es, den Parameter  $\alpha$  mit der relativen Feuchte zu variieren. Zwischen  $RH_i = 98\%$  und  $92\%$  nimmt  $\alpha$  linear von 1.5 auf 1.1 ab. Außerhalb dieses Feuchtebereichs wird  $\alpha$  konstant fortgesetzt. In den vorgestellten Simulationen wird wie oben erwähnt ein konstantes  $\alpha = 1.1$  verwendet. In Sensitivitätsstudien wird der Einfluß von  $\alpha$  untersucht.

Eine weitere Anpassung war bei der Berechnung der Temperatur  $T$  notwendig, die bisher aus dem Umgebungsdruck  $p_e$  und der potentiellen Temperatur  $\theta$  abgeleitet wurde (in EULAG selbst wird nur mit der potentiellen Temperatur gerechnet). In den Wirbelzentren weicht der Gesamtdruck  $p = p_e + p'$  stark vom Umgebungsdruck ab, da die Zentrifugalkraft durch einen Unterdruck im Wirbelinneren ausgeglichen wird. Im vorliegenden Modell wird die Temperatur daher aus  $p$  und  $\theta$  berechnet. Damit wird berücksichtigt, daß aufgrund einer adiabatischen Abkühlung im Wirbelinneren die relative Feuchte dort ansteigt und dies den Eiskristallverlust während der Wirbelphase verlangsamen kann (Lewellen und Lewellen, 2001).

Es ist möglich, mehrere Eis-Klassen zu definieren. Für jede Klasse werden separat die prognostischen Gleichungen in  $IWC$  und  $N$  gelöst. In der Praxis läuft das so ab, daß für jede Eisklasse höchstens eine Art von Nukleationsprozeß erlaubt wird. Es ist dann leicht, zwischen homogen gebildetem Eis, heterogen gebildetem Eis und Eis, das zu Beginn der Simulation vorgegeben wird und keinen Nukleationsprozeß erfordert, zu unterscheiden. Die verschiedenen Eisklassen sind unabhängig voneinander lognormalverteilt. Als Überlagerung aller Eisklassen kann man in den Gitterboxen multimodale Verteilungen haben und das Lebensalter von Eis verschiedenen Ursprungs berücksichtigen. In der Praxis läuft das so ab, daß bei den meisten Simulationen, die hier vorgestellt werden, keine Nukleation erlaubt ist. Die Entstehung der Eisteilchen ist in der Jetphase abgeschlossen und wird in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht. Das Modell läuft mit einer Eisklasse, die das Kondensstreifeneis enthält. Die „fertigen“ Eiskristalle werden zu Beginn der Simulation vorgegeben und man löst nur die Deposition und Sedimentation. In einzelnen Simulationen, in denen durch Hebungsprozesse natürliche Zirrenbildung ermöglicht wird, ist Nukleation erlaubt. Man gibt sich dann eine weitere Eisklasse vor, die entweder durch homogene oder heterogene Nukleation entsteht.

## 2.4 Zirkulationsmodell

In diesem Kapitel wird das Zirkulationsmodul vorgestellt, das ermöglicht, einen realistischen Wirbelzerfall zu simulieren. Dies ist notwendig um Wirbelphasensimulationen in zwei Dimensionen durchführen zu können. Der wichtigste Zerfallsprozeß während der Wirbelphase ist die Crow-Instabilität (Crow, 1970). Dies ist eine Oszillation der beiden Wirbelstränge entlang der Flugrichtung. Dies ist ein dreidimensionales Phänomen und kann daher nicht in zwei Dimension simuliert werden. Generell wird der Wirbelzerfall in einem 2D-Modell zu langsam simuliert. Daher wurde dem bestehenden EULAG-Programm ein Zirkulationsmodul hinzugefügt, welches einen realistischen Wirbelzerfall in dem 2D-Modell sicherstellt.

Die mikrophysikalischen Eigenschaften eines Kondensstreifens hängen davon ab, wie schnell die Wirbel absinken ( $w(t)$ ) und wie lange sie leben ( $t_{breakup}$ ). Dies legt fest, wie stark und wie lange die Luft untersättigt ist und hat maßgeblichen Einfluß auf das Ausmaß des Kristallverlusts. Es ist daher wichtig zu zeigen, daß das Zirkulationsmodul imstande ist, sowohl die Absinkgeschwindigkeit  $w(t)$  des Wirbelpaares als auch die Lebenszeit  $t_{breakup}$  der Wirbel richtig zu simulieren. Dann ist auch sichergestellt, daß die maximale Auslenkung der Wirbel  $z_{breakup}$  richtig simuliert ist.

In Holzäpfel (2003); Holzäpfel und Robins (2004); Holzäpfel (2006) ist der Wirbelzerfall, das heißt die zeitliche Entwicklung der Zirkulation  $\Gamma$ , in Abhängigkeit von Flugzeug- und meteorologischen Parametern parametrisiert. Außerdem sind dort Absinkgeschwindigkeiten des Wirbelpaares parametrisiert. Die Parametrisierung stützt sich auf 3-dimensionale LES-Simulationen und wurde mit Messungen in Bodennähe validiert, jedoch haben die Ergebnisse auch auf Reiseflughöhe ihre Gültigkeit (FLYSAFE-Abschlussbericht, 2006, und persönliche Auskunft von F. Holz-

äpfel). Diese Ergebnisse werden nun im ZK-Modul (Abkürzung für Zirkulationsmodul) als Richtwerte verwendet.

Das ZK-Modul verfolgt die absinkenden Wirbelzentren, berechnet die Zirkulation (bezeichnet mit  $\Gamma_{num}$ ) aus den Geschwindigkeitsfeldern und ändert künstlich die Diffusion im Wirbelgebiet. Die lokale Diffusionserhöhung schwächt die Wirbel ab und das Ziel ist, den zeitlichen Verlauf von  $\Gamma$  den vorgegebenen Richtkurven anzupassen. Um genauer auf die Details des ZK-Moduls eingehen zu können, werden erstmal grundlegende Aspekte über die Wirbeldynamik (Gerz et al., 2002) zusammengestellt.

Während der Jetphase (ungefähr die ersten 20 s) ändert sich die anfängliche Zirkulationsverteilung (Kutta-Joukowski Gesetz) entlang der Tragfläche so, daß sich ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar ausbildet. Die Wirbelzentren sind  $b_0/2$  vom Rumpf entfernt, man hat Abwärtswinde nahe dem Flugzeugrumpf und Aufwärtswinde außerhalb der Wirbelzentren. Der Wirbelabstand  $b_0$  ist proportional zur Flügelspannweite  $b_{span}$  ( $b_0 = \frac{\pi}{4}b_{span}$ ). Die Tangentialgeschwindigkeit eines einzelnen Wirbels kann durch ein Hallock-Burnham-Radialprofil angenähert werden

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \frac{r^2}{r^2 + r_c^2}.$$

Die Variable  $r$  gibt den Abstand vom Wirbelzentrum an. Der Kernradius  $r_c$  wird als 4 m vorgegeben und die anfängliche Zirkulation  $\Gamma_0$  ist bei gängigen Großflugzeugen typischerweise ungefähr  $650 \text{ m}^2/\text{s}$ . Das Wirbelpaar ist dann eine Überlagerung von zwei Hallock-Burnham-Wirbeln. Die beiden Wirbel wandern aufgrund eines anfänglichen Impulses nach unten und die anfängliche Absinkrate kann durch die Tangentialgeschwindigkeit bei  $r = b_0$

$$v_\theta(b_0) \approx \frac{\Gamma_0}{2\pi b_0} =: w_W \quad (2.2)$$

angenähert werden.

Bei einem einzelnen Wirbel ist die Zirkulation  $\Gamma$  definiert als das Integral über die Vorticity

$$\omega = \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z}$$

über das ganze Gebiet. Bei einem Wirbelpaar, muß das Integrationsgebiet auf die Umgebung um das Wirbelzentrum beschränkt werden, um Beiträge des gegenläufigen Wirbels zu vermeiden.

$$\Gamma_r = \int_0^r \int_0^{2\pi} \omega(r', \phi) r' d\phi dr' = \oint_{\text{Kreisring mit Radius } r} v_\theta ds.$$

Im weiteren Verlauf wird eine radius-gemittelte Variante der Zirkulation namens  $\Gamma_{5-15}$  benutzt. Als Integrationsgebiete verwendet man Kreise mit ganzzahligen Radien zwischen 5 m und 15 m und bildet das arithmetische Mittel darüber.

$$\Gamma_{5-15} = \frac{1}{11} \sum_{r=5\text{m}}^{15\text{m}} \Gamma_r \quad (2.3)$$

Diese Größe kann gut aus Lidarmessungen abgeleitet werden (Holzäpfel et al., 2003) und daher wird der Wirbelzerfall in oben genannten Arbeiten mittels  $\Gamma_{5-15}(t)$  beschrieben, um die Vergleichbarkeit von Messungen und Simulationen zu erleichtern. Im Folgenden wird der aus Holzäpfel vorgegebene Verlauf der Zirkulation mit  $\Gamma_{ZK}$  bezeichnet.

Nach Holzäpfel (2003) hängt der Zerfall des Wirbelpaares sowohl von meteorologischen Parametern (Schichtung und Hintergrundturbulenz) als auch von Flugzeugparametern (anfängliche Zirkulation  $\Gamma_0$  und Abstand der Wirbelzentren  $b_0$ ) ab. Man kann den Zerfall in zwei Phasen unterteilen. Während der Diffusionsphase des Wirbelzerfalls (nicht zu verwechseln mit der Dispersion-/Diffusionsphase eines Kondensstreifens) schwächen sich die Wirbel nur langsam ab. Dies geschieht unabhängig von den Umgebungsbedingungen und hängt nur von den Flugzeugparametern ab. Zum Zeitpunkt  $T_2^*$  (siehe Formel 6 in Holzäpfel, 2003) setzt der schnelle Zerfall des Wirbels (hauptsächlich verursacht durch die Crow-Instabilität) ein. Generell ist  $T_2^*$  kleiner und der schnelle Zerfall startet früher, wenn die Hintergrundturbulenz höher oder die Atmosphäre stabiler geschichtet ist. Wird der Trennabstand  $b_0$  verkleinert (kleinere Flügelspannweite) ohne die anfängliche Zirkulation zu verändern, so zerfallen die Wirbel schneller, da sich die beiden Wirbel gegenseitig stärker beeinflussen. Ist die anfängliche Zirkulation vermindert bei gleichem  $b_0$ , zerfallen die Wirbel langsamer. Paradoxerweise dauert es länger bis die Zirkulation  $\Gamma$  auf vernachlässigbare Werte abfällt, wenn man mit kleinerem  $\Gamma_0$  startet.

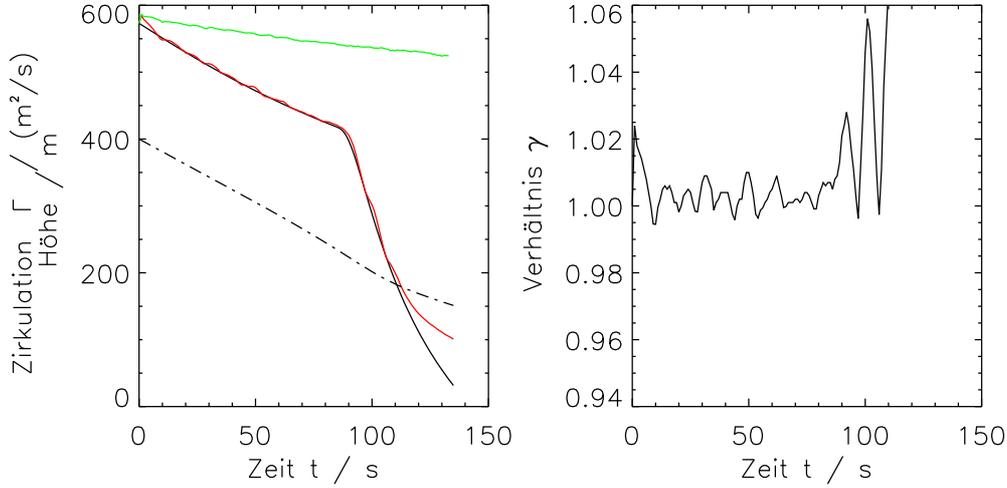
Das Ende der Wirbelphase  $t_{breakup}$  ist erreicht, wenn die Vorticity der Wirbel und von turbulenten Eddies die gleiche Größenordnung hat. In den Simulationen ist das Ende erreicht, falls  $\Gamma_{ZK} < 0.01\Gamma_0$  oder  $\Gamma_{num} < 20 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ .

Nun folgen die Einzelheiten des ZK-Moduls: Unabhängig vom Zeitschritt der Simulation  $\Delta t \approx 0.01 \text{ s}$  wird das ZK-Modul jede Sekunde ( $\Delta t_{ZK} = 1 \text{ s}$ ) aufgerufen. Die Wirbelzentren werden bestimmt, indem man den Schwerpunkt des Vorticityfeldes berechnet.

$$X_i = \left( \int_0^r \int_0^{2\pi} x_i \omega(r', \phi) r' d\phi dr' \right) / \left( \int_0^r \int_0^{2\pi} \omega(r', \phi) r' d\phi dr' \right).$$

Die Größe  $x_i$  ist die horizontale/vertikale Komponente,  $X_i$  gibt die jeweilige Komponente des Schwerpunktes an. Als Integrationsgebiet verwendet man anfänglich ein Kreisgebiet um ein geschätztes Wirbelzentrum. Die obige Formel kann iterativ (mit aktualisiertem Kreisgebiet) angewendet werden, bis sich die Werte  $X_i$  nur noch minimal ändern. In der Regel genügen 1 – 2 Iterationen. Die Anfangsschätzung der Wirbelhöhe ist gut, da das Absinken innerhalb von  $\Delta t_{ZK} = 1 \text{ s}$  gering ist und wenig vom Wert im vorangegangenen Aufruf des ZK-Moduls abweicht. Während der Wirbelphase sinken die Wirbel in der Regel ungefähr 200 – 300 m ab. Wie sich die Höhe der Wirbelzentren zeitlich ändert, ist in Abbildung 2.3a zu sehen.

Anschließend wird die Zirkulation  $\Gamma_{num}$  des linken und rechten Wirbels mit Formel 2.3 berechnet. Die beiden Wirbel zerfallen ähnlich und die Zirkulationswerte unterscheiden sich nur geringfügig voneinander, was im scherungsfreien Fall auch zu

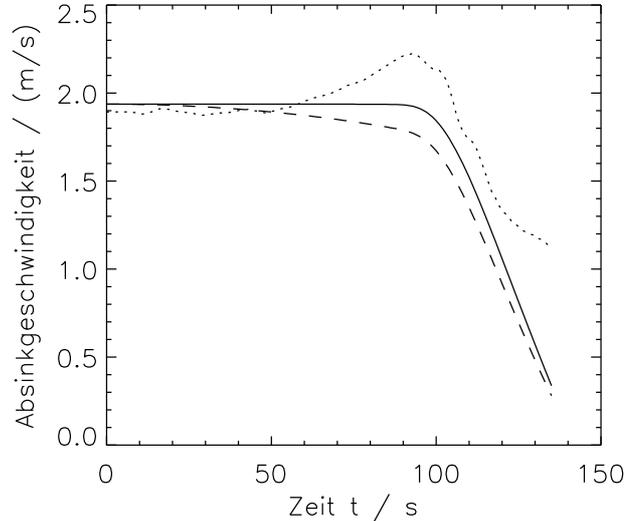


**Abbildung 2.3:** links: zeitliche Entwicklung von  $\Gamma_{5-15}$  ( $\Gamma_{ZK}$  (schwarz),  $\Gamma_{num}$  (rot),  $\Gamma_{num}$  ohne ZK-Modul (grün)). Die gestrichelte Kurve zeigt die Höhe des Wirbelzentrums. Die Simulation verwendet die Standardinitialisierung (Einzelheiten siehe Kapitel 3.2.1)

rechts: Güteverhältnis  $\gamma = \Gamma_{num}/\Gamma_{ZK}$  als Funktion der Zeit.

erwarten ist. Das arithmetische Mittel der beiden  $\Gamma_{num}$ -Werte wird dann mit  $\Gamma_{ZK}$  verglichen. Aus dem Verhältnis der beiden Größen  $\gamma(t) = \Gamma_{num}(t)/\Gamma_{ZK}(t)$  und dem Verhältnis  $\gamma_{\Delta}(t) = \frac{\Gamma_{num}(t) - \Gamma_{num}(t - \Delta t)}{\Gamma_{ZK}(t) - \Gamma_{ZK}(t - \Delta t)} = \frac{\Delta \Gamma_{num}(t)}{\Delta \Gamma_{ZK}(t)}$  wird die künstliche Diffusion  $Diff_{art}$  abgeschätzt. Diese wird lokal jeweils in einem Kreis mit Radius  $r_{innen}$  um das Wirbelzentrum vorgegeben, außerhalb fällt sie in einem Kreisring bis Radius  $r_{aussen}$  linear auf 0 ab. Die künstliche Diffusion  $Diff_{art}$  wird auf den „natürlichen“ Diffusionskoeffizienten, welcher aus der TKE-Gleichung abgeleitet wird, addiert. Generell ist  $Diff_{art}$  um einige Größenordnungen höher, so daß im Wirbelgebiet allein die Vorgabe der künstlichen Diffusion ausschlaggebend ist für die Entwicklung der Wirbeldynamik. Die Hauptarbeit bei der Programmierung des ZK-Moduls bestand darin, heuristische Regeln für die Diffusionskontrolle (Vorgabe von  $Diff_{art}$ ,  $r_{innen}$ ,  $r_{aussen}$ ) so aufzustellen, daß der zeitliche Verlauf von  $\Gamma_{num}(t)$  als auch von der Absinkgeschwindigkeit  $w_{num}$  realistisch ist. Diese Regeln werden hier aufgrund ihrer Komplexität nicht vorgestellt.

Der Verlauf von  $\Gamma_{num}$  (gepunktet) und  $\Gamma_{ZK}$  (durchgezogen) ist in Abbildung 2.3 links zu sehen. Während der Diffusionsphase (des Wirbelzerfalls) stimmen die Kurven sehr gut überein. Die Abweichung beträgt weniger als 2% (siehe auch Abbildung 2.3 rechts). Zu Beginn der schnellen Zerfallsphase (Knick in den Kurven) stimmen die Größen auch noch gut überein. Gegen Ende der Wirbelphase kann die Zirkulation im Modell nicht schnell genug abgebaut werden. Die künstliche Diffusion  $Diff_{art}$



**Abbildung 2.4:** Absinkgeschwindigkeit des Wirbelpaares. Die durchgezogene/gestrichelte Kurve zeigt den theoretischen Verlauf (ohne/mit Berücksichtigung des Auftriebsterms, Holzäpfel (2003)). Die gepunktete Kurve zeigt die Simulation mit Standardinitialisierung (Einzelheiten siehe Kapitel 3.2.1)

kann nur bis zu einem bestimmten Grenzwert erhöht werden. Die Summe aus der natürlichen Diffusion (i.e. aus TKE-Gleichung berechnet) und der künstlichen Diffusion muß das lineare Diffusion-Stabilitätskriterium erfüllen, um die Stabilität des numerischen Verfahrens zu gewährleisten. Wurde  $Diff_{art}$  bis zum Maximalwert erhöht, kann keine weitere Beschleunigung des Zerfalls erzwungen werden. Die grüne Kurve in Abbildung 2.3 links zeigt, wie sich die Zirkulation ohne Diffusionskontrolle in einem 2D-Modell entwickelt. Der Wirbelzerfall ist generell zu langsam, insbesondere tritt kein schneller Zerfall nach  $O(100s)$  auf.

Im nächsten Abschnitt werden die Absinkgeschwindigkeiten verglichen. Zwischen  $\Gamma_{5-15}$  und der Absinkgeschwindigkeit besteht kein linearer Zusammenhang, wie man aus Gleichung 2.2 schließen könnte. Der Zusammenhang ist nur in der Frühphase der Wirbelphase gültig. Ein Hallock-Burnham mit kleinem Kernradius ähnelt außerhalb von  $r = 15$  m einem Potentialwirbel. Das heißt, die Tangentialgeschwindigkeit fällt dort mit  $1/r$  ab und die Vorticity ist 0. Die ganze Vorticity ist daher im Bereich  $r < 15$  m enthalten. Während der Wirbelphase ändert sich das Tangentialprofil, indem der Kernradius  $r_c$  anwächst. Die maximale Tangentialgeschwindigkeit nimmt ab und ist bei einem größerem Radius zu finden. Ebenso ist die Vorticity auf ein größeres Gebiet verteilt. Die Zirkulation  $\Gamma_{5-15}$  nimmt daher aus zwei Gründen ab (Dissipation und Diffusion der Vorticity). Die Absinkgeschwindigkeit  $w = v_\theta(b_0)$

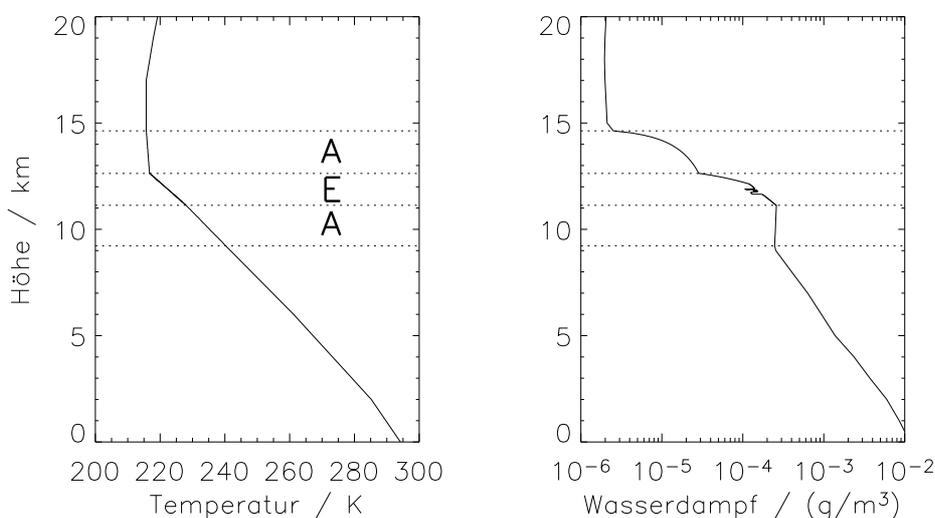
nimmt anfänglich nicht ab, da ein Anwachsen des Kernradius die Tangentialgeschwindigkeit auf  $b_0 \gg 15$  m nur marginal verändert. Durch Anpassung der Radien  $r_{innen}$  und  $r_{ausen}$ , die das Gebiet mit erhöhter Diffusion festlegen, wird erreicht, daß sich die Absinkgeschwindigkeit an die Vorgabe anpasst.

Abbildung 2.4 zeigt die Absinkgeschwindigkeit nach Holzäpfel. Ist die Atmosphäre stabil geschichtet, muß zusätzlich noch der Effekt der Auftriebskraft, die das Absinken verlangsamt oder im Extremfall sogar für ein Aufsteigen sorgt, berücksichtigt werden. Anfänglich wird die Absinkrate im Modell leicht unterschätzt, in der Phase des schnellen Zerfalls sinken die Wirbel zu schnell ab. Insbesondere sinken die Wirbel gegen Ende der Wirbelphase zu schnell ab, da auch die Zirkulation, wie oben gesehen, nicht schnell genug abgebaut wird. Daher wird der Kristallverlust überschätzt. Als einfache Kompensationsmaßnahme wertet man die relevanten mikrophysikalischen Felder ungefähr 5 s vor dem eigentlichen Ende der Wirbelphase aus. Ist im Folgenden von der Größe  $t_{breakup}$  die Rede, ist die 5 s-Reduktion bereits berücksichtigt. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da die Abweichungen in  $\Gamma$  und  $w$  im Modell durchaus im Unsicherheitsbereich der vorgegebenen Kurven liegen. Zusammenfassend kann man feststellen, daß das ZK-Modul das Gewünschte leistet, nämlich einen realistischen Wirbelzerfall in einem 2D-Modell erzwingt.

## 2.5 Strahlung

Die Eisteilchen in Zirren und Kondensstreifen wechselwirken mit der solaren und thermischen Strahlung (Liou, 1986; Stephens und Webster, 1981; Stephens et al., 1990). Die Eisteilchen ändern den Strahlungstransport durch Streuung, Emission und Absorption. Einerseits beeinflusst hohe Bewölkung dadurch den globalen Strahlungshaushalt. Andererseits kann sich die Temperatur der umliegenden Luft verändern. Dadurch kann lokal Konvektion hervorgerufen werden und die Entwicklung der Kondensstreifen durch ein Aufsteigen oder Absinken des Kondensstreifens beeinflusst werden. Aus letzterem Grund ist es sinnvoll, eine Strahlungsroutine an EULAG zu koppeln.

Die eindimensionale Strahlungsroutine nach Fu und Liou (1993), Fu (1996) und Fu et al. (1998) wird in vielen Zirrenstudien verwendet, z.B. Corti et al. (2006) oder Fusina et al. (2007). Sie liefert eine Parametrisierung des Strahlungstransports bei Eiskristallen. Das solare Spektrum wird dazu in 6 Bereiche unterteilt, das thermische Spektrum in 12 Bereiche. Die Routine ist für Eisteilchen optimiert und wurde an Eiskristallensembles angepaßt, die in Zirren gemessen wurden. Die Routine läuft reibungslos für Effektivradien zwischen 6 und 80  $\mu\text{m}$ . Für Teilchen kleiner als 6  $\mu\text{m}$ , was in Kondensstreifen durchaus vorkommen kann, ist die Parametrisierung nicht sinnvoll definiert und die Routine hat numerische Konvergenzprobleme. Jedoch kommt der Strahlungseffekt im Allgemeinen erst über längere Zeiträume zu tragen. Die Eisteilchen wachsen über diese langen Zeiträume jedoch an und das Vorkommen von Eisteilchen, deren Größe unter diesem kritischen Wert liegt, ist gering. Dazu wurden zwei Testläufe durchgeführt. Beim Testlauf 1 wurde bei der Übergabe an die



**Abbildung 2.5:** Vertikalprofile von Temperatur und Wasserdampfkonzentration. Der Höhenbereich *E* kennzeichnet, wo die EULAG-Werte eingebettet werden. In den Übergangsbereichen *A* werden die EULAG-Werte linear an die Hintergrundwerte angenähert.

Strahlungsroutine der Eiswassergehalt in Gitterboxen mit  $r_e < 6 \mu\text{m}$  künstlich auf 0 gesetzt. Beim Testlauf 2 wurden die Eiswassergehalte beibehalten, jedoch wurde in kritischen Gitterboxen ein Effektivradius von  $6 \mu\text{m}$  an die Strahlungsroutine übergeben. Die beiden Testläufe zeigen geringe Unterschiede in den mikrophysikalischen Kondensstreifeneigenschaften und belegen somit das geringe Ausmaß dieser Korrektur.

Wie stark der Kondensstreifen erwärmt wird, hängt einerseits von den mikrophysikalischen Eigenschaften der Eiskristalle ab, andererseits von den Hintergrundkonzentrationen der Treibhausgase, dem (Luft-)Temperaturprofil  $T(z)$ , der Bodentemperatur  $T_B$  (die Bodentemperatur kann unabhängig von der Lufttemperatur in den bodennahen Schichten vorgegeben werden) und dem Vorkommen von Wasserwolken. Die Eigenschaften der Eiskristalle werden durch den Eiswassergehalt und den Effektivradius beschrieben. Im Höhenbereich von 0 – 120 km werden Profile von Temperatur, Luftdichte, Kohlendioxid, Wasserdampf, Ozon, Methan und Lachgas vorgegeben. Der Routine werden über den Tagesgang gemittelte Standardprofile übergeben.

Es existieren Profile für Sommer und Winter in den mittleren Breiten und in der Polarregion sowie ein jahresgemitteltes Profil für die Tropen (Anderson et al., 1986). Die ungefähre Tageszeit kann durch den Einfallswinkel der Sonnenstrahlen festgelegt werden. Sollen nächtliche Bedingungen simuliert werden, wird die ankommende Solarstrahlung auf 0 gesetzt und die Bodentemperatur reduziert. Die Hintergrundprofi-

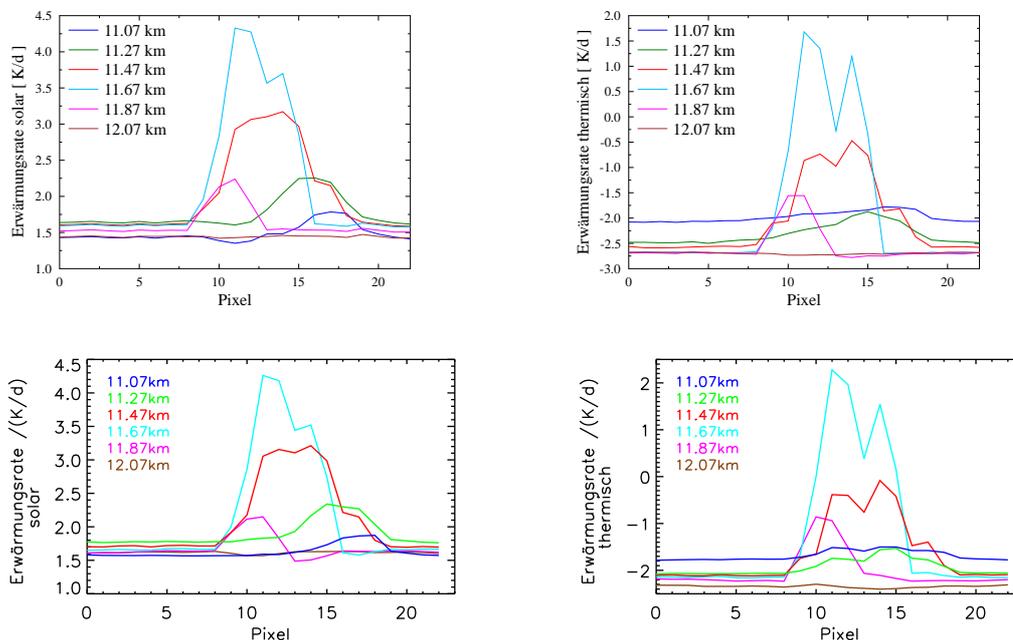
le sind statisch, eine Veränderung der Profile durch die Rückkopplung mit Strahlung findet nicht statt.

Die Auflösung der Profile ist in der Troposphäre und Stratosphäre 1 km. In einem passend gewählten Höhenbereich in der oberen Troposphäre (in Abbildung 2.5 mit dem Buchstaben 'E' gekennzeichnet) wird die Auflösung verfeinert. Dort werden die Werte für die Temperatur, die Luftdichte und den Wasserdampf aus dem EULAG-Gebiet übernommen. Um Unstetigkeiten an der Gebietsober- und untergrenze zu vermeiden, wird in einem Übergangsbereich (mit dem Buchstaben 'A' gekennzeichnet) linear zwischen den EULAG-Werten und dem Hintergrundprofil interpoliert. Zusätzlich wird der Eiswassergehalt und der Effektivradius im EULAG-Gebiet übergeben. Die Strahlungsroutine wird separat für jede Säule im Simulationsgebiet aufgerufen und berechnet daraus ein Vertikalprofil der Erwärmungsrate. Innerhalb des EULAG-Gebiets wird diese Größe als Quellterm  $F_G$  in der thermodynamischen Gleichung verwendet.

Betont werden sollte noch, daß der strahlungsbedingte Energiegewinn oder -verlust der Eiskristalle sofort an die Umgebungsluft weitergegeben wird und somit Oberflächeneffekte auf den Eiskristallen unberücksichtigt bleiben. Dies ist gerechtfertigt, da dieser Effekt bei den typischen Eiskristallgrößen in Kondensstreifen klein ist (Gierens, 1994) und in numerischen Kondensstreifensimulationen vernachlässigt werden kann (siehe Sensitivitätslauf 10 in Chlond, 1998).

Die Parallelität von EULAG bleibt aufgrund der Eindimensionalität der Strahlungsroutine erhalten. Das Strahlungsmodul ist standardmäßig nicht aktiviert und wird nur bei Dispersionsphasensimulationen optional aktiviert.

Im nächsten Teil wird die eingebaute eindimensionale Strahlungsroutine mit Ergebnissen des methodisch überlegenen 3D-Strahlungscode MYSTIC (Mayer, 1999, 2000; Emde und Mayer, 2007) validiert. Dankenswerterweise hat C. Emde die Rechnungen mit dem MYSTIC-Code durchgeführt. Um eine große Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden für die beiden Methoden soweit wie möglich identische Eingabedaten verwendet. Dazu wurden mit beiden Methoden die solaren und thermischen Erwärmungsraten für einen Beispielkondensstreifen in einer ansonsten wolkenlosen Atmosphäre berechnet. Ähnlich zu dem in Abbildung 2.5 veranschaulichten Vorgehen wurde die Auflösung im Bereich des Kondensstreifens erhöht. Aufgrund des hohen Rechenaufwands der 3D-Methode beträgt die horizontale und vertikale Auflösung im Bereich des Kondensstreifens nur 200 m (im Vergleich zu  $\mathcal{O}(10\text{ m})$  im Bereich E, wenn die Strahlungsroutine in den Dispersionsphasensimulationen eingesetzt wird). In den restlichen Höhenbereichen ist die Auflösung weiterhin 1 km. Die vorgegebenen Hintergrundprofile für die verschiedenen meteorologischen Größen und Treibhausgaskonzentrationen sowie der Sonnenzenithwinkel sind identisch. Ebenso stimmen die Eiswassergehalte und die Effektivradien des Beispielkondensstreifens überein. Die optischen Eigenschaften der Eiskristalle in der MYSTIC-Berechnung sind nach Key et al. (2002) parametrisiert, wobei hexagonale Säulchen angenommen wurden. In Abbildung 2.6 sind die Erwärmungsraten innerhalb der Kondensstreifenschicht gezeigt (1 Pixel  $\hat{=} \Delta x = 200\text{ m}$ ). Die zur jeweiligen Linienfarbe korre-



**Abbildung 2.6:** thermische und solare Erwärmungsraten eines Beispielkondensstreifens (1 Pixel  $\hat{=}$   $\Delta x = 200$  m). Oben: 3D-MYSTIC-Strahlungsroutine, unten: eigene Implementierung  
Die zur jeweiligen Linienfarbe korrespondierenden Höhengschicht ist in der Abbildung angegeben.

spondierende Höhengschicht ist in der Abbildung angegeben. Generell stimmen die horizontale und vertikale Verteilung der Erwärmungsraten (solar und thermisch) zwischen den beiden Methoden sehr gut überein. Die maximalen Erwärmungsraten treten in den Schichten 11.67 km und 11.47 km auf. Im solaren Bereich liefert die MYSTIC-Methode in einigen Pixeln Werte, die ungefähr 0.2 K größer sind als die Fu&Liou-Routine. Meist sind die Unterschiede aber kleiner. Im thermischen Bereich liegen die größten Unterschiede in den kondensstreifenfreien Gebieten (Pixel 1-8). Aufgrund der hohen relativen Feuchte kühlen diese Höhengschichten ab. Während die 1D-Routine in allen Schichten eine Abkühlung von ungefähr 2 K pro Tag berechnet, ist die Abkühlung in der 3D-Routine leicht höhengabhängig und variiert um den 2.5 K/d. Im Abschnitt 4.3.3 wird gezeigt, daß diese Hintergrundkühlung in den wolkenfreien Säulen unerheblich ist für die Entwicklung des Kondensstreifens. Folglich fällt dieser Unterschied zwischen den beiden Methoden bei den späteren Simulationen nicht ins Gewicht. Für die Entwicklung des Kondensstreifens von Bedeutung ist nur dessen Erwärmung relativ zum Hintergrund, da dies das Ausmaß des Aufgleitens bestimmt. Im Thermischen wird der Kondensstreifen maximal in der Höhengschicht  $z = 11.67$  km maximal erwärmt und zwar mit etwa 4.2 K/d in beiden Modellen. In

den anderen Höhengschichten sind die Unterschiede in den Erwärmungsraten ebenfalls klein.

Mit diesem Vergleich konnte erstens gezeigt werden, daß die in der vorliegenden Arbeit verwendete Strahlungsroutine plausible Ergebnisse liefert und zweitens 3D-Strahlungseffekte bei den hier gewählten Umgebungsbedingungen vernachlässigbar sind.

## 2.6 Berechnung des Effektivradius und der Extinktion

Hier werden verschiedene Ansätze gezeigt, wie man den Effektivradius der Teilchen in einer Gitterbox abschätzt, wenn man annimmt, daß die Teilchengröße lognormalverteilt ist. Die Berechnung ist unter anderen auch nötig, um die Extinktionseigenschaften und optischen Dicken von Kondensstreifen bestimmen zu können. Es wird angenommen, daß alle Eiskristalle Säulchen sind, also prismatische Form haben mit sechseckiger Grundfläche  $D$  und Länge  $L$ . Das Aspektverhältnis  $r_{La} = L/2a$  ist das Verhältnis aus langer zu kurzer Seite, wobei  $a$  die Distanz einer Ecke des Sechsecks zum Zentrum des Sechsecks angibt. Die Länge der kurzen und langen Seite stimmt überein, wenn  $r_{La} = 1$  ist, also  $L = 2a$  ist. Der Effektivradius  $r_e$  ist definiert als Verhältnis von drittem Moment  $\mathcal{L}_3$  und zweitem Moment  $\mathcal{L}_2$  der Eiskristallgrößenverteilung. Ebert und Curry (1992) geben folgende Formel an:

$$r_e = \frac{\int_0^\infty \left(\frac{O}{4\pi}\right)^{3/2} n(L)dL}{\int_0^\infty \left(\frac{O}{4\pi}\right) n(L)dL}$$

Für Kugeln mit  $O = \pi L^2$  (die maximale Länge  $L$  ist hier der Durchmesser, nicht der Radius) gilt:

$$r_e = \frac{\int_0^\infty (L^2/4)^{3/2} n(L)dL}{\int_0^\infty (L^2/4) n(L)dL} = \frac{1}{2} \mathcal{L}_3 / \mathcal{L}_2$$

Für die Oberfläche  $O$  eines Teilchens mit Säulchenform gilt:

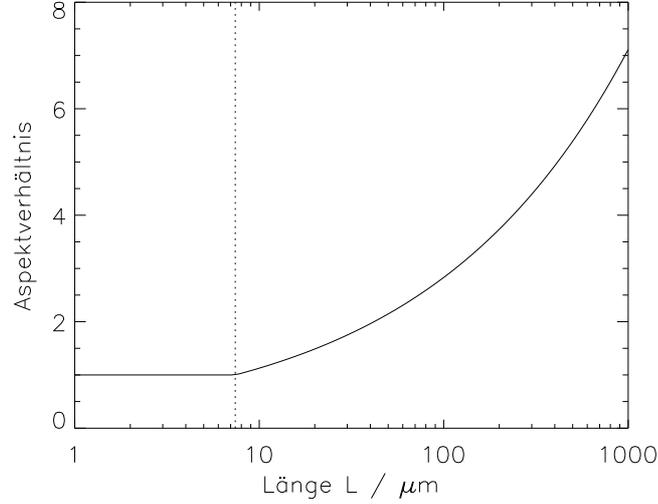
$$O = 6(a^2 \sin(\pi/3) + aL) = 6L^2 \left( \frac{1}{4r_{La}^2} \sin(\pi/3) + \frac{1}{2r_{La}} \right)$$

Für den Effektivradius gilt dann:

$$r_e = \frac{\int_0^\infty f(r_{La})^{3/2} L^3 n(L)dL}{\int_0^\infty f(r_{La}) L^2 n(L)dL} \quad (2.4)$$

und  $f(r_{La}) = \frac{6}{4\pi} \left( \frac{\sin(\pi/3)}{4r_{La}^2} + \frac{1}{2r_{La}} \right)$

Nach Heymsfield und Iaquinta (2000) gibt es bei Eiskristallen eine Massen-Längenrelation, die in Gleichung A.3 auf Seite 151 angegeben ist und im Folgenden



**Abbildung 2.7:** Aspektverhältnis  $r_{La}$  als Funktion von der Länge  $L$  eines Eiskristalls

benutzt wird, um ein kontinuierlich veränderliches Aspektverhältnis abzuleiten. Die Parameter  $A$  und  $B$  sind abschnittsweise konstant gewählt und sind in Tabelle A.2 auf Seite 151 angegeben. Teilchen mit Länge  $L < L_1$  haben das Aspektverhältnis  $r_{La} = 1$  und die Masse wächst kubisch mit der Länge  $L$  an, die Ausdehnung ist in alle Raumrichtungen gleich. Bei Teilchen mit  $L > L_1$  wächst die Länge  $L$  schneller an als die Seite  $a$  der Grundfläche. Im Folgenden wird die Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $r_{La}$  von  $L$  abgeleitet. Die Masse eines Eiskristalls kann mittels  $m = \rho_{Eis} V = \rho_{Eis} \frac{3 \sin(\pi/3)}{4r_{La}^2} L^3$  berechnet werden (siehe Formel 1 in Ebert und Curry, 1992). Durch Gleichsetzen der Volumenformel und der Massen-Längenrelation für  $m$  folgt für das Aspektverhältnis

$$r_{La} = \beta \left( \frac{L}{L_{ref}} \right)^\alpha \quad (2.5)$$

mit  $\alpha = \frac{3-B}{2} = 0.4$  und  $\beta = \sqrt{\rho_{Eis} \frac{3 \sin(\pi/3)}{4} \frac{1}{m_{ref}} L_{ref}^3} = 112.7$ . Die Formel ergibt, daß Teilchen mit  $L = L_1$  das Aspektverhältnis  $r_{La} = 1$  haben. Dies ist im Einklang mit  $r_{La} = 1$  für  $L < L_1$ . Für den ganzen Längenbereich gilt dann:

$$r_{La} = \max \left( 1, 112.7 \cdot (L/L_{ref})^{0.4} \right) \quad (2.6)$$

Die Abbildung 2.7 zeigt das Aspektverhältnis in Abhängigkeit der Länge eines Teilchens. Setzt man die Formel 2.6 in Gleichung 2.4 ein, erhält man

Koeffizient	$f(1)$	$C_0$	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$
Ausdruck	$\frac{6 \sin(\pi/3)+12}{16\pi}$	$\left(\frac{3}{4\pi\beta}\right)^{3/2}$	1	$\frac{3 \sin(\pi/3)}{4\beta}$	$\frac{3 \sin(\pi/3)^2}{32\beta^2}$	$\frac{3 \sin(\pi/3)}{8\pi\beta^2}$	$\frac{3}{4\pi\beta}$
Wert	0.3421	$9.75 \cdot 10^{-5}$	1.0	$5.76 \cdot 10^{-3}$	$5.54 \cdot 10^{-6}$	$8.14 \cdot 10^{-6}$	$2.12 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 2.1:** Gewichte für Effektivradiusberechnung mit variablem Aspektverhältnis

$$r_e = \frac{\int_0^{L_1} f(1)^{3/2} L^3 n(L) dL + \int_{L_1}^{\infty} f\left(\beta \left(\frac{L}{L_{ref}}\right)^\alpha\right)^{3/2} L^3 n(L) dL}{\int_0^{L_1} f(1) L^2 n(L) dL + \int_{L_1}^{\infty} f\left(\beta \left(\frac{L}{L_{ref}}\right)^\alpha\right) L^2 n(L) dL} \quad (2.7)$$

Ziel ist es, diesen Ausdruck als Linearkombination von Momenten zu schreiben, um aufwändige Integrationen zu vermeiden (ähnliches Vorgehen wie in Fusina et al., 2007). Die Integrale über das Intervall  $[0, L_1]$  können als trunkierte Momente  $\mathcal{L}_{3,u}$  und  $\mathcal{L}_{2,u}$  dargestellt werden. Die Definition und Berechnung der trunkierten Momente ist in Abschnitt A.2 angegeben. Ebenso kann das weitere Integral im Nenner als Linearkombination von Momenten der Ordnung  $2 - \alpha$  und  $2 - 2\alpha$  ausgedrückt werden. Im Zähler muß der Term  $f(r_{La})^{3/2} = \left(\frac{3}{4\pi r_{La}}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{\sin(\pi/3)}{2r_{La}}\right)^{3/2}$  jedoch taylor-entwickelt werden. Man verwendet die Näherung  $(1+x)^{3/2} = 1 + \frac{3}{2}x + \frac{3}{8}x^2$ . Für den Effektivradius erhält man dann folgende Näherungsformel:

$$r_e \approx \frac{f(1)^{3/2} \cdot \mathcal{L}_{3,u} + C_0(C_1 \cdot \mathcal{L}_{3-\frac{3}{2}\alpha,o} + C_2 \cdot \mathcal{L}_{3-\frac{5}{2}\alpha,o} + C_3 \cdot \mathcal{L}_{3-\frac{7}{2}\alpha,o})}{f(1) \cdot \mathcal{L}_{2,u} + C_4 \cdot \mathcal{L}_{2-2\alpha,o} + C_5 \cdot \mathcal{L}_{2-\alpha,o}} \quad (2.8)$$

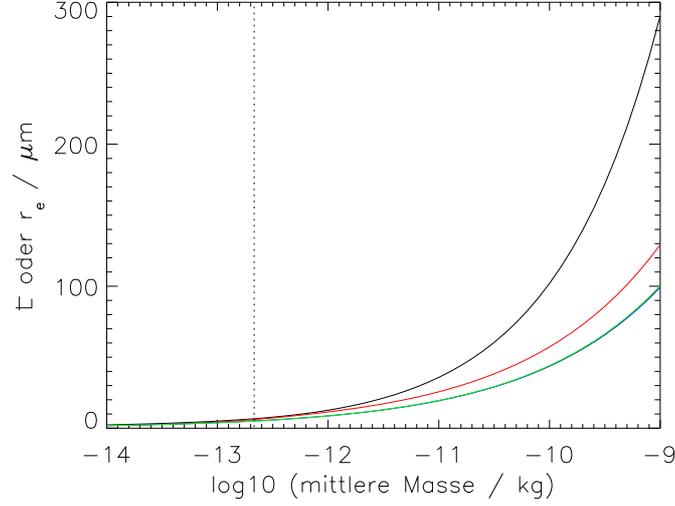
Die Gewichte  $C_i$  sind in Tabelle 2.1 angegeben. In Fusina et al. (2007) wurden die Werte  $C_i$  nicht veröffentlicht. In einem persönlichen Austausch mit dem Erstautor wurden jedoch die in Tabelle 2.1 gezeigten Terme und numerischen Werte verglichen und es zeigte sich, daß sie übereinstimmen. Somit ist die Berechnung der Effektivradien bis auf die zusätzliche Berücksichtigung des konstanten Aspektverhältnisses unterhalb von  $L_1$  identisch mit der Berechnung in letztgenannter Veröffentlichung. Man kann auch die folgende Variante verwenden. Das mittlere Aspektverhältnis  $\bar{r}_{La}(k)$  der Ordnung  $k$  innerhalb einer Gitterbox definiere ich als

$$\bar{r}_{La}(k) = \frac{\int_0^{\infty} r_{La}(L) L^k n(L) dL}{\int_0^{\infty} L^k n(L) dL} = \frac{\mathcal{L}_{k,u} + 112.7 \cdot \mathcal{L}_{k+\alpha,o}}{\mathcal{L}_{k,u} + \mathcal{L}_{k,o}}.$$

Setzt man  $f(r_{La}) = f(\bar{r}_{La}(k))$  in Formel 2.4 konstant, kann dieser Term vor das Integral gezogen werden und man erhält:

$$r_e = \sqrt{f(\bar{r}_{La}(k))} \frac{\mathcal{L}_{3u} + \mathcal{L}_{3o}}{\mathcal{L}_{2u} + \mathcal{L}_{2o}} \quad (2.9)$$

Die beiden  $r_e$ -Berechnungsarten stimmen sehr gut überein, wenn man das mittlere Aspektverhältnis der Ordnung  $k = 4.1$  verwendet. Die Abbildung 2.8 zeigt



**Abbildung 2.8:** mittlere Länge  $\bar{L}$  als Funktion der mittleren Masse  $\bar{m}$  (schwarz). Effektivradius als Funktion von  $\bar{m}$ : Berechnung mit konstantem  $r_{La,k}$  nach Formel 2.9. Die rote Kurve verwendet  $k = 0$ . Die grüne Kurve verwendet  $k = 4.1$ . Die Berechnung mit variablem  $r_{La}$  nach Formel 2.8 ist blau gekennzeichnet. Die senkrechte, schwarze Linie zeigt die Masse  $m_1$  eines Kristalls mit  $r_{La} = 1$ .

den Effektivradius in Abhängigkeit von der mittleren Masse für die verschiedenen Berechnungsarten an. Im Bereich  $\bar{L} \ll L_1$  stimmen die  $r_e$ -Werte der verschiedenen Formeln überein, da alle Eiskristalle in der Gitterbox kleiner als  $L_1$  sind. Bei konstantem Aspektverhältnis mit  $k = 0$  ist der Effektivradius im Bereich  $\bar{L} > L_1$  generell größer als bei variablem Aspektverhältnis. Bestimmt man das mittlere Aspektverhältnis mit dem Gewichtungsfaktor  $L^{4.1}$  stimmen die  $r_e$ -Werte nach Formel 2.9 und 2.8 sehr gut überein. Bei der Auswertung aller Simulationen in den Kapiteln 3 und 4 wird Formel 2.9 mit  $k = 4.1$  verwendet, da sie effizienter zu berechnen ist als die Formel mit variablem Aspektverhältnis.

Die Extinktion von kurzwelliger Strahlung (Spektralbereich 250 nm–3500 nm) durch alle Eiskristalle in einer Gitterbox wird mit folgender Formel (Ebert und Curry, 1992):

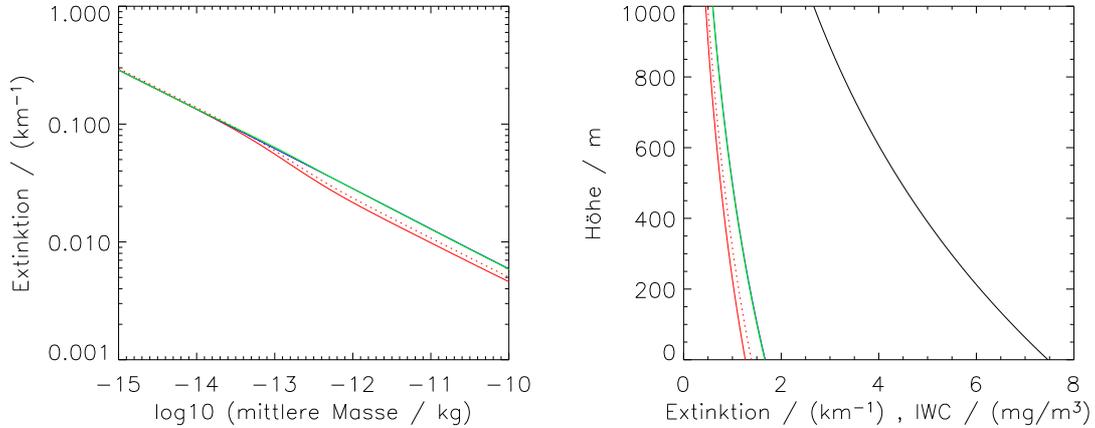
$$\chi = IWC(a_{SW} + b_{SW}/r_e) \quad (2.10)$$

mit  $a_{SW} = 3.448 \text{ m}^2/\text{kg}$  und  $b_{SW} = 2.431 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$  berechnet. Die optische Dicke  $\tau$  ist das Integral der Extinktion über ein Wegstück. Meistens wird in vertikaler Richtung integriert.

$$\tau = \int_{z_{min}}^{z_{max}} \chi dz \quad (2.11)$$

In Schumann (1996) wird die Extinktion mit der Formel

$$\chi = IWC \cdot a_{SW_S}/r_e; \quad a_{SW_S} = 1.5/\rho_{ice}$$



**Abbildung 2.9:** links: Extinktion  $\chi$  als Funktion von der mittleren Masse  $m$  bei konstantem Eiswassergehalt  $IWC = 0.1 \text{ mg/m}^3$ .

rechts: Eiswassergehalt  $IWC$  als Funktion der Höhe (schwarz). Extinktion  $\chi$  als Funktion von der Höhe.

$r_e$  - Berechnung mit konstantem  $r_{La,k}$  nach Formel 2.9 (grün,  $k = 4.1$  und rot,  $k = 0$ ).  $r_e$  - Berechnung mit variablem  $r_{La}$  nach Formel 2.8 (blau).

Das Linienmuster legt die Breite der Lognormalverteilung fest:  $r_0 = 4$  durchgezogen (Standardfall) und  $r_0 = 3$  gepunktet.

berechnet. Der Koeffizient  $a_{SW_S} \approx 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$  ist kleiner als in Formel 2.10, da bei der Herleitung der Formel die Annahme kugelförmiger Eiskristalle verwendet wurde. Folglich erhält man mit dieser Formel unabhängig von der verwendeten Effektivradiusberechnung um 30% kleinere optische Dicken. Es wird daher in den nächsten Studien wieder auf die Formel nach Ebert und Curry (1992) zurückgegriffen. Im Folgenden wird gezeigt, wie groß die Unterschiede in  $\chi$  und  $\tau$  für die verschiedenen  $r_e$  - Berechnungsarten sind. Im ersten Test läßt man den Eiswassergehalt  $IWC = 10^{-7} \text{ kg/m}^3$  konstant. Die mittlere Masse der Eiskristalle variiert von  $\bar{m} = 10^{-14} \dots 10^{-9} \text{ kg}$ . Folglich liegt die Anzahldichte  $N$  im Bereich  $[10^8 \text{ m}^{-3}, 10^2 \text{ m}^{-3}]$ . Dies deckt den Bereich typischer Anzahldichten in jungen Kondensstreifen bis zu dünnen Zirren ab (Quante und Starr, 2002; Schröder et al., 2000). Je kleiner die Teilchen sind, umso größer ist deren Extinktion (siehe Abbildung 2.9 links). Die Unterschiede zwischen der Methode mit  $\bar{r}_{La}(k = 4.1)$  und mit variablen  $r_{La}$  sind überall kleiner als 0.5%. Wählt man  $k = 0$  (rote Kurven), sind die Extinktionswerte niedriger, da die Effektivradien kleiner sind. Außerdem zeigt sich, daß die Breite der Verteilung einen kleinen, aber nicht zu vernachlässigenden Einfluß hat. Diese Unsicherheit kann aber nicht behoben werden, da aus Beobachtungen nicht abzuleiten ist, welcher Wert für  $r_0$  optimal ist. Die Definition des Parameters  $r_0$  ist ebenfalls in Abschnitt A.2 angegeben. Die Breite der Verteilung  $r_0$  wird durch das Linienmuster festgelegt ( $r_0 = 4$  durchgezogen und  $r_0 = 3$  gepunktet). Im nächsten Test untersucht

man die Extinktion und optische Dicke eines 1 km dicken Zirrus. Der Eiswassergehalt (siehe Abbildung 2.9 rechts, schwarze Kurve) wird durch die empirische Formel in Schumann (2002) vorgegeben. Die mittlere Länge  $\bar{L}$  der Teilchen ist überall  $20 \mu\text{m}$ . Die Abbildung 2.9 rechts zeigt Extinktionsprofile für die verschiedenen  $r_e$  - Berechnungsarten. Tabelle 2.2 zeigt die optischen Dicken. Man sieht, daß die berechnete optische Dicke mit beobachteten Werten vergleichbar ist. Die vorhin beschriebenen Unterschiede der verschiedenen Berechnungen bleiben bestehen. Die berechneten Werte haben ungefähr eine 10%-Unsicherheit.

Berechnungsart für $r_e$	optische Dicke
Formel 2.9, mittleres Aspektverhältnis mit $k = 4.1$	1.05
Formel 2.8, variables Aspektverhältnis	1.06
Formel 2.9, mittleres Aspektverhältnis mit $k = 0$	0.80
Formel 2.9, mittleres Aspektverhältnis mit $k = 0$ und $r_0 = 3$	0.87

**Tabelle 2.2:** *Optische Dicke einer 1 km dicken Zirruswolke für verschiedene Berechnungsarten.*

# Kapitel 3

## Wirbelphase

Frühere Studien (Sussmann und Gierens, 1999; Lewellen und Lewellen, 2001) zeigen, daß während des Wirbelabsinkens ein merklicher Kristallverlust im primären Nachlauf stattfindet. Ein Hauptaugenmerk wird bei der Analyse daher darauf gelegt, wie schnell die Eiskristalle verdampfen und wieviele am Ende der Wirbelphase übrigbleiben. Die Wirbelphasensimulationen sind wichtig, wenn man im Anschluß Simulationen, die den Übergang von Kondensstreifen in Zirrus beschreiben, mit realistischen Anfangsbedingungen starten will. Im ersten Abschnitt wird mit analytischen Mitteln abgeleitet, bei welchen Umgebungsbedingungen ein merklicher Kristallverlust auftritt. In den weiteren Abschnitten wird der Einfluß von mikrophysikalischen Parametern (Temperatur und relativer Feuchte) und Parametern, die den Wirbelzerfall beeinflussen, auf die Kondensstreifenentwicklung während der Wirbelphase untersucht. Abschließend wird noch die Sensitivität von weiteren Parametern wie der anfänglichen Eiskristallanzahl gezeigt. Einige Ergebnisse dieses Kapitels wurden bereits in Unterstrasser et al. (2008) veröffentlicht. Jedoch wird in der vorliegenden Arbeit der untersuchte Feuchtebereich auf 140% ausgedehnt. Ebenso werden die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien präzisiert, da sie bei einer vergrößerten Anzahl an Feuchte- und Temperaturkombinationen durchgeführt wurden. Zusätzlich wird auf die Kondensstreifenentwicklung von kleineren Flugzeugen eingegangen. All diese Erweiterungen halfen, die im nächsten Abschnitt folgende theoretische Betrachtung zu verbessern und damit die Interpretation der numerischen Ergebnisse zu vereinfachen.

### 3.1 Theoretische Aspekte - Zusammenspiel von Dynamik und Mikrophysik

In diesem Kapitel soll der Einfluß der relativen Feuchte auf den Kristallverlust mit analytischen Mitteln untersucht werden. Die analytische Untersuchung hat gezeigt, daß es sinnvoll ist, drei Zeitskalen  $t_{crit}$ ,  $t_{MP}$  und  $t_{breakup}$  einzuführen. Anhand dieser kann man abschätzen, ob im primären Nachlauf substanzieller Eiskristallverlust

auftritt oder nicht. Weiterhin wird gezeigt, daß es unerläßlich ist, numerische Simulationen der Wirbelphase durchzuführen, da analytische Mittel nicht ausreichen, um den Sublimationsprozeß zu beschreiben.

Ungefähr 10% der Kristalle sind nicht Teil des Wirbelsystems (Gerz et al., 1998). Diese Teilchen verharren größtenteils auf Flughöhe und wachsen je nach Übersättigung der Umgebungsluft an. Im Folgenden werden die restlichen 90% der Eiskristalle betrachtet, die zu Beginn der Wirbelphase im Wirbelpaar gefangen sind. Deren Entwicklung hängt sowohl von meteorologischen Parametern als auch von dynamischen Eigenschaften ab. Während des Wirbelabsinkens erwärmt sich die im Wirbelverbund eingeschlossene Luft adiabatisch. Durch die Erwärmung steigt der Sättigungsdampfdruck an und die relative Feuchte nimmt ab. Nehmen wir vorerst für die weitere Diskussion an, daß keine Eiskristalle in den Wirbeln vorhanden sind. Dann ist es leicht möglich, eine kritische Auslenkung  $\Delta z_{crit}$  zu bestimmen, bei welcher ein ursprünglich übersättigtes Luftpaket Sättigung erreicht. Eine Ablenkung  $\Delta z$  hat eine Erwärmung  $\Delta T = \Gamma_d \Delta z$  ( $\Gamma_d = g/c_p \approx 9.8 \text{ K km}^{-1}$ ) zur Folge unabhängig vom Temperaturgradienten der umgebenden Atmosphäre. Eine mögliche latente Wärmefreisetzung von sublimierenden Eiskristallen würde den Wert  $\Gamma_d$  nur marginal schmälern. Ein übersättigtes Luftpaket auf Flughöhe hat die gleiche absolute Feuchte wie ein gesättigtes Luftpaket mit einer höheren Temperatur

$$(1 + s_i) q_s(T_{FH}) = q_s(T_{FH} + \Gamma_d \Delta z_{crit}).$$

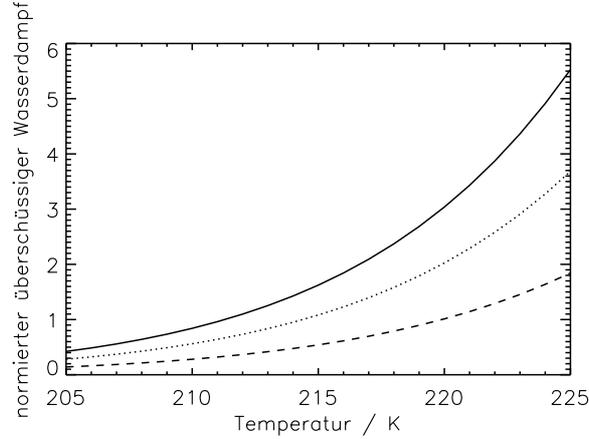
$q_s$  ist das Sättigungsmischungsverhältnis von Wasserdampf (bezüglich Eis). Eine Taylorentwicklung liefert

$$s_i = \frac{q_s(T_{FH} + \Gamma_d \Delta z_{crit}) - q_s(T_{FH})}{q_s(T_{FH})} \approx \frac{\frac{\partial}{\partial T} (q_s(T_{FH})) \cdot \Gamma_d \Delta z_{crit}}{q_s(T_{FH})}$$

Verwendet man die Beziehung  $\frac{\partial}{\partial T} \ln q_s \approx 0.9 \frac{\partial}{\partial T} \ln e_s$  zwischen Sättigungsmischungsverhältnis und Sättigungsdampfdruck  $e_s$  (die Konstante 0.9 beinhaltet den Effekt der adiabatischen Druckänderung auf  $q_s$ ), so ist die kritische Auslenkung durch

$$\Delta z_{crit} \approx \frac{s_i}{\Gamma_d \cdot 0.9 \frac{\partial}{\partial T} (\ln e_s(T_{FH}))}$$

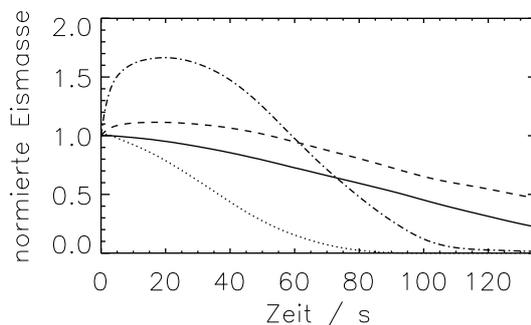
gegeben. Die kritische Auslenkung  $\Delta z_{crit}$  hängt linear von der Übersättigung  $s_i$  ab. Der kritische Wert ist  $\Delta z_{crit} = s_i \cdot 750 \text{ m}$  bei  $T_{FH} = 205 \text{ K}$  und  $s_i \cdot 910 \text{ m}$  bei  $T_{FH} = 225 \text{ K}$ . Numerisch berechnete Schwellwerte unter Berücksichtigung der Nichtlinearitäten sind ungefähr nur  $s_i \cdot 50 \text{ m}$  kleiner. Bei einer 20%-Übersättigung ist die Luft nach einer vertikalen Auslenkung von weniger als 180 m untersättigt. In der Regel sinken die Wirbel hinter einem großen Passagierflugzeug mehr als 200 m ab, so daß sich im primären Nachlauf für  $RH_i < 120\%$  letztendlich immer Untersättigung einstellt. Sind nun Eiskristalle vorhanden, würde deren Eismasse zu sublimieren beginnen, um die Sättigung wiederherzustellen. In der Realität bauen die Eiskristalle die Übersättigung schon während der ersten 10 – 40 s ab. Dadurch



**Abbildung 3.1:** überschüssiger atmosphärischer Wasserdampf  $\Delta Q = s_i \rho_s(T) A$  im primären Nachlauf in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Die Übersättigung  $s_i$  ist 10% (gestrichelt), 20% (gepunktet) bzw. 30% (durchgezogen). Die Fläche  $A$  des primären Nachlaufs wird durch zwei 30 m-Kreise abgeschätzt. Die gezeigte Größe wird mit  $\mathcal{I}_0 = 1.46 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}$ , der anfänglichen Kondensstreifeneismasse pro Flugmeter normiert.

kann die anfängliche Eismasse um einen Faktor 1 – 5 (siehe Abbildung 3.1) zunehmen. Die Eiskristalle sind nun im Mittel größer. Während des weiteren Absinkens stellt sich nun eine relative Feuchte von 95 – 98% ein und die Eiskristalle verlieren an Masse, wodurch der mittlere Durchmesser schrumpft. Solange  $\Delta z < \Delta z_{crit}$  gilt, ist die primäre Eismasse weiterhin größer als zu Beginn der Wirbelphase. Bei einer gewissen Auslenkung  $\Delta z > \Delta z_{crit}$  ist das zu Beginn kondensierte Wasser wieder vollständig verdampft. Wie schnell dann die restliche Eismasse verdampft, hängt stark von der Temperatur ab. Dies hat Einfluß darauf, wie weit unterhalb von der kritischen Höhe  $z_{FH} - \Delta z_{crit}$  noch Eismasse und -kristalle überleben. Dies ist nur mit numerischen Mitteln zu lösen.

Abbildung 3.2 zeigt den Temperatureinfluß auf den Sublimationsprozeß. Die zeitliche Entwicklung der primären Eismasse ist für  $T_{FH} = \{209, 222\} \text{ K}$  und  $s_i = \{0\%, 10\%\}$  dargestellt. Ist  $s_i = 0\%$ , dann ist  $\Delta z_{crit} = 0 \text{ m}$  und die Luft ist sofort untersättigt. Im warmen Fall verschwindet das komplette Eis innerhalb von 100 s. Hingegen überlebt im kalten Fall mehr als 20% der Eismasse die Wirbelphase ( $t_{breakup} = 135 \text{ s}$ ). Man kann eine mikrophysikalische Zeitskala  $t_{MP}$  definieren als den Zeitpunkt, zu welchem ein Großteil der primären Eismasse verschwunden ist, wenn  $s_i = 0\%$  ist. Diese ist stark temperaturabhängig. Bei einer 10%-Übersättigung dauert es  $t_{crit} = 40 \text{ s}$  bis die Wirbel unter die kritische Höhe  $\Delta z_{crit} = 75 \text{ m}$  fallen. Der kritische Zeitpunkt  $t_{crit}$  hängt von  $\Delta z_{crit}$  und der Absinkgeschwindigkeit ab und gibt den Zeitpunkt an, zu dem Wirbel unter die kritische Auslenkung gefallen sind. Im Vergleich zu  $s_i = 0\%$  sollte es also mindestens 40 s länger dauern, bis das Eis komplett verschwunden ist. Daher sollten bei  $T_{FH} = 222 \text{ K}$  die Eiskristalle ungefähr zum Zeitpunkt  $100 \text{ s} + 40 \text{ s}$



**Abbildung 3.2:** zeitliche Entwicklung der primären Eismasse für verschiedene Feuchten und Temperaturen ( $T_{FH} = 222$  K und  $s_i = 10\%$ , Strich-Punkt-Muster;  $T_{FH} = 209$  K und  $s_i = 10\%$ , lange Striche;  $T_{FH} = 209$  K und  $s_i = 0\%$ , durchgezogene Linie;  $T_{FH} = 222$  K und  $s_i = 0\%$ , gepunktete Linie). Die Werte werden mit dem Anfangswert skaliert.

Zeitskala	Bedeutung	hängt ab von
$t_{crit}$	gibt den Zeitpunkt an, bei dem die relative Feuchte im primären Nachlauf aufgrund der adiabatischen Erwärmung 100% erreicht.	der Übersättigung $s_i$ und der Absinkgeschwindigkeit des Wirbelpaares.
$t_{breakup}$	gibt den Zeitpunkt an, bei dem sich die Wirbel aufgelöst haben.	Flugzeugparametern wie $\Gamma_0$ und $b_0$ sowie meteorologischen Parametern wie Schichtung und Turbulenz.
$t_{MP}$	gibt an, wie lange es dauert, bis ein Großteil der Eiskristalle im primären Nachlauf verlorengeht, nachdem die kritische Auslenkung $\Delta z_{crit}$ erreicht wurde.	der Temperatur.

**Tabelle 3.1:** Überblick über die drei Zeitskalen, deren Zusammenspiel den Eismassenverlust und Eiskristallverlust während der Wirbelphase regelt.

komplett verschwunden sein. Dies stimmt zeitlich mit dem Ende der Wirbelphase ( $t_{breakup} = 135$  s) überein. Es zeigt sich, daß 1% der Eismasse und der Eiskristalle überlebt. Im kalten Fall ( $T_{FH} = 209$  K) lagert sich der überschüssige Wasserdampf langsamer auf den Eiskristallen ab als bei  $T_{FH} = 222$  K, jedoch ist in der kal-

ten Abgasfahne ab  $t > 70$  s mehr Eismasse enthalten und fast 50% der Eismasse überlebt die Wirbelphase. Daran kann man erkennen, daß das Verdampfen der Eiskristalle im primären Nachlauf vom Zusammenspiel dreier verschiedener Zeitskalen geprägt ist. Diese sind  $t_{crit}$  (abhängig von der Feuchte und der Absinkgeschwindigkeit),  $t_{breakup}$  (abhängig von Flugzeugparametern, Schichtung und Turbulenz) und die mikrophysikalische Zeitskala  $t_{MP}$  (stark temperaturabhängig). Wir haben merklichen Kristallverlust, wenn  $t_{crit} + t_{MP} \lesssim t_{breakup}$ . Dann kann eine kleine Änderung der Parameter großen Einfluß auf die Anzahl und Masse der überlebenden Eiskristalle, insbesondere im primären Nachlauf, haben.

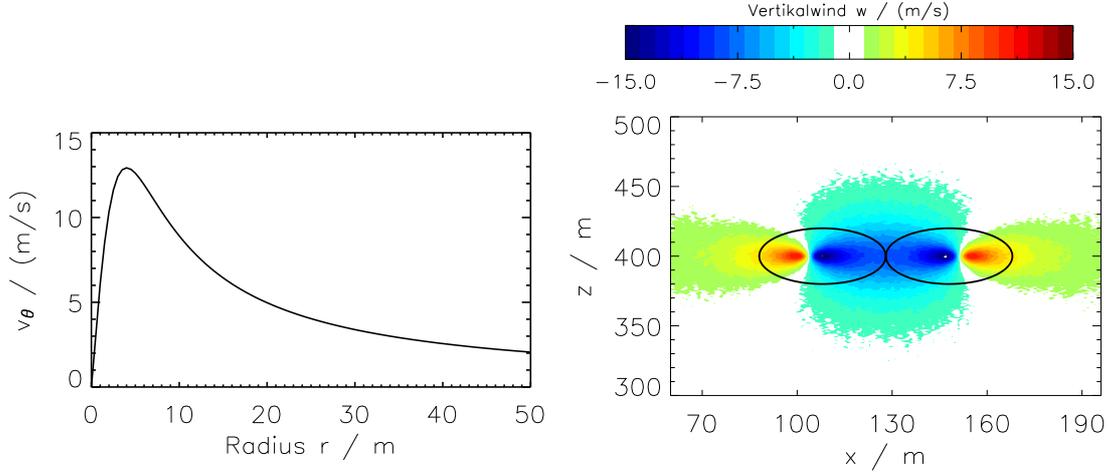
Bei den Passagierflugzeugen des Typs Boeing B747/Airbus A340 kann man für  $RH_i < 120\%$  einen signifikanten Einfluß der Wirbeldynamik auf die Eismasse erwarten. Ist die Feuchte größer als 130%, sollten die Eiskristalle aufgrund der abgebauten Feuchte an Masse hinzugewonnen haben. Bei kleineren Flugzeugen ist die Lebenszeit der Wirbel geringer ( $t_{breakup}$  kleiner) und sie sinken langsamer ab ( $t_{crit}$  größer). Daher sollte hier auch bei geringeren Feuchten die Schwächung der Kondensstreifen moderat sein. Numerische Studien von Lewellen und Lewellen (2001) und Simulationen in der vorliegenden Arbeit belegen dieses Verhalten.

## 3.2 Aufbau der Simulationen

### 3.2.1 Initialisierung

Dieses Kapitel beschreibt wie die mikrophysikalischen und meteorologischen Felder zu Beginn der Wirbelphase, also nach ca. 15 – 20 s, initialisiert werden. Man kann annehmen, daß sich die Temperatur im Abgasstrahl während der Jetphase der Umgebungstemperatur angepaßt hat, so daß zu Beginn der Simulation keine Temperaturanomalität in der Nähe der Triebwerke angenommen wird (Gerz und Ehret, 1997). Die Nukleation von Eispartikeln ist ebenfalls nach weniger als einer Sekunde abgeschlossen. Daher ist im Modell keine Nukleation zugelassen und man gibt Anzahldichte und Eiswassergehalt der Eiskristalle vor. Das Simulationsgebiet ist  $x_D = 256$  m breit und  $z_D = 500$  m hoch. Die Maschenweite ist in beiden Richtungen  $\Delta x = \Delta z = 1$  m. Der Zeitschritt ist  $\Delta t = 0.02$  s und die Simulationsdauer ist  $t = 160$  s. Ein Flugzeug vom Typ Boeing B747/Airbus A340 (vergleichbare Geometrie) mit Flügelspannweite  $b_{span} = 60$  m befindet sich auf der Höhe  $z_{FH} = 400$  m (Reiseflughöhe). Die tatsächliche Reiseflughöhe wird durch Vorgabe einer Temperatur auf Reiseflughöhe festgelegt (siehe unten). Der Flugzeugrumpf ist in der Mitte des Simulationsgebiets  $x_H = x_D/2$ . Das Gewicht des Flugzeugs beträgt  $M = 310000$  kg und die Reisegeschwindigkeit ist  $U = 250$  m/s. Man nimmt an, daß sich die einzelnen Wirbelfäden entlang der Flügel zu zwei Wirbeln aufgerollt haben und die Tangentialgeschwindigkeit  $v_\theta$  eines Wirbels durch ein Hallock-Burnham-Profil vorgegeben werden kann:

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \frac{r^2}{r^2 + r_c^2}.$$



**Abbildung 3.3:** links: Tangentialgeschwindigkeit eines Hallock-Burnham-Profiles in Abhängigkeit von der Entfernung vom Wirbelzentrum  
 Rechts: Vertikalwind in einem Ausschnitt des Simulationsgebiets. Der Flugzeugrumpf befindet sich im Punkt  $x = x_H = 128$  m und  $z = z_{FH} = 400$  m. Die schwarzen Kreise zeigen das Initialisierungsgebiet der Eiskristalle.

Die Variable  $r$  gibt den Abstand vom Wirbelzentrum an. Der kritische Radius  $r_c$  ist 4 m und die anfängliche Zirkulation  $\Gamma_0$  ist  $650 \text{ m}^2/\text{s}$ . Dies folgt aus der Beziehung

$$gM = \rho_{Luft} \Gamma_0 b_0 U \quad (3.1)$$

und einer Luftdichte von  $\rho_{Luft} \approx 0.4 \text{ kg/m}^3$ . Der Abstand der Wirbelzentren in horizontaler Richtung ist  $b_0 = \frac{\pi}{4} b_{span} = 47$  m. Die Gravitationskonstante  $g$  ist  $9.81 \text{ m/s}^2$ . Die Höchstgeschwindigkeiten vom Horizontal- und Vertikalwind sind  $13 \text{ m/s}$  bzw.  $15 \text{ m/s}$  (siehe Abbildung 3.3). Wir nehmen an, daß die relative Feuchte durch den Ausstoß von Wasserdampf aus den Triebwerken nicht verändert wird und das emittierte Wasser die anfängliche Eismasse der Eiskristalle bildet. Bei einem Kerosinverbrauch von  $\dot{m}_f = 3 \text{ kg/s}$  und einem Wasser-Emissionsindex von  $EI_{\text{H}_2\text{O}} = 1.25 \text{ kg/kg}$  haben die Eiskristalle eine Masse pro Flugmeter von  $\mathcal{I}_0 = 1.46 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}$ . Die Eiskristalle sind homogen in zwei Kreisen mit Radius  $r_p = 20$  m um die Wirbelzentren verteilt (siehe Abbildung 3.3). Die Anzahl der Eiskristalle pro Flugmeter ist  $\mathcal{N}_0 = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1} =: \mathcal{N}_0^{Standard}$ . In Abschnitt 3.3.3 wird der Parameter  $\mathcal{N}_0$  einem Sensitivitätstest unterzogen und die Herleitung von  $\mathcal{N}_0^{Standard}$  nachgereicht. Die Masse und der Durchmesser eines Teilchens sind dann  $m_{EK} = 4.4 \cdot 10^{-15} \text{ kg}$  bzw.  $l_{EK} = 2.3 \mu\text{m}$ . Die Eiskristallanzahldichte ist  $N = 1.35 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , der Eiswassergehalt  $IWC = 5.97 \text{ mg m}^{-3}$ . Man nimmt in allen Fällen Wolkenfreiheit an. Anfänglich sind keine weiteren Eiskristalle im Gebiet vorhanden und Nukleation von neuen Teilchen ist während der Simulation ebenso nicht zugelassen. Die relative Feuchte bezüglich Eis  $RH_i$  ist uniform im Gebiet. Die Simulationen werden mit relativen Feuchten von 100% bis 140% durchgeführt, der vorgegebene Wert wird

mit  $RH_i^*$  bezeichnet. Die Stärke der Hintergrundturbulenz ist gegeben durch die Eddy-Dissipationsrate  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}^3$ . Gemäß der Turbulenzklassifikation von Sharman et al. (2006) stellt dies eine Atmosphäre mit leichter Turbulenz dar. Aus der Eddy-Dissipationsrate kann mittels  $\epsilon = \frac{1}{8} \frac{q^3}{\Lambda}$  die mittlere quadratische Geschwindigkeitsabweichung  $q = (\overline{u'^2})^{1/2}$  abgeleitet werden. Für die Längenskala  $\Lambda$  wählt man 100 m (Holzäpfel, 2006). Die Simulationen der Wirbelphase werden ohne vertikale Windscherung gerechnet. Erstens ist der Effekt auf die geometrischen Eigenschaften des Kondensstreifens auf einer Zeitskala von 100 s vernachlässigbar, unter anderem auch, weil der Kondensstreifen erst am Ende der Wirbelphase seine volle Höhe erreicht. Zweitens ist der Einfluß der Scherung auf den Wirbelzerfall nicht bekannt bzw. in der Arbeit von Holzäpfel nicht parametrisiert und kann daher nicht im Zirkulationsmodul berücksichtigt werden. Die Atmosphäre ist stabil geschichtet mit der Brunt–Väisälä–Frequenz  $N_{BV} = 10^{-2} \text{s}^{-1}$ . Die potentielle Temperatur nimmt mit ca.  $3.2 \text{K km}^{-1}$  zu. Die Flughöhe wird durch Angabe der Temperatur auf Flughöhe  $T_{FH}$  charakterisiert. Diese variiert von  $T_{FH} = 209 \text{K}$  bis  $222 \text{K}$ . Der Druck am unteren Gebietsrand ist bei allen Simulationen  $p_0 = 250 \text{hPa}$ . Die Änderung der tatsächlichen Flughöhe wird daher nur durch eine Änderung der Temperatur  $T_{FH}$  bewerkstelligt, nicht aber durch eine Druckänderung. Eine mögliche Anpassung des Drucks ändert die Ergebnisse nicht, wie später noch gezeigt wird.

Abschließend ist in Tabelle 3.2 der Parameterraum der Standardsimulationen aufgelistet. Durch die freie Kombination der beiden Parameter ergibt sich ein Satz von 28 Standardsimulationen der Wirbelphase. Die Ergebnisse der Parameterstudie werden im Unterkapitel 3.3 besprochen. Davor wird im nun folgenden Abschnitt exemplarisch eine Simulation vorgestellt.

Parameter	Parameterraum						
$RH_i^*$	100%	103%	105%	110%	120%	130%	140%
Farbe	gelb	-	rot	grün	dunkelblau	braun	magenta
$T_{FH}$	209 K	212 K	217 K	222 K			
Farbe	rot	grün	dunkelblau	braun			

**Tabelle 3.2:** Gibt den Parameterraum der Standardsimulationen an. Die angegebenen Farben werden in den Abbildungen 3.5 und 3.6 verwendet.

### 3.2.2 Beispielsimulation

In diesem Abschnitt wird exemplarisch eine Simulation bei den Umgebungsbedingungen  $T_{FH} = 217 \text{K}$  und  $RH_i^* = 110\%$  vorgestellt. In Abbildung 3.4 sind die Eiskristallanzahldichte, der Eiswassergehalt und die relative Feuchte dargestellt. Die Felder sind zu den Zeitpunkten  $t = 40 \text{s}$ ,  $80 \text{s}$  und  $120 \text{s}$  abgebildet. Das reale Alter des Kondensstreifens ist in etwa 20 s höher, da die Zeitdauer der Jetphase addiert werden muß. Die vertikale Auslenkung des Kondensstreifens um mehr als 200 m von der ursprünglichen Flughöhe  $z_{FH} = 400 \text{m}$  ist in allen drei abgebildeten Größen

ersichtlich. Während des Absinkens nimmt die Anzahlkonzentration und der Eiswassergehalt im primären Nachlauf aufgrund von Verdünnung und Kristallverdampfen ab. Zum einen vergrößert sich die Fläche des primären Nachlaufs ungefähr um einen Faktor 2 (vergleiche mit der Fläche der schwarzen Kreise). Zudem fließt ein Teil der Eiskristalle ab und bildet den sekundären Nachlauf. Zum anderen tritt aufgrund der adiabatischen Erwärmung Untersättigung und folglich Sublimation im primären Nachlauf auf, was zu hohem Kristallverlust führen kann. Während der erste Prozeß unabhängig von mikrophysikalischen Parametern wie Temperatur und Feuchte abläuft, hängt der Kristallverlust sensitiv von diesen ab. Die Anzahldichte nimmt im primären Nachlauf von anfänglich  $1.35 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$  auf ungefähr  $1 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$  ab. Bei den gewählten Umgebungsbedingungen ist die Anzahldichte am Ende der Wirbelphase im primären und sekundären Nachlauf etwa gleich hoch. Da die Teilchen im sekundären Nachlauf keiner kontinuierlichen Untersättigung ausgesetzt sind, ist der Eiswassergehalt dort höher und die Teilchen sind dementsprechend größer. Bei den gewählten Umgebungsbedingungen bleiben am Ende der Wirbelphase ungefähr 22% bzw. 48% der ursprünglichen Eiskristallanzahl/masse übrig.

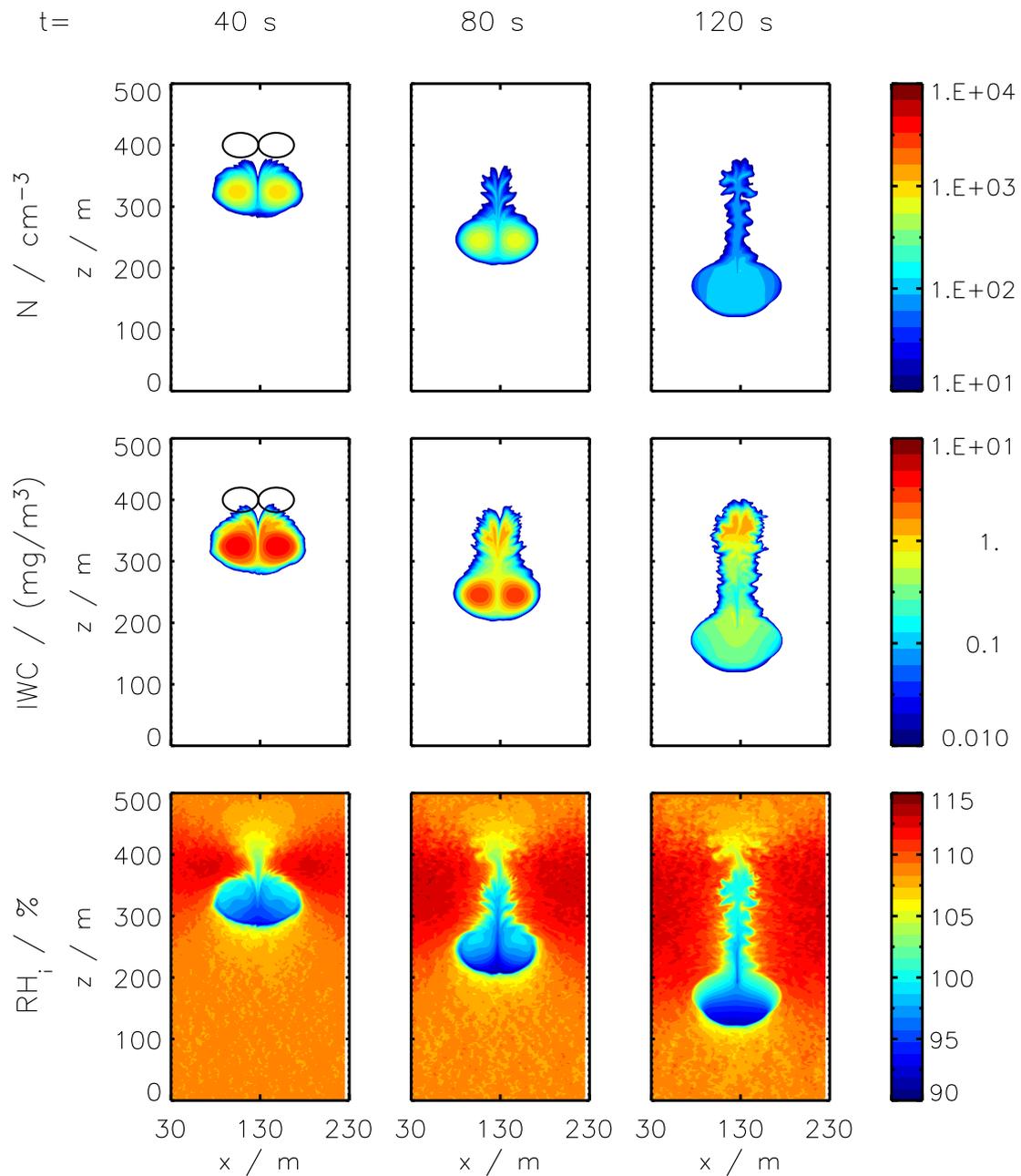
Die relative Feuchte erreicht innerhalb des Kondensstreifens aufgrund der großen Oberfläche der Teilchen rasch Sättigung ( $t < 40 \text{ s}$ ). Im primären Nachlauf steigt der Sättigungsdampfdruck aufgrund der adiabatischen Erwärmung an und Untersättigung tritt auf. Je weiter der Wirbel abgesunken ist, umso höher ist die Untersättigung, da die Sublimation der Eiskristalle das Wasserdampfdefizit nur teilweise kompensiert oder gegen Ende der Wirbelphase gar keine Eiskristalle mehr im primären Nachlauf enthalten sind, um die Untersättigung auszugleichen. In Teilen des Simulationsgebiets seitlich des absinkenden Wirbelpaares nimmt die relative Feuchte zu, da dort das Wirbelabsinken ausgleichende Aufwinde auftreten. Die geringe Zunahme um höchstens 5% führt nur bei sehr hohen Umgebungsfeuchten  $RH_i^*$  zu einer zusätzlichen Nukleation in diesem Bereich (siehe auch Gierens und Ström, 1998; Lewellen und Lewellen, 2001).

### 3.3 Ergebnisse der Simulationen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Wirbelphasensimulationen diskutiert. Zuerst wird der Einfluß der relativen Feuchte und Temperatur auf die Eismasse und Eiskristallanzahl diskutiert. Danach werden Größen wie Hintergrundturbulenz, Schichtung und Flugzeuggewicht variiert, die die Lebenszeit der Wirbel beeinflussen. Anschließend werden noch weitere Sensitivitäten, wie anfängliche Eiskristallanzahl, überprüft. Ein Überblick über alle vorgestellten Wirbelphasensimulationen wird auf Seite 154 (gelbes Blatt) gegeben.

Zuerst werden einige Größen definiert. Die normierte Eismasse ist definiert als Eismasse (pro Flugmeter) relativ zur anfänglichen Eismasse (pro Flugmeter).

$$\mathcal{I}_{tot}(t) = \int \int IWC(x, z, t) dx dz / \mathcal{I}_0$$



**Abbildung 3.4:** Eiskristallkonzentration (oben), Eiswassergehalt (Mitte) und relative Feuchte (unten) zu den Zeitpunkten 40 s, 80 s und 120 s für  $T_{FH} = 217$  K und  $RH_i^* = 110\%$ . Die schwarzen Kreise bei  $t = 40$  s zeigen zusätzlich die uniforme Verteilung der Eiskristalle bei  $t = 0$  s.

Die normierte Eiskristallanzahl  $\mathcal{N}_{tot}$  ist analog definiert. Um Aussagen über das Eis im primären Nachlauf treffen zu können, beschränkt man das obige Integral auf zwei  $r = 50$  m-Kreise um die Wirbelzentren.

$$\mathcal{I}_{prim}(t) = \left( \int \int_{r_{links} \text{ oder } r_{rechts} < 50\text{m}} IWC(x, z, t) dx dz \right) / \mathcal{I}_0$$

Die normierte Anzahl der Eiskristalle im primären Nachlauf  $\mathcal{N}_{prim}$  wird wiederum analog berechnet. Der sekundäre Nachlauf besteht aus Eiskristallen, die sich zu Beginn der Wirbelphase nicht in den Wirbeln befinden oder die sich während des Absinkens aus dem Wirbelverbund lösen können. Da die Luft im Wirbel potentiell wärmer ist, steigen diese Eiskristalle auf und bilden einen Vorhang zwischen der aktuellen Wirbelhöhe und der Ausgangshöhe. Die Eismasse im sekundären Nachlauf erhält man, indem man die primäre Eismasse  $\mathcal{I}_{prim}$  von der gesamten Eismasse  $\mathcal{I}_{tot}$  abzieht. Analog ist die sekundäre Eiskristallanzahl  $\mathcal{N}_{sek} = \mathcal{N}_{tot} - \mathcal{N}_{prim}$ . Wertet man diese Größen am Ende der Wirbelphase aus, so stellt dies den Bruchteil der überlebenden Eiskristalle beziehungsweise Eismasse dar. Im Abschnitt 2.6 wurde die Berechnung des Effektivradius von allen Teilchen in einer Gitterbox erklärt. Die Bestimmung eines mittleren Effektivradius über das ganze Simulationsgebiet ist jedoch nicht leicht berechenbar, da dieser nicht durch das Mittel der Effektivradien in den einzelnen Gitterboxen angegeben werden kann. In der Wirbelphase sind die Teilchen so klein, daß ihr Aspektverhältnis nahezu eins ist. Daher ist es völlig ausreichend, den mittleren Durchmesser von massenäquivalenten kugelförmigen Teilchen zu bestimmen. Aus der mittleren Masse  $\bar{m}$  aller Teilchen im Kondensstreifen

$$\bar{m} = \frac{\int \int IWC dx dz}{\int \int N dx dz}$$

kann der mittlere Durchmesser  $\bar{D}$  (von massenäquivalenten kugelförmigen Teilchen) mit folgender Formel berechnet werden:

$$\bar{D} = \left( \frac{6\bar{m}}{\pi\rho_{Eis}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

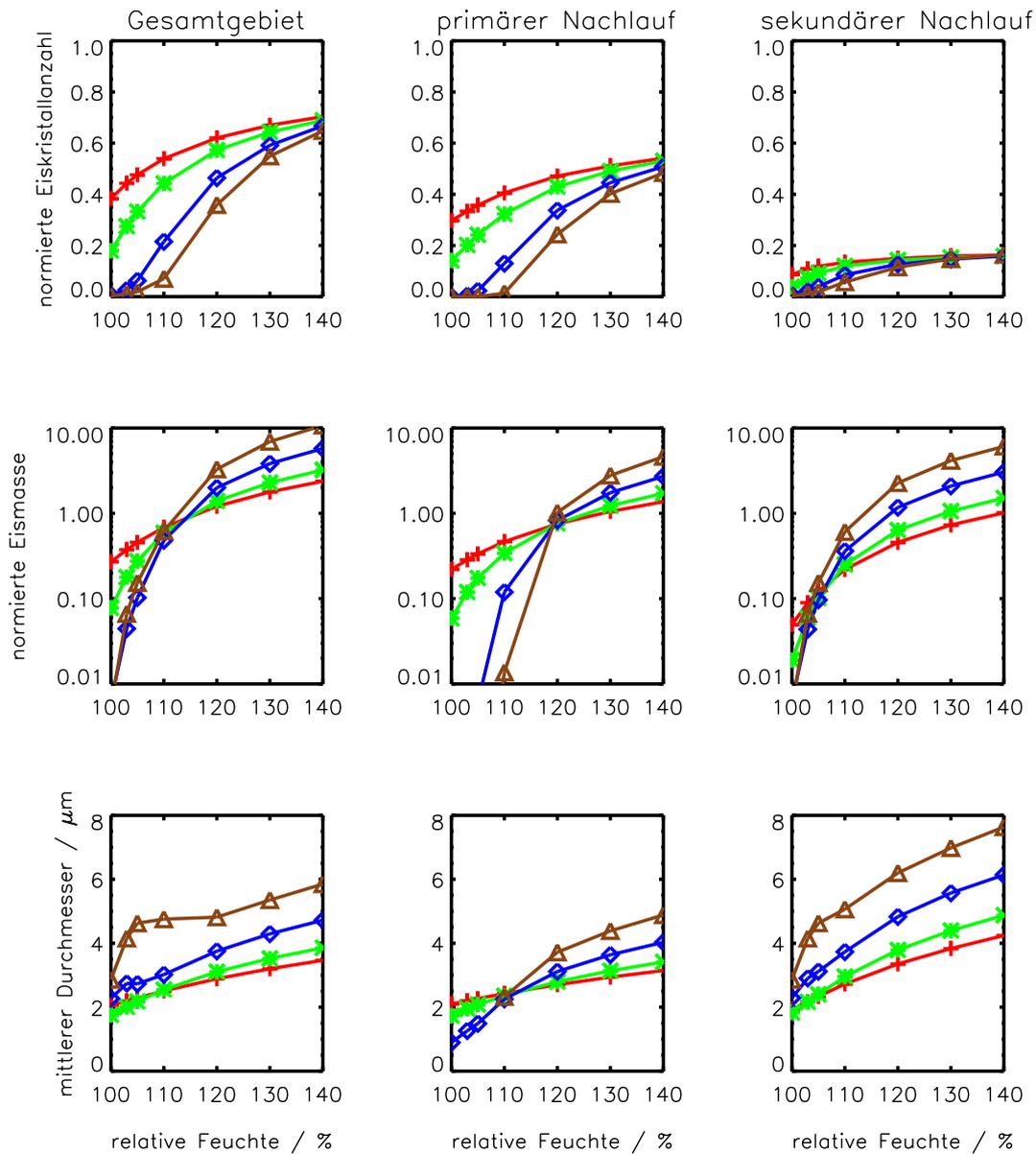
### 3.3.1 Einfluß der mikrophysikalischen Parameter

#### Einfluß der Umgebungsfeuchte

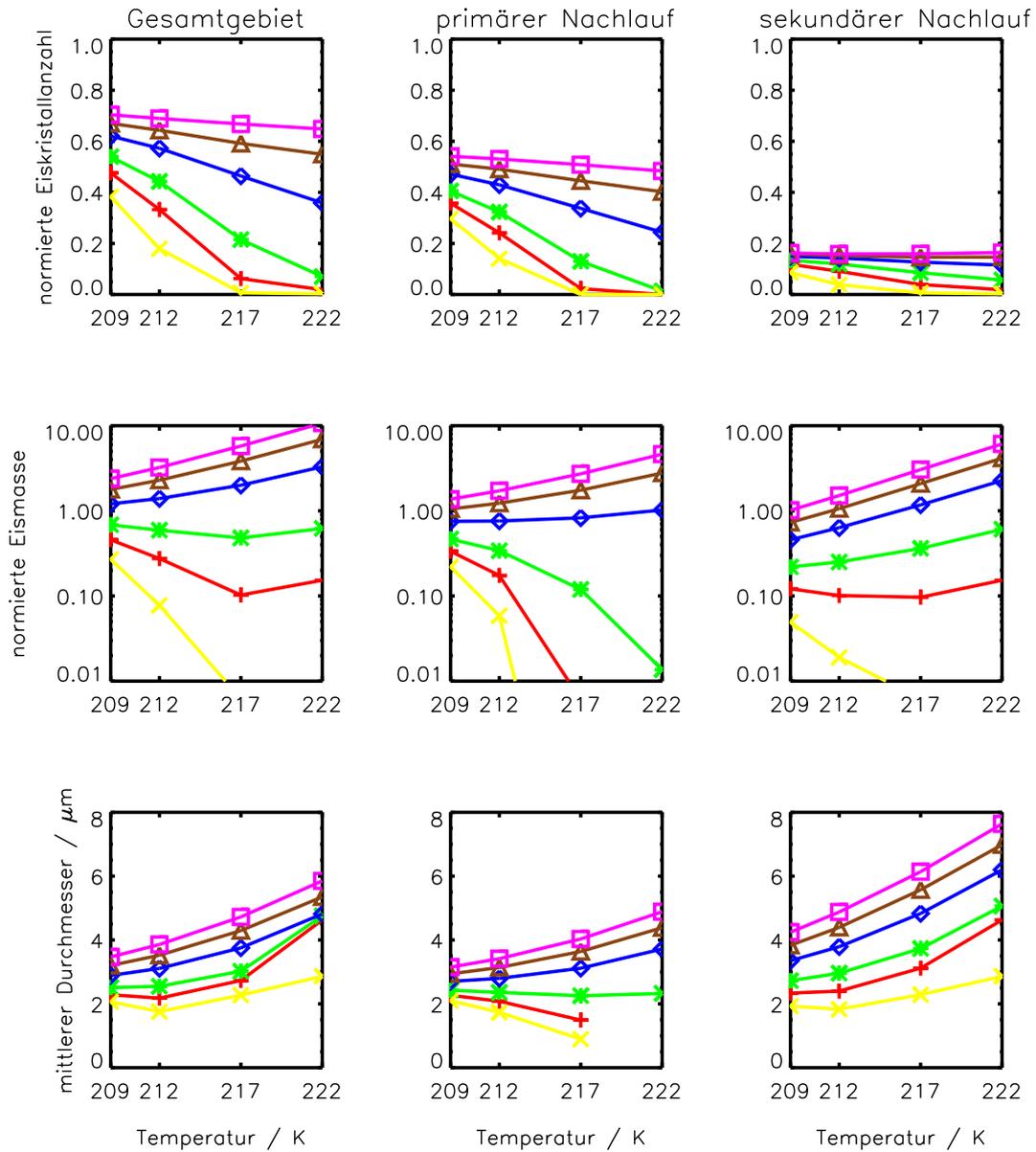
Die obere Reihe in Abbildung 3.5 zeigt die normierte Anzahl an überlebenden Eiskristallen in Abhängigkeit von der relativen Feuchte für verschiedene Temperaturen (209 K (rot), 212 K (grün), 217 K (dunkelblau) und 222 K (braun)). Da keine neuen Eiskristalle gebildet werden, sind die Werte immer kleiner als 1. Nicht überraschend ist die Tatsache, daß bei feuchterer Umgebung mehr Eiskristalle überleben. Die Abhängigkeit von der relativen Feuchte ist umso ausgeprägter, je höher die Temperatur

ist. Bei tiefen Temperaturen läuft das Sublimieren der Kristalle langsamer ab. Bei  $T = 209\text{K}$  verschwinden bei Eissättigung ( $RH_i^* = 100\%$ ) nur geringfügig mehr Eiskristalle ( $\mathcal{N}_{tot} = 40\%$ ) als bei  $RH_i^* = 120\%/140\%$  ( $\mathcal{N}_{tot} = 60\%/70\%$ ). Ist es wärmer ( $T = 222\text{K}$ ), sind die Unterschiede viel größer. Es überleben nur 0.3% im Vergleich zu 30% und 65%. Im kalten Fall ist die Mehrzahl der Eiskristalle im primären Nachlauf zu finden. Der sekundäre Nachlauf enthält in allen Simulationen nie mehr als 20% der anfänglichen Eiskristalle. Dies stimmt gut überein mit früheren Untersuchungen von Gerz et al. (1998), bei denen zwischen 10% und 30% des passiven Spurenstoffs Teil des sekundären Nachlaufs waren. Generell kann man die Eiskristalle im sekundären Nachlauf in zwei Kategorien einteilen. In den Simulationen werden ungefähr 10% aller Kristalle anfangs nicht in die Wirbel eingesogen. Weiterhin können sich Teilchen während des Absinkvorgangs aus dem Wirbelverbund lösen. Die abgelösten Luftpakete steigen auf, da sie aus dem potentiell wärmeren Wirbelverbund stammen und vermischen sich mit übersättigter Umgebungsluft. Diese Eiskristalle bilden einen Vorhang zwischen dem primären Nachlauf und der Ausgangshöhe. Alle Teilchen im sekundären Nachlauf überleben die Wirbelphase, sofern sich nicht durch andere Prozesse wie turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen lokal Untersättigung einstellt.

Bei hohen Temperaturen verdampfen sehr viele Eiskristalle in den absinkenden Wirbeln. Nur bei  $RH_i^* \geq 120\%$  überwiegen die Teilchen im primären Nachlauf. Bei schwach übersättigten Fällen ( $RH_i^* \leq 105\%$ ) verdampfen sie sogar zur Gänze. In diesem Fall überleben nur Eiskristalle im sekundären Nachlauf. Wenn nun schon vor Ende der Wirbelphase der primäre Nachlauf verschwindet, ist demzufolge die Höhe des sekundären Nachlaufs geringer. Außerdem kann auch ein Teil der Kristalle auf der Ausgangshöhe durch turbulentes Verdampfen verschwinden. Turbulentes Verdampfen tritt auf, wenn die Luft durch turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen lokal untersättigt ist. Die Behandlung dieses Phänomens im Modell ist in Abschnitt 2.3 genauer erläutert. Die mittlere Reihe von Abbildung 3.5 zeigt die normierte überlebende Eismasse (Darstellung analog zu oben, außer logarithmischer anstelle linearer y-Skala). Da alle Kurven steiler sind als ihr jeweiliges Pendant in der oberen Reihe, stellt man fest, daß die Eismasse sensitiver von  $RH_i^*$  abhängt als die Eiskristallanzahl. Mit zunehmender Feuchte überleben also nicht nur mehr Eiskristalle, sie sind im Mittel auch größer (siehe untere Reihe von Abbildung 3.5). Während der Wirbelphase erhöht sich anfänglich die Eismasse, bis der überschüssige Wasserdampf im Wirbelsystem abgebaut wurde. Die hohe Anzahldichte sorgt dafür, daß innerhalb von 10 – 30 s Sättigung im primären Nachlauf erreicht wird. Anschließend nimmt die Eismasse aufgrund der konstanten Untersättigung wieder ab. Im primären Nachlauf sind die Eiskristalle im Mittel  $2 - 4 \mu\text{m}$  groß und nehmen mit der Feuchte zu. Im sekundären Nachlauf sind die Eiskristalle größer ( $2 - 8 \mu\text{m}$ ), da sie anfänglich den überschüssigen Wasserdampf der Umgebung aufnehmen und dann nur geringem Verdampfen durch turbulente Untersättigungen ausgesetzt sind. Die größten Teilchen im sekundären Nachlauf sind im oberen Teil zu finden. Nach unten nimmt die mittlere Größe der Teilchen ab. Je früher sich die Eiskristalle aus



**Abbildung 3.5:** normierte Eiskristallanzahl (obere Reihe), normierte Eismasse (mittlere Reihe) und mittlerer Durchmesser der Eiskristalle (untere Reihe) am Ende der Wirbelphase nach 135s. Auf der x-Achse ist die relative Feuchte aufgetragen. Die rechte Spalte zeigt die Werte für den ganzen Kondensstreifen, die mittlere und rechte Spalte beziehen sich auf den primären bzw. sekundären Nachlauf. Die Farben stehen für verschiedene Temperaturen  $T_{FH}$ : 209 K (rot), 212 K (grün), 217 K (dunkelblau) und 222 K (braun). Jedes Symbol steht für das Ergebnis einer Simulation.



**Abbildung 3.6:** Dargestellte Größen wie in Abbildung 3.5. Auf der x-Achse ist nun die Temperatur aufgetragen. Die Farben stehen für verschiedene relative Feuchten  $RH_i^*$ : 100% (gelb), 105% (rot), 110% (grün), 120% (dunkelblau), 130% (braun) und 140% (magenta).

dem Wirbelverbund lösen, um so größer sind sie am Ende der Wirbelphase. Erstens, weil die Teilchen im Wirbel mit der Zeit kleiner werden und zweitens, die Teilchen mehr Zeit haben, die Übersättigung in der freien Atmosphäre abzubauen. Es soll noch erwähnt werden, daß die mittleren Durchmesser im primären Nachlauf für  $T = 222\text{ K}$  und  $RH_i^* \leq 110\%$  (braune Kurve, Mitte unten) nicht vernünftig berechenbar sind, da sehr kleine Eismassen und Eiskristallanzahlen durcheinander dividiert werden.

### Einfluß der Umgebungstemperatur

Im vorigen Kapitel wurden die Simulationsergebnisse unter dem Aspekt einer relativen Feuchtenänderung betrachtet. Der Temperatureinfluß wurde ansatzweise diskutiert und wird in diesem Abschnitt näher erörtert werden. Zur Verdeutlichung sind die in Abbildung 3.5 gezeigten Simulationsergebnisse nochmals in Abbildung 3.6 dargestellt. Einziger Unterschied ist, daß auf der x-Achse nun die Temperatur aufgetragen ist und die  $RH_i^*$ -Werte durch Farben unterschieden werden. Die Zahl der überlebenden Eiskristalle nimmt mit zunehmender Temperatur ab, sowohl im primären Nachlauf durch die dynamische Untersättigung als auch im sekundären Nachlauf durch turbulente Untersättigung und durch eine kleinere Zahl an Kristallen, die sich aus dem Wirbelverbund lösen. Der Temperatureinfluß ist bei niedrigen Feuchten am stärksten ausgeprägt. In der mittleren Reihe von Abbildung 3.6 ist die überlebende Eismasse dargestellt. Im primären Nachlauf ist die Entwicklung je nach Feuchte sehr unterschiedlich. Die primäre Eismasse nimmt mit ansteigender Temperatur ab, wenn die Feuchte  $RH_i^* \leq 110\%$  ist und sie nimmt zu, wenn die Feuchte  $RH_i^* \geq 120\%$  ist. Im sekundären Nachlauf ist der Temperatureinfluß ebenfalls feuchteabhängig. Ist  $RH_i^* = 100\%$ , nimmt die sekundäre Eismasse mit zunehmender Temperatur ab, da die Eiskristalle durch turbulente Untersättigungen schneller verdampfen. Ist die Atmosphäre übersättigt, nimmt die Eismasse mit der Temperatur zu, da mehr überschüssiger Wasserdampf vorhanden ist und dieser von den Eiskristallen auch abgebaut wird. Die mittleren Durchmesser der Teilchen im sekundären Nachlauf nehmen daher zu. Der exponentielle Anstieg der Teilchendurchmesser korrespondiert zum exponentiellen Anstieg des verfügbaren Wasserdampfs bzw. des Sättigungsdampfdrucks. Im ganzen Kondensstreifen sind die Teilchen im Mittel größer, wenn die Temperatur zunimmt.

### Parametrisierung

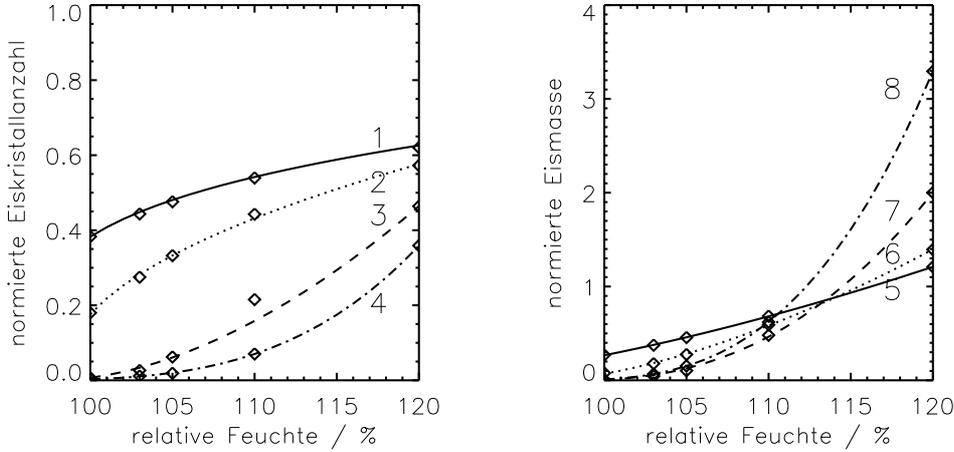
Die Anzahl und Masse der überlebenden Eiskristalle nimmt mit steigender Feuchte monoton zu. Im Bereich von  $RH_i^* = [100\%, 120\%]$  kann die Abhängigkeit sehr gut durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Die Funktion  $f(RH_i^*)$  gibt eine Näherung für die normierten Größen  $\mathcal{I}_{tot}$  und  $\mathcal{N}_{tot}$  an.

$$f(RH_i^*) = y_0 \left( \frac{RH_i^* - \beta}{100\% - \beta} \right)^\xi. \quad (3.2)$$

Größe	$y_0$	$\beta$	$\xi$	Kurvenmarkierung
$\mathcal{N}_{tot}$ bei $T = 209$ K	$3.82 \cdot 10^{-1}$	96.5%	0.25	1
$\mathcal{I}_{tot}$ bei $T = 209$ K	$2.67 \cdot 10^{-1}$	89.3%	1.43	5
$\mathcal{N}_{tot}$ bei $T = 212$ K	$1.76 \cdot 10^{-1}$	98.3%	0.47	2
$\mathcal{I}_{tot}$ bei $T = 212$ K	$0.69 \cdot 10^{-1}$	96.5%	1.56	6
$\mathcal{N}_{tot}$ bei $T = 217$ K	$6.59 \cdot 10^{-3}$	98.0%	1.77	3
$\mathcal{I}_{tot}$ bei $T = 217$ K	$2.79 \cdot 10^{-3}$	99.0%	2.14	7
$\mathcal{N}_{tot}$ bei $T = 222$ K	$2.69 \cdot 10^{-3}$	93.8%	3.4	4
$\mathcal{I}_{tot}$ bei $T = 222$ K	$9.18 \cdot 10^{-3}$	96.9%	2.95	8

**Tabelle 3.3:** Werte der Parameter in Potenz-Näherungsformel für verschiedene Temperaturen  $T_{FH}$ . Die letzte Spalte zeigt die Kurvenmarkierung in Abbildung 3.7.

Die drei Parameter  $y_0, \beta, \xi$  werden so bestimmt, daß die Summe der Quadrate von  $f(RH_i^*) - \mathcal{N}_{tot}$  bzw.  $f(RH_i^*) - \mathcal{I}_{tot}$  minimal ist. Die Ergebnisse der Standardsimulationen werden dazu bei 5 Feuchtwerten  $RH_i^* = \{100\%, 103\%, 105\%, 110\%, 120\%\}$  ausgewertet. In Tabelle 3.3 sind die Parameter für verschiedene  $T_{FH}$  angegeben. Bei den meisten Datenpunkten ist der absolute Fehler  $|f(RH_i^*) - \mathcal{N}_{tot}(RH_i^*)|$  und  $|f(RH_i^*) - \mathcal{I}_{tot}(RH_i^*)|$  kleiner als 0.005. Die Simulationsergebnisse und die Näherungskurven sind in Abbildung 3.7 abgebildet. In Gleichung 3.2 gibt  $y_0$  den überlebenden Bruchteil (der Masse oder Kristallanzahl) an, falls die Atmosphäre gesättigt ist. In der Tabelle kann man ablesen, daß  $y_0$  stark mit zunehmender Temperatur abnimmt. Der Parameter  $\beta$  gibt die relative Feuchte an, bei der das gesamte Eis am Ende der Wirbelphase komplett verschwunden ist. Die Werte variieren von 90% bis 99%. Das ist konsistent mit der Tatsache, daß sich Kondensstreifen schon während der Wirbelphase auflösen, falls die Luft nur leicht untersättigt ist. Der Exponent  $\xi$  nimmt mit der Temperatur zu, was den erhöhten  $RH_i^*$ -Einfluß auf  $\mathcal{N}_{tot}$  und  $\mathcal{I}_{tot}$  bei höherer Temperatur widerspiegelt. Es sollte betont werden, daß das Potenzgesetz nur im angegebenen Feuchtebereich gilt. Bei höheren relativen Feuchten ( $RH_i^* > 120\%$ ) nimmt die Sensitivität von der Feuchte wieder ab. Den Feuchtwert 120% definiere ich daher als „unkritischen“ Feuchteschwellwert  $RH_{uncrit}$ . Falls  $RH_i \geq RH_{uncrit}$  ist, dann ist die Feuchte so groß und/oder die Temperatur so tief, daß der Kristallverlust während des Absinkens unkritisch ist. Die Wirbel sinken nicht unter die kritische Auslenkung  $\Delta z_{crit}$ , welche linear von der Übersättigung abhängt (vergleiche Abschnitt 3.1 auf Seite 37). Die Eismasse der Teilchen ist am Ende der Wirbelphase größer als zu Beginn der Wirbelphase. Die Simulationen zeigen, daß trotzdem ungefähr nur 50 – 70% der anfänglichen Teilchen überleben. Grund dafür ist, daß sich der überschüssige Wasserdampf innerhalb kurzer Zeit auf den Teilchen anlagert und danach die Eismasse wieder abnimmt. Während dieses Vorgangs verdampfen die kleinsten Teilchen. Auch 3D-Modelle mit spektraler Mikrophysik (Huebsch und Lellwien, 2006) zeigen, daß bei  $RH_i = 130\%$  Verlust von Kristallen auftritt.



**Abbildung 3.7:** Näherungsformel für die normierte primäre Eiskristallanzahl (links) und normierte primäre Eismasse (rechts) in Abhängigkeit von der relativen Feuchte. Die Linienmuster stehen für verschiedene Temperaturen  $T_{FH}$ : 209 K (durchgezogen), 212 K (gepunktet), 217 K (gestrichelt) und 222 K (gepunktet-gestrichelt). Jede Raute repräsentiert das Ergebnis einer Simulation. Die Ziffern kennzeichnen die Kurven und werden in Tabelle 3.3 verwendet.

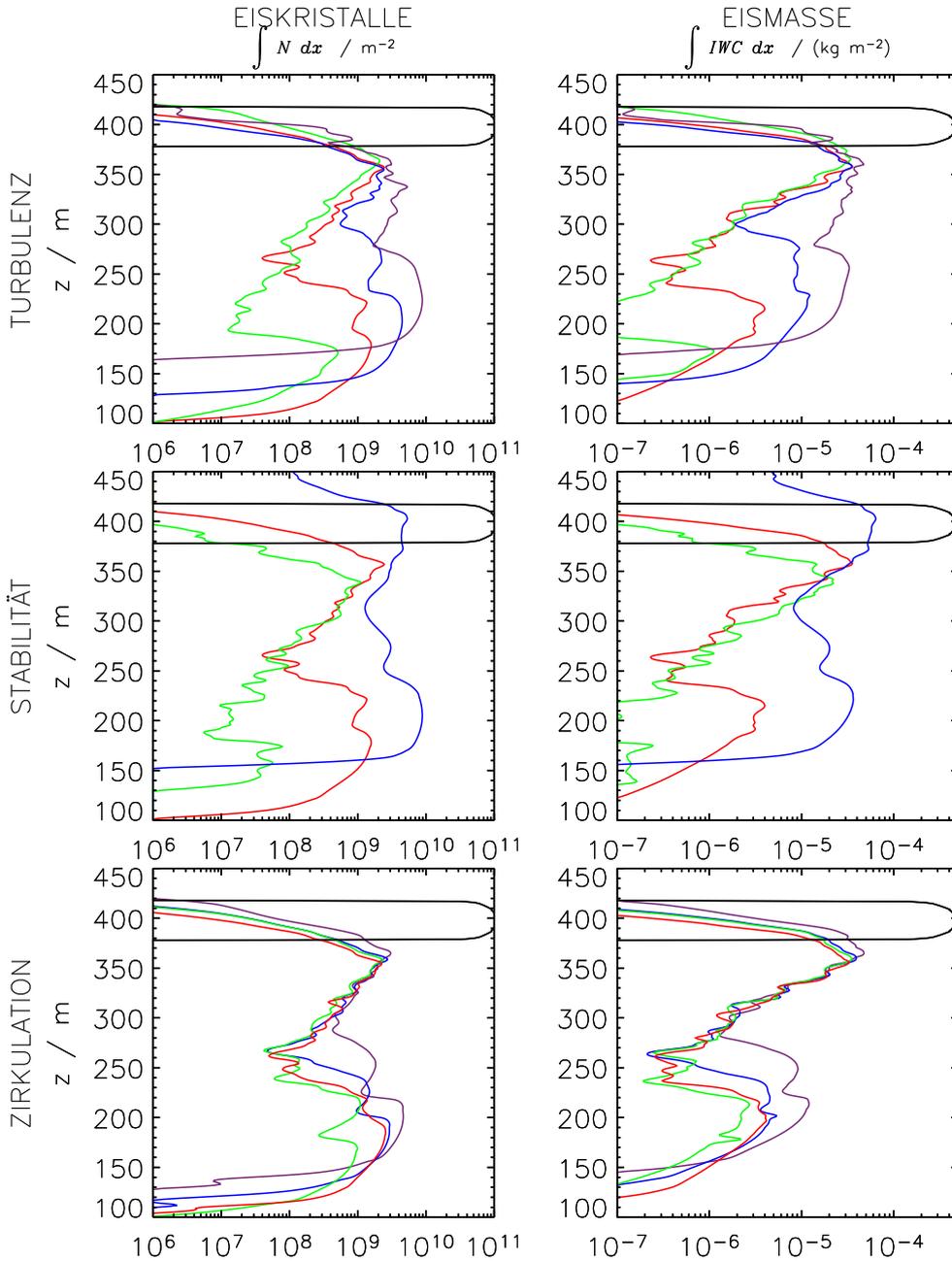
Die hier vorgestellte Parametrisierung ist nur für den untersuchten Flugzeugtyp gültig. Bei kleineren Flugzeugen ist der „unkritische“ Feuchteschwellwert  $RH_{uncrit}$  kleiner, da sich die Wirbel schneller auflösen und am Ende der Wirbelphase weniger Eiskristalle verloren gegangen sind. Das Potenzgesetz ist auf einem kleinerem Feuchteintervall gültig und der Kristallverlust ist auch bei niedrigeren Übersättigungen unkritisch.

### 3.3.2 Einfluß der Wirbeldynamik

In den nächsten Abschnitten werden Parameter variiert, welche die Lebenszeit  $t_{breakup}$  und die maximale Auslenkung  $\Delta z_{breakup}$  des Wirbelpaares verändern. Das sind die Hintergrundturbulenz, die Schichtung und die anfängliche Zirkulation. Diese Parameter werden an das Zirkulationsmodul übergeben und der Wirbelzerfall wird an eine geänderte Soll-Kurve  $\Gamma_{ZK}$  angepaßt. Fallweise mußte die Höhe des Simulationsgebiets der Standardkonfiguration vergrößert werden, um Randeffekte des weit absinkenden Wirbelpaares zu vermeiden.

#### Einfluß der Hintergrundturbulenz

Zuerst wird der Einfluß der Turbulenz, deren Stärke durch die Eddy-Dissipationsrate  $\epsilon$  ausgedrückt wird, untersucht. Generell bewirkt eine stärkere Turbulenz einen schnelleren Zerfall der Wirbel und eine geringere Auslenkung. Die Werte für  $t_{breakup}$



**Abbildung 3.8:** Vertikalprofil der Eiskristalle (links) und -masse (rechts) am Ende der Wirbelphase. Die schwarze Kurve zeigt die Anfangsverteilung der Eiskristalle und -masse. Die Temperatur ist  $T_{FH} = 217$  K und die relative Feuchte ist  $RH_i^* = 105\%$ . Oben: Effekt der Hintergrundturbulenz ( $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , grün;  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , rot;  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , blau;  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , lila). Mitte: Effekt der Schichtung ( $N_{BV} = 0 \text{ s}^{-1}$ , grün;  $N_{BV} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , rot;  $N_{BV} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , blau). Unten: Effekt der Zirkulation ( $\Gamma_0 = 500 \text{ m}^2/\text{s}$ , lila;  $\Gamma_0 = 600 \text{ m}^2/\text{s}$ , blau;  $\Gamma_0 = 650 \text{ m}^2/\text{s}$ , rot;  $\Gamma_0 = 700 \text{ m}^2/\text{s}$ , grün).

und  $\Delta z_{breakup}$  sind in Tabelle 3.4 angegeben. Unterschiedliche Simulationsergebnisse durch den Turbulenzeinfluß werden im Modell lediglich durch geänderte Vorgaben im Zirkulationsmodul erreicht. Testsimulationen zeigen, daß die nach Formel  $\epsilon = \frac{1}{8} \frac{q^3}{\Lambda}$  vorgegebene Größe der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen keinen Einfluß hat. Dazu wurden Läufe ohne turbulentes Hintergrundrauschen gestartet und diese zeigten nur minimale Unterschiede zu den entsprechenden Läufen mit Rauschen. Man kann daraus schließen, daß erstens der Turbulenzeinfluß im Modell allein durch das Zirkulationsmodul parametrisiert ist und es zweitens nicht nötig ist, Rauschen mit kohärenten Strukturen vorzugeben. In der Dispersionsphase wird mehr Wert auf die Vorgabe der turbulenten Geschwindigkeitsfelder gelegt, da die turbulente Diffusion dann ein wichtiger physikalischer Prozess ist. Die untersuchten Turbulenzniveaus decken den gesamten Bereich möglicher Ereignisse ab. Wir verwenden die Klassifikation von Sharman et al. (2006) für Höhen ab Fluglevel 200, also oberhalb von ca. 6 km (vernachlässigbare  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , leichte  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , mittlere  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$  und extreme Turbulenz  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ). Die in Quante und Starr (2002) zusammengetragenen Beobachtungsdaten von  $\epsilon$  belegen Werte zwischen  $8 \cdot 10^{-4}$  und  $10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$ .

In der oberen Reihe von Abbildung 3.8 sind Vertikalprofile von horizontal integrierten  $N$  und  $IWC$  für verschiedene Turbulenzniveaus zu sehen. Die schwarze Kurve zeigt das Vertikalprofil der anfänglichen Eisverteilung. Mit leichter werdender Turbulenz nimmt die Anzahl der überlebenden Eiskristalle, insbesondere im primären Nachlauf, ab, da die Wirbel weiter absinken und das primäre Eis über einen längeren Zeitraum hinweg der Untersättigung ausgesetzt ist. Die Höhe des sekundären Nachlaufs und die Eisverteilung darin sind ebenfalls beeinflusst. Die Anzahl der überlebenden Eiskristalle reagiert kritisch auf eine Änderung der Turbulenz. In den gezeigten Fällen sind die relative Feuchte  $RH_i^* = 105\%$  und die Temperatur  $T = 217 \text{ K}$  konstant. Der Zeitpunkt  $t_{breakup}$  des Wirbelauflösens liegt bei diesen Umgebungsbedingungen im Bereich der kritischen Zeit  $t_{crit} + t_{MP}$ , die maßgeblich von der Feuchte und Temperatur bestimmt sind. Die Wirbel lösen sich also in etwa

Turbulenzstärke	extrem	mittel	schwach	vernachlässigbar
$\epsilon$ in $\text{m}^2/\text{s}^3$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-6}$
$t_{breakup}$ in $s$	100	118	135	150
$\Delta z_{breakup}$ in $m$	165	205	250	290
$\mathcal{N}_{tot}(217 \text{ K}, 5\%)$	0.28	0.15	0.062	0.030
$\mathcal{N}_{tot}(217 \text{ K}, 20\%)$	0.61	0.54	0.46	0.39
$\mathcal{N}_{tot}(209 \text{ K}, 5\%)$	0.56	0.52	0.48	0.44

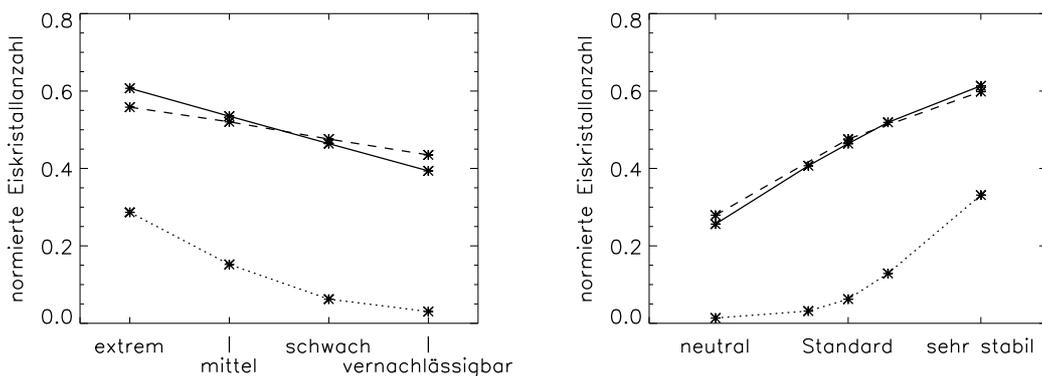
**Tabelle 3.4:** Zeitpunkt des Wirbelauflösens  $t_{breakup}$ , maximale Wirbelauslenkung und Bruchteil überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der Hintergrundturbulenz. Bei  $\mathcal{N}_{tot}$  ist in Klammern die Temperatur und die Übersättigung angegeben.

zu einem Zeitpunkt auf, wo innerhalb kurzer Zeit viele Eiskristalle verdampfen. Bei tieferen Temperaturen (die mikrophysikalische Zeitskala  $t_{MP}$  ist größer) und/oder höheren Feuchten ( $t_{crit}$  ist größer) ist der Kristallverlust weniger kritisch von der Turbulenz abhängig (siehe Tabelle 3.4 und Abbildung 3.9 links), da die Lebenszeit der Wirbel  $t_{breakup}$  unter dem kritischen Zeitpunkt  $t_{crit} + t_{MP}$  liegt. Zusammenfassend kann man festhalten, daß die Hintergrundturbulenz die Anzahl der überlebenden Eiskristalle verändern kann. Der Einfluß der Turbulenz ist am größten, wenn die Übersättigungen gering sind und die Temperatur hoch ist.

### Einfluß der Stabilität

Die nächste Simulationsreihe zeigt den Einfluß der Schichtung. Wiederum ist  $RH_i^* = 105\%$  und die Temperatur  $T = 217$  K. Die Eddy-Dissipationsrate hat nun wieder den Standardwert  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ . Läufe mit unterschiedlichen Schichtungen (neutrale Atmosphäre, Standardatmosphäre, sehr stabile Atmosphäre) werden verglichen (die Brunt-Väisälä-Frequenzen  $N_{BV}$  sind in Tabelle 3.5 angegeben). Die Wirbel zerfallen in einer stabilen Atmosphäre schneller, was das Überleben der Eiskristalle begünstigt. Mit zunehmender Stabilität nimmt die Höhe des Kondensstreifen ab, weil sich erstens die Wirbel früher auflösen und zweitens die thermische Rückstellkraft ( $\sim \Delta\theta$ ) größer ist, was die Absinkgeschwindigkeit reduziert.

In der mittleren Reihe von Abbildung 3.8 sind Vertikalprofile von horizontal integrierten  $N$  und  $IWC$  für verschiedene  $N_{BV}$  zu sehen. Die schwarze Kurve zeigt, wie vorhin, das Vertikalprofil der anfänglichen Eisverteilung. Im stabilen Fall (blaue Kurve) ist die verkürzte vertikale Auslenkung des primären Nachlaufs offensichtlich ( $\Delta z_{breakup}$ , siehe Tabelle 3.5). Luftpakete, die sich aus dem absinkenden Wirbel lösen,



**Abbildung 3.9:** normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der Turbulenzklasse (links) und von der Schichtung (rechts). Die Umgebungsbedingungen sind  $T = 217$  K,  $s_i = 20\%$  (durchgezogen),  $T = 217$  K,  $s_i = 5\%$  (gepunktet) und  $T = 209$  K,  $s_i = 5\%$  (gestrichelt).

Schichtung	neutral		Standard		sehr stabil
$N_{BV}$ in $s^{-1}$	0	$0.7 \cdot 10^{-2}$	$10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
$t_{breakup}$ in $s$	165	142	135	128	117
$\Delta z_{breakup}$ in $m$	300	265	250	235	200
$\mathcal{N}_{tot}(217\text{ K}, 5\%)$	0.013	0.031	0.062	0.13	0.33
$\mathcal{N}_{tot}(217\text{ K}, 20\%)$	0.26	0.41	0.47	0.52	0.61
$\mathcal{N}_{tot}(209\text{ K}, 5\%)$	0.28	–	0.48	–	0.59

**Tabelle 3.5:** Zeitpunkt des Wirbelauflösens  $t_{breakup}$ , maximale Wirbelauslenkung und Bruchteil überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der Schichtung. Bei  $\mathcal{N}_{tot}$  ist in Klammern die Temperatur und die Übersättigung angegeben.

erfahren einen starken Auftrieb (Vertikalwinde bis zu 4 m/s) und steigen teils über die Ausgangshöhe hinaus auf. Die erhöhte Eiskristallkonzentration im sekundären Nachlauf legt außerdem nahe, daß mehr Luftpakete aus dem Wirbelverbund ausgelöst werden. Ist die Atmosphäre hingegen neutral geschichtet, sinken die Wirbel 300 m ab und in den Wirbeln bleibt kein Eis übrig. Die Eiskristallanzahl im sekundären Nachlauf nimmt ungefähr in exponentieller Weise mit dem Abstand von der Ausgangshöhe ab. Das lokale Maximum bei  $z = 150$  m ist auf erhöhtes Detrainment aus den sich abschwächenden Wirbeln zurückzuführen, die Wirbel befinden sich letztendlich bei  $z = 150$  m. Die Gesamtanzahl der überlebenden Eiskristalle variiert von 1.3% (neutral) bis 33% (sehr stabil). Bei den gewählten Umgebungsbedingungen reagieren die Ergebnisse, wie schon im Vorgängerabschnitt erläutert, sensitiver auf eine Änderung der Wirbellebenszeit als bei feuchteren und/oder kälteren Umgebungsbedingungen. Die Anzahl überlebender Eiskristalle in Fällen mit tieferer Temperatur und höherer Feuchte ist in Tabelle 3.5 und Abbildung 3.9 rechts zu sehen. Erwartungsgemäß ist die Sensitivität der Ergebnisse wiederum kleiner. Der Einfluß der Schichtung liegt in der gleichen Größenordnung wie der Einfluß der Hintergrundturbulenz.

### Einfluß der anfänglichen Zirkulation

Die anfängliche Zirkulation der Wirbel,  $\Gamma_0$ , ist proportional zum Flugzeuggewicht (siehe Formel 3.1). Das Leergewicht einer Boeing B747-400ER ist  $M = 180$  t, das Maximalgewicht  $M = 412$  t. Die in Tabelle 3.6 angegebenen Werte für die Zirkulation  $\Gamma_0$  und die Masse  $M$  sollten typische Werte für den Reiseflugbereich darstellen. Die Masse  $M$  wird hier allerdings nicht über das ganze Intervall [180 t, 420 t] variiert. Das Flugzeug verbraucht ungefähr 3 kg Treibstoff pro Sekunde, das entspricht einem Gewichtsverlust von ca. 10 t pro Stunde. Während eines Fluges nimmt die Masse und dementsprechend  $\Gamma_0$  ab. Dies verlängert die Lebenszeit  $t_{breakup}$  des Wirbelpaares, da die Interaktion zwischen den beiden Wirbeln bei gleichbleibendem Separationsabstand  $b_0$  geringer ist. Eine Minderung von  $\Gamma_0$  hat zur Folge, daß die

$\Gamma_0$ in $m^2/s$	500	600	650	700
Masse des Flugzeugs in t	240	287	310	335
$w_{num}$ in m/s	1.5	1.8	1.93	2.08
$t_{breakup}$ in s	160	140	135	128
$\Delta z_{breakup}$ in m	215	230	250	260
$\mathcal{N}_{tot}(217\text{ K}, 5\%)$	0.13	0.089	0.062	0.056

**Tabelle 3.6:** Die Anfangszirkulation ist für verschiedene Flugzeugmassen gegeben. In Abhängigkeit davon sind die anfängliche Absinkgeschwindigkeit  $w_{num}$ , Zeitpunkt des Wirbelaflösens  $t_{breakup}$ , maximale Wirbelauslenkung  $\Delta z_{breakup}$  und der Bruchteil überlebender Eiskristalle bei  $T = 217\text{ K}$  und  $s_i = 5\%$  aufgelistet.

Phase des schnellen Zerfalls später einsetzt und die Absinkgeschwindigkeiten kleiner sind. Der dominante Einfluß der Absinkgeschwindigkeit auf die maximale Wirbelauslenkung  $\Delta z_{breakup} = \int_0^{t_{breakup}} w dt$  wird teilweise durch den geänderten Zeitpunkt  $t_{breakup}$  des Wirbelaflösens kompensiert. Anfänglich schnell absinkende Wirbel lösen sich, wie bereits festgestellt, schneller auf.

In der untersten Reihe von Abbildung 3.8 sind wiederum Vertikalprofile von horizontal integrierten  $N$  und  $IWC$  zu sehen, nun für verschiedene  $\Gamma_0$ . Wiederum ist  $RH_i^* = 105\%$  und die Temperatur  $T = 217\text{ K}$ . Zwischen 5.6% (hohe Anfangszirkulation, viel Treibstoff geladen) und 13% (niedrige Anfangszirkulation, wenig Treibstoff geladen) der Eiskristalle überleben. Die Variation von  $\Gamma_0$  hat einen geringeren Einfluß auf die Anzahl der überlebenden Eiskristalle  $\mathcal{N}_{tot}$  als die Änderungen von Schichtung und Turbulenz in den vorherigen Abschnitten. Ein Grund dafür ist die geringe Streuung von  $\Delta z_{breakup}$  im Vergleich zu den vorhergehenden Kapiteln. Da der Einfluß bei höheren Feuchten und niedrigeren Feuchten erwartungsgemäß wieder kleiner ist, kann man zusammenfassend den Einfluß der Zirkulation als zweitrangig ansehen. Die typischen Änderungen in der Masse  $M$  und auch Fluggeschwindigkeit  $U$ , die bei Reiseflugbedingungen annähernd konstant ist, sind von untergeordneter Bedeutung für die Kondensstreifenentwicklung.

### 3.3.3 Weitere Sensitivitäten

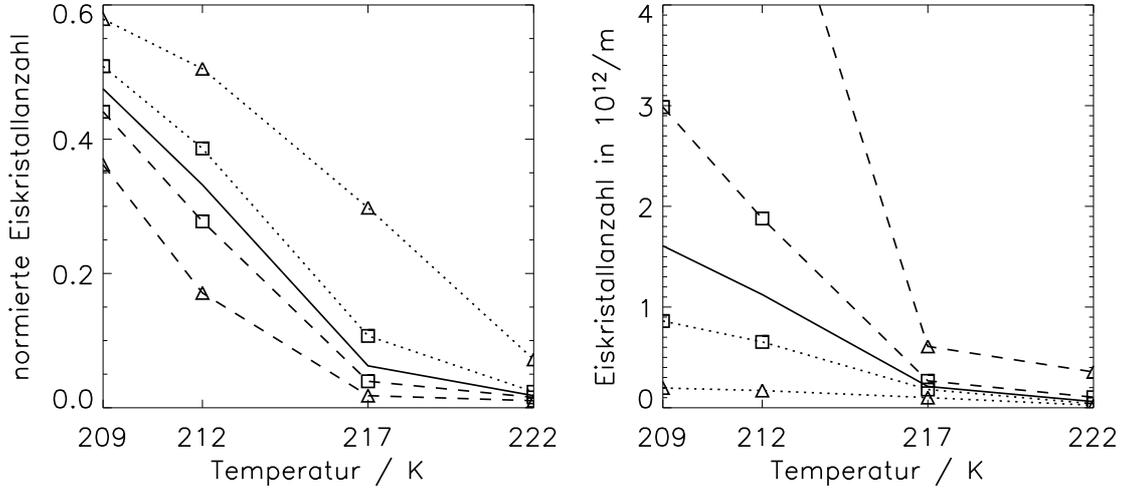
#### Eiskristallanzahl und -verteilung

In den bisher vorgestellten Simulationen wurde die anfängliche Eiskristallanzahl nicht verändert, obwohl der Unsicherheitsbereich ungefähr eine Größenordnung beträgt. Die Nukleation der Eispartikel während der Jetphase hängt u.a. von der Rußemission des Triebwerks, dem Schwefelgehalt des Treibstoffs und der Umgebungstemperatur ab (Schumann et al., 2002; Kärcher et al., 1998; Schumann et al., 1996). Kärcher et al. (1998) gibt temperaturabhängige Eiskristallanzahldichten in einer 3 s alten Abgasfahne an (zu diesem Zeitpunkt ist die Nukleation bereits abgeschlossen). Ungefähre Werte bei einem mittleren Schwefelgehalt sind in Tabelle 3.7 gegeben. Je näher die Temperatur am Schmidt–Appleman–Schwellwert (hier  $T_{SA} = 222.9\text{ K}$ )

liegt, umso weniger Eiskristalle entstehen. Generell nimmt die Zahl der entstandenen Eiskristalle im Bereich bis zu 2 K unterhalb von  $T_{SA}$  stark mit der Temperatur ab. Im Temperaturbereich  $T < T_{SA} - 2$  K hat man nur noch eine leichte Zunahme der Anzahldichte mit sinkender Temperatur. Erhöht sich der Schmidt–Appleman–Schwellwert (niedrigeres Druckniveau, höhere Feuchte, höherer Vortriebwirkungsgrad  $\eta$ ), muß auch der in der Tabelle angegebene Temperaturbereich entsprechend verschoben werden. Der bisherige Wert  $\mathcal{N}_0 = \mathcal{N}_0^{Standard}$  wurde aus folgender Berechnung gewonnen. Die Querschnittsfläche der Abgasfahne eines Triebwerks nach 3 s ist ca.  $\pi (2.6 \text{ m})^2$  groß (aus Abbildung 4 in Kärcher und Fabian, 1994). Verwendet man als mittlere Anzahldichte den 217 K-Wert aus der Tabelle ergibt sich  $\mathcal{N}_0^{Standard} = 2 \cdot r_{3s}^2 \pi \cdot N = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$ . Dieser Wert liegt im Rahmen der Werte, die in bisherigen Kondensstreifensimulationen verwendet wurden ( $\mathcal{N}_0 = 5.6 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$  [Boeing B767], Huebsch und Lewellen (2006);  $\mathcal{N}_0 = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$  [Boeing B747] und  $\mathcal{N}_0 = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$  [Boeing B737], Lewellen und Lewellen (2001);  $\mathcal{N}_0 = 2.65 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$  [Airbus A320], Sussmann und Gierens (2001);  $\mathcal{N}_0 = 1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$  [B747], Sussmann und Gierens (1999)). Meist ist der Emissionsindex der Eiskristalle  $E_{EK}$  auf  $10^{15} \text{ kg}^{-1}$  gesetzt und die unterschiedlichen Partikelanzahlen erhält man durch unterschiedliche Kerosinverbrauchsrate der unterschiedlichen Flugzeugtypen. Um der Variabilität in  $\mathcal{N}_0$  Rechnung zu tragen, wurden Simulationen mit  $\mathcal{N}_0 = 10 \cdot \mathcal{N}_0^{Standard}$ ,  $\mathcal{N}_0 = 2 \cdot \mathcal{N}_0^{Standard}$ ,  $\mathcal{N}_0 = 0.5 \cdot \mathcal{N}_0^{Standard}$  und  $\mathcal{N}_0 = 0.1 \cdot \mathcal{N}_0^{Standard}$  Eiskristallen im gesamten Temperaturbereich gemacht, unabhängig von dem Wissen, daß bei tieferen/höheren Temperaturen kleinere/größere  $\mathcal{N}_0$ -Werte eigentlich unwahrscheinlicher sind. Die Abbildung 3.10 links zeigt die normierte Anzahl überlebender Eiskristalle für  $RH_i^* = 105\%$  im üblichen Temperaturbereich. Die durchgezogene Linie zeigt die Standardsimulationen, die gepunkteten Linien Simulationen mit kleinerer anfänglicher Eiskristallanzahl und die gestrichelten Linien Simulationen mit größerer anfänglicher Eiskristallanzahl. Sind anfänglich weniger Eiskristalle vorhanden, dann sind am Ende der Wirbelphase relativ mehr Eiskristalle übrig. Da sich die anfängliche Eismasse nicht geändert hat, haben die im Mittel größeren Eiskristalle eine bessere Überlebenschance. Wenn anfänglich mehr Eiskristalle existieren und die mittlere Masse der Teilchen kleiner ist, dann überleben relativ weniger Eiskristalle. Die Unterschiede zum Standardfall betragen bei Verdopplung oder Halbierung meist nur  $\pm 5\%$ . Wird die anfängliche Eiskristallanzahl um eine Größenordnung variiert, können absolut bis zu 20% mehr bzw. weniger Eiskristalle überleben. Es wäre durchaus vorstellbar, daß bei einem hohen  $\mathcal{N}_0$  die mittlere Masse einen kritischen Wert unterschreitet und die Teilchen so schnell verdampfen, daß am Ende sogar

$T_{FH}$ in K	209	212	217	222
$N$ in $10^4 \text{ cm}^{-3}$	15	12	8	1

**Tabelle 3.7:** Eiskristallanzahldichte in einer 3 s alten Abgasfahne in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Der Schmidt–Appleman–Schwellwert ist  $T_{SA} = 222.9$  K. Die Zahlen sind aus Abbildung 4 in Kärcher et al. (1998) übernommen.



**Abbildung 3.10:** links: normierte Anzahl überlebender Eiskristalle für verschiedene  $\mathcal{N}_0$  in Abhängigkeit von der Temperatur abgebildet. Die Normierung erfolgt mit dem jeweiligen  $\mathcal{N}_0$ .

rechts: tatsächliche Eiskristallanzahl

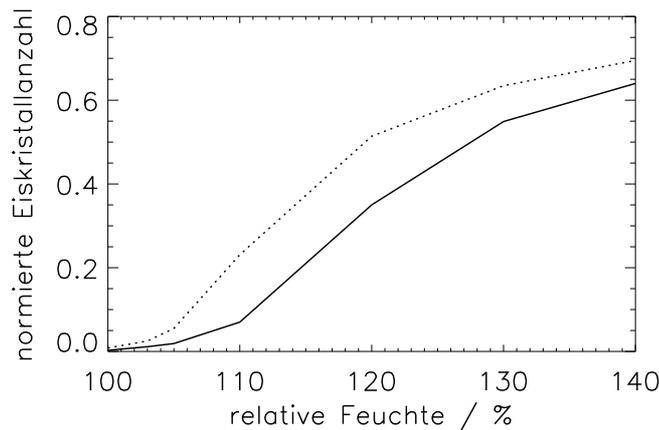
Die relative Feuchte beträgt 105%. Durchgezogene Linie:  $\mathcal{N}_0 = \mathcal{N}_0^{Standard}$ ,  $\mathcal{N}_0 = N_{skal} \cdot \mathcal{N}_0^{Standard}$  mit  $N_{skal} = 10, 2, 0.5$  und  $0.1$  (gestrichelt mit Dreiecken, gestrichelt mit Quadraten, gepunktet mit Quadraten und gepunktet mit Dreiecken.)

tatsächlich weniger Teilchen übrigbleiben als in einem Fall mit anfänglich kleinerer Eiskristallanzahl. Dies kann in den Simulationen nicht beobachtet werden. Zur Verdeutlichung ist in der Abbildung 3.10 rechts die tatsächliche Anzahl an überlebenden Eiskristallen dargestellt. Diese ist stärker von der ursprünglichen Eiskristallanzahl geprägt und weniger von dem unterschiedlich schnellen Verdampfen der Eiskristalle während der Wirbelphase. In allen Fällen überleben auch mehr/weniger Eiskristalle, wenn anfänglich mehr/weniger Teilchen vorhanden waren. Die Variabilität in der anfänglichen Eiskristallanzahl wird durch die Wirbelphase reduziert. Die Streuung in den überlebenden Eiskristallanzahlen ist geringer als die vorgegebene Streuung in  $\mathcal{N}_0$ . Die vertikale Verteilung der Eiskristalle (nicht gezeigt) ändert sich qualitativ ebenfalls nicht. Wie die Simulationen mit veränderter Wirbeldynamik in Kapitel 3.3.2 gezeigt haben, hängen die Ergebnisse bei niedrigen Feuchten kritischer von Änderungen in anderen Einstellungen ab als bei hohen Feuchten. Der Einfluß von  $\mathcal{N}_0$  auf die Ergebnisse sollte daher als obere Abschätzung für diese Sensitivität dienen. Als nächstes wird die Variation  $\mathcal{N}_0$  für Temperatur  $T_{FH} = 222$  K und verschiedene Feuchten untersucht. Bei dieser Temperatur ist es wahrscheinlich, nahe am Schmidt–Appleman–Schwellwert zu liegen. Ich verwende den in Tabelle 3.7 angegebenen  $\mathcal{N}_0$ -Wert  $\frac{1}{8}\mathcal{N}_0^{Standard}$ . Abbildung 3.11 zeigt die normierte Anzahl überlebender

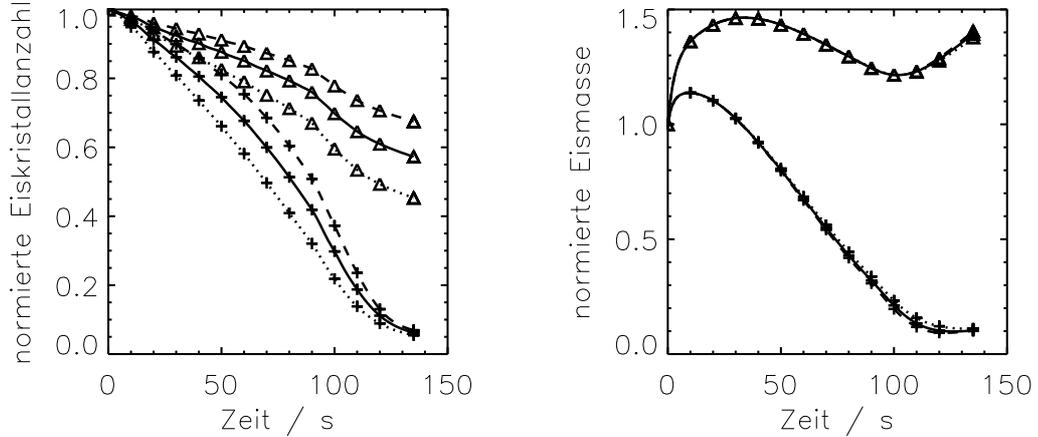
Eiskristalle für  $T_{FH} = 222$  K im üblichen Feuchtebereich. Erwartungsgemäß überleben relativ mehr Eiskristalle bei  $\mathcal{N}_0 = \frac{1}{8}\mathcal{N}_0^{Standard}$ . Bei hohen Feuchten verliert man generell nur wenig Eiskristalle. Die Unterschiede in Läufen mit verschiedenen  $\mathcal{N}_0$  sind gering, da die Masse der Eiskristalle stark vom überschüssigen Wasserdampf geprägt ist und die anfänglichen Unterschiede in der mittleren Masse von untergeordneter Natur sind. Bei mittleren Übersättigungen ( $5\% \leq s_i \leq 20\%$ ) sind die Unterschiede in der überlebenden Eiskristallanzahl am höchsten. Wie schon in den Abschnitten 3.3.2 und 3.1 gesehen, ist das der Feuchtebereich in dem kleine Änderungen der Initialisierung die größten Wirkungen hervorrufen. Bei  $RH_i = 100\%$  sind die Unterschiede in  $\mathcal{N}_{tot}$  unbedeutend, da sowieso praktisch alle Eiskristalle verschwinden.

### Druck

Manche mikrophysikalischen Prozesse hängen vom Druck ab (Pruppacher und Klett, 1996; Ghosh et al., 2007). In den vorgestellten Simulationen wurde am Unterrand des Simulationsgebiets der Druck  $p_0 = 250$  hPa vorgeschrieben. Realistischer wäre es, den Druck mit der Temperatur zu variieren, also bei tieferen Temperaturen einen niedrigeren Druck vorzuschreiben. Es zeigt sich aber, daß dies nicht nötig ist. Dazu wurde der Druck am Unterrand um  $\Delta p_0 = 100$  hPa erhöht bzw. erniedrigt. Dementsprechend ändert sich auch die Luftdichte, da die Temperatur  $T_{FH}$  beibehalten wurde. Die Anzahl der überlebenden Eiskristalle und die überlebende Eismasse ändert sich jedoch nicht. Die Sensitivität der Ergebnisse auf eine Druckvariation ist vernachlässigbar. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da zwar das Sättigungsmischungsverhältnis vom Umgebungsdruck (siehe Formel 3.3) abhängt, nicht aber die Wasserdampfkonzentration (siehe Formel 3.4). Das bedeutet, daß der überschüssige



**Abbildung 3.11:** rechts: normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der relativen Feuchte bei  $T_{FH} = 222$  K. Durchgezogene Linie:  $\mathcal{N}_0 = \mathcal{N}_0^{Standard}$ ; gepunktete Linie:  $\mathcal{N}_0 = \mathcal{N}_0^{Standard} / 8$



**Abbildung 3.12:** zeitlicher Verlauf der normierten Eiskristallanzahl und -masse für  $\alpha = 1.05$  (gepunktet),  $\alpha = 1.1$  (durchgezogen) und  $\alpha = 1.15$  (gestrichelt) bei  $T_{FH} = 217$  K. Die relative Feuchte ist 105% (Pluszeichen) oder 120% (Dreiecke).

Wasserdampf pro Volumeneinheit (d.h. wieviel auf die Kristalle kondensieren kann) unabhängig vom Druck ist.

$$q_s = \epsilon \frac{e_s}{p} \quad (3.3)$$

$$\rho_v = \epsilon \frac{e_s}{p} \cdot \rho_{Luft} = \frac{\epsilon}{R} \frac{e_s}{T} \quad (3.4)$$

Die Druckabhängigkeit des Wasserdampfdiffusionskoeffizienten ist zu schwach, um die Ergebnisse signifikant zu ändern.

### Sublimationsparameter

Die Bedeutung des Sublimationsparameters  $\alpha$  wurde in der Beschreibung des Mikrophysikmoduls in Abschnitt 2.3 näher erläutert. Der Parameter steuert, wieviel Eiskristalle bei einem vorgegebenen Eismassenverlust pro Zeitschritt verschwinden. Da der Kristallverlust durch Sublimation in der Mikrophysikroutine einfach parametrisiert ist und der Parameterwert  $\alpha$  einigen Unsicherheiten unterworfen ist, wird dessen Einfluß auf die Simulationsergebnisse überprüft. Abbildung 3.12 zeigt den zeitlichen Verlauf der normierten Eiskristallanzahl (links) und -masse (rechts) bei  $T_{FH} = 217$  K und  $RH_i^* = 105\%$  (Pluszeichen) bzw.  $RH_i^* = 120\%$  (Dreiecke). Ein kleiner  $\alpha$ -Wert beschleunigt den Verlust an Eiskristallen. Bei einer relativen Feuchte von 105% sind nach  $t_{breakup} = 135$  s sehr viele Eiskristalle verschwunden. Ein Großteil der überlebenden Eiskristalle befindet sich im sekundären Nachlauf. Die Entwicklung des „sekundären“ Eises wird nicht von  $\alpha$  beeinflusst, da der sekundäre Nachlauf übersättigt ist und die Eiskristalle nicht von Sublimation betroffen sind. Zum Ende der Wirbelphase sind die Eiskristalle im primären Nachlauf unabhängig

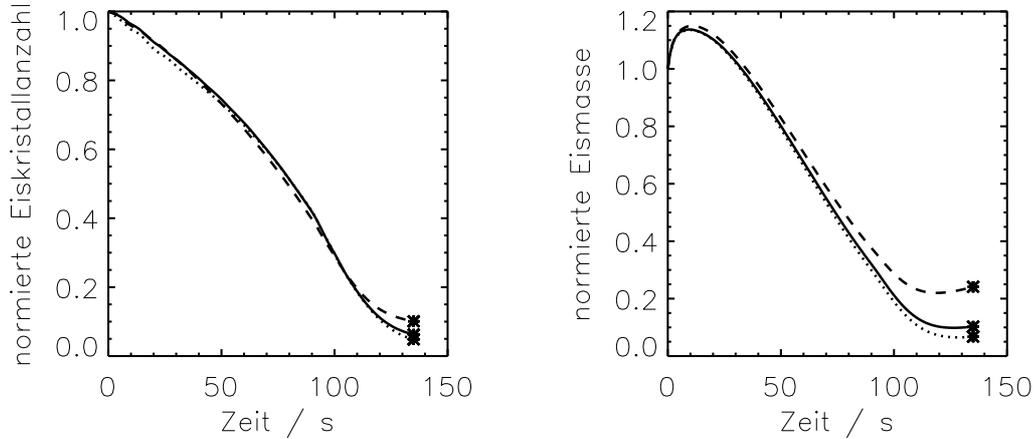
von  $\alpha$  fast vollständig verdampft. Die normierten Anzahlen überlebender Eiskristalle unterscheiden sich wenig voneinander. Im feuchteren Fall mit  $RH_i = 120\%$  sind die Unterschiede signifikanter. Ein Großteil der Eiskristalle befindet sich im primären Nachlauf. Dort hängt die Anzahl sensitiv von der Parameterwahl ab. In allen Fällen ist die Rückkopplung auf die Eismasse gering. Die Eismassenänderung kann daher mit dem Modell gut vorhergesagt werden und ist nicht von der Unsicherheit in  $\alpha$  betroffen. Aufgrund der gezeigten Ergebnisse kann man generell erwarten, daß der Einfluß des Parameters nicht vernachlässigbar ist. Insbesondere bei Flugzeug- und meteorologischen Parametern, die einen „kritischen“ Kristallverlust zur Folge haben, ist  $\alpha$  ein signifikanter Parameter für die überlebende Eiskristallanzahl. Man kann das Vertrauen in die Simulationen steigern, indem der Parameter  $\alpha$  abhängig von der Umgebungsfeuchte oder Eigenschaften der Eiskristalle vorgegeben wird. Jedoch kann das verwendete 2-Momenten-Mikrophysikmodul bei der Parametrisierung des Sublimationsprozesses nicht die Güte eines spektral auflösenden Mikrophysikschemas erreichen. Die normierte Anzahl überlebender Eiskristalle kann durchaus um  $\pm 0.1$  von den bisher gezeigten Ergebnissen abweichen. Die tendentiellen Aussagen der vorherigen Kapitel bleiben erhalten, sowohl was den Einfluß der einzelnen Parameter als auch das generelle Ausmaß des Eiskristallverlusts betrifft. Letztgenannte Tatsache wird durch eine sehr gute Übereinstimmung mit einem spektral auflösenden Modellen bestätigt (siehe Abschnitt 5.1.1). Ebenso sind die Unsicherheiten in den Eingangsdaten, wie der Zahl der anfänglichen Eiskristalle, höher als die unterschiedlichen Entwicklungen der Eiskristallanzahl bei verschiedenen  $\alpha$ -Werten.

### Breite der Lognormalverteilung der Eiskristallmassen

Die Simulationen zeigen, daß die Breite der Lognormalverteilung keinen wesentlichen Einfluß auf die zeitliche Entwicklung der mikrophysikalischen Eigenschaften hat. Es werden daher keine Abbildungen dazu gezeigt. Die vorgegebene Breite hat einen 10%-Effekt auf die Berechnung des Effektivradius und der optischen Dicke wie in Abschnitt 2.6 gezeigt wurde. Diese Größen werden im Modell jedoch nicht verwendet und erst bei der Nachprozessierung der Simulationsergebnisse berechnet.

### Maschenweite

Im Standardfall ist  $\Delta x = \Delta z = 1$  m. Im Lauf mit  $\Delta x = \Delta z = 2$  m überleben mehr Eiskristalle und Eismasse (siehe Abbildung 3.13). Grund dafür ist, daß die Wirbel zu grob aufgelöst sind und so die Präzision des Zirkulationsmoduls abnimmt. Verkleinert man die Maschenweite auf  $\Delta x = \Delta z = 0.5$  m, fallen die Unterschiede zum Standardfall klein aus. Der Rechenaufwand ist bei verkleinerten Maschenweiten acht Mal höher, da auch der Zeitschritt halbiert wird. Dieser Mehraufwand ist nicht gerechtfertigt, da zum Beispiel durch die Variation des Sublimationsparameters größere Ungenauigkeiten auftreten. Daher ist die Maschenweite im Standardfall vernünftig gewählt.



**Abbildung 3.13:** zeitlicher Verlauf der normierten Eiskristallanzahl und -masse für verschiedene Maschenweiten ( $\Delta x = \Delta z = 1$  m, durchgezogen;  $\Delta x = \Delta z = 2$  m, gestrichelt;  $\Delta x = \Delta z = 0.5$  m, gepunktet). Die Temperatur ist 217 K und die relative Feuchte ist 105%.

### 3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse der Wirbelphasensimulationen beschrieben. Zum ersten Mal wurde dabei die Kondensstreifenentwicklung während der Wirbelphase einer ausführlichen Parameterstudie unterzogen. Mit dem entwickelten numerischen Modell war es möglich, eine Fülle an Simulationen systematisch durchzuführen und so den Einfluß einer Vielzahl von Parametern herauszuarbeiten. Ein Überblick über alle vorgestellten Wirbelphasensimulationen wird auf Seite 154 (gelbes Blatt) gegeben. Der bekannte Einfluß der relativen Feuchte konnte bestätigt werden. In bisherigen Arbeiten wurde der Einfluß von vielen weiteren Parametern (Temperatur, Turbulenz, Schichtung, Flugzeuggewicht) gar nicht untersucht oder nur durch eine geringe Anzahl an Sensitivitätsstudien belegt. In der vorliegenden Arbeit werden diese Einflüsse erstmals ausführlich diskutiert. Dazu wurden zuerst  $7 \cdot 4 = 28$  Simulationen durchgeführt, bei denen die relative Feuchte einen von sieben verschiedenen Werten  $RH_i^* \in [100\%, 140\%]$  und die Temperatur einen von vier verschiedenen Werten  $T \in [209 \text{ K}, 222 \text{ K}]$  annimmt. Der Einfluß der weiteren Einflußfaktoren wurde meist bei mehreren Feuchte-Temperatur-Kombinationen untersucht. Dabei hat sich gezeigt, daß die Sensitivität bezüglich der untersuchten Parameter von der gewählten Feuchte und Temperatur abhängt. Im Folgenden wird zusammengefaßt, wie sich der Kondensstreifen während der Wirbelphase in einem übersättigten Gebiet verändert und von welchen Größen das abhängt.

Die Eiskristalle im primären und sekundären Nachlauf entwickeln sich unterschiedlich. Die Eiskristalle im sekundären Nachlauf treffen auf übersättigte Umgebungsluft und wachsen im Laufe der Wirbelphase auf  $2 - 8 \mu\text{m}$  an. Auf der ursprünglichen

Flughöhe sind die größten Teilchen zu finden, da sie über den ganzen Simulationszeitraum anwachsen. Die Kristalle, die sich zwischen der Ausgangshöhe und dem primären Nachlauf befinden, sind kleiner, da diese zu Beginn im absinkenden Wirbelpaar an Masse verloren haben, sich im Laufe des Absinkens aus den Wirbeln herauslösen und dann erst auf übersättigte Luft treffen und an Masse gewinnen. Für die Entwicklung des Kondensstreifen sind die Prozesse im primären Nachlauf jedoch entscheidender, da dort anfänglich ca. 90% der Eiskristalle enthalten sind. Aufgrund der adiabatischen Erwärmung im absinkenden Wirbelpaar beeinflusst die Wirbeldynamik die mikrophysikalischen Eigenschaften eines Kondensstreifens und ein Großteil der Eiskristalle im primären Nachlauf kann dadurch verloren gehen. Die Höhe der Kondensstreifen, welche vom Ausmaß des Kristallverlusts im primären Nachlauf abhängt, kann sich am Ende der Wirbelphase stark unterscheiden. Wieviele Eiskristalle während des Wirbelabsinkens verloren gehen, hängt einerseits von der relativen Feuchte und der Temperatur ab, andererseits von Parametern, die den Wirbelzerfallsprozeß verändern können. Im ersten Abschnitt des Kapitels wurden drei Zeitskalen herausgearbeitet, anhand derer man den Kristallverlust abschätzen kann und die nützlich sind, um die Simulationsergebnisse besser deuten zu können. Diese drei Zeitskalen sind:

- $t_{crit}$  gibt an, nach welcher Zeitspanne die anfangs übersättigte Luft aufgrund der adiabatischen Erwärmung eine relative Feuchte von 100% hat. Diese Größe hängt von der anfänglichen Übersättigung und der Absinkgeschwindigkeit der Wirbel ab.
- $t_{breakup}$  gibt an, nach welchem Zeitraum sich die Wirbel auflösen. Diese Größe hängt von Parametern ab, die den Wirbelzerfall beeinflussen. Dies sind die Flügelspannweite und das Gewicht des Flugzeugs sowie meteorologische Größen wie die Schichtung und die atmosphärische Turbulenz.
- $t_{MP}$  ist ein Zeitmaß dafür, wie schnell die mikrophysikalischen Prozesse ablaufen und wie lange die Eiskristalle im untersättigten Wirbelpaar überleben. Dies hängt hauptsächlich von der Temperatur ab.

Die Flügelspannweite legt den initialen Abstand der beiden Wirbel fest. Je größer ein Flugzeug ist, umso weiter sinken die Wirbel ab und umso größer ist der Kristallverlust. Modellrechnungen für ein Embraer170-Flugzeug, das kleiner ist als der in diesem Kapitel verwendete B747-Flugzeugtyp zeigen, daß die Flügelspannweite einen großen Einfluß auf die Höhe und die Eiskristallanzahl hat. Die Beschreibung der Embraer170-Simulationen wird in Abschnitt 5.5 nachgereicht und dort mit Meßdaten verglichen. Die Abhängigkeit vom Flugzeugtyp wurde nicht genauer mittels weiterer numerischer Simulationen untersucht. Die weiteren zusammengefassten Ergebnisse sind daher nur für eine B747 oder Flugzeuge mit ähnlicher Flügelspannweite gültig. Für einen festgelegten Flugzeugtyp hängt die Anzahl überlebender Eiskristalle am stärksten von der relativen Feuchte und der Temperatur ab. Es überleben mehr Eiskristalle, wenn es feuchter und kälter ist. Das Ausmaß des Kristallverlusts

am Ende der Wirbelphase kann mittels der oben eingeführten Zeitskalen in drei Kategorien eingeteilt werden.

- „quasi-totaler“ Eiskristallverlust bei  $t_{crit} + t_{MP} < t_{breakup}$ :  
Ist  $RH_i^* \leq 105\%$  und die Temperatur  $T \geq 217\text{ K}$ , dann verdampfen die Eiskristalle so schnell, daß zum Zeitpunkt des Wirbelauflösens alle Eiskristalle im primären Nachlauf verdampft sind. Höchstens 10% der anfänglichen Eiskristalle überleben im sekundären Nachlauf.
- „unkritischer“ Eiskristallverlust bei  $t_{crit} + t_{MP} \gg t_{breakup}$ :  
Die Eismasse der primären Eiskristalle ist aufgrund der abgebauten Übersättigung größer als zu Beginn der Wirbelphase. Es überleben zwischen 50% – 70% der Eiskristalle. In erster Näherung trifft dieser Fall für  $RH_i^* > 120\%$  zu. Bei niedrigen Temperaturen ( $T = 209\text{ K}$ ) ist der Kristallverlust auch bei  $RH_i^* = 110\%$  „unkritisch“. In diesem Feuchtebereich ändert sich die überlebende Eiskristallanzahl nur noch schwach mit der Feuchte und der Einfluß von Parametern wie Schichtung und Turbulenz ist gering.
- „kritischer“ Eiskristallverlust bei  $t_{crit} + t_{MP} \approx t_{breakup}$ :  
Bei relativen Feuchten von 105/110% – 120% hängt der Kristallverlust sehr sensitiv von den weiteren Parametern ab. Es überleben ungefähr 10 – 50% der anfänglichen Eiskristalle. Bei höheren Temperaturen überleben weniger Eiskristalle, da  $t_{MP}$  kleiner ist. Zum Zeitpunkt des Wirbelauflösens  $t_{breakup}$  gehen viele Eiskristalle pro Zeiteinheit verloren. Parameter wie die Schichtung und die Turbulenz, die den Zeitpunkt des Wirbelauflösens verschieben, haben daher in diesem Feuchtebereich den größten Einfluß auf den Kristallverlust. In diesem Fall spreche ich von „kritischem“ Kristallverlust, da einerseits ein Großteil der Eiskristalle verschwindet und andererseits Änderungen in den restlichen Parametern große Unterschiede hervorrufen können.

Im  $RH_i^*$ -Bereich  $[100\%, RH_{uncrit}]$  kann die Anzahl überlebender Eiskristalle durch ein Potenzgesetz in Abhängigkeit von der Feuchte beschrieben werden. Bei Großflugzeugen wie einer B747 ist  $RH_{uncrit} \approx 120\%$ . Bei relativen Feuchten oberhalb dieses Schwellwerts gilt  $t_{crit} + t_{MP} \gg t_{breakup}$  und der Kristallverlust wird „unkritisch“, da die Sensitivität bezüglich der relativen Feuchte kleiner wird und Parameter wie Schichtung und Turbulenz einen geringen Einfluß haben. Betont werden muß aber, daß auch bei diesem sogenannten „unkritischen“ Fall ein Teil der Eiskristalle verloren geht. In stark übersättigter Atmosphäre ( $RH_i^* = 140\%$ ) überleben ungefähr 70% aller Eiskristalle. Auch Huebsch und Lewellen (2006) zeigen, daß bei hohen Übersättigungen ein Teil der Kristalle verschwindet.

Bei kleineren Flugzeugtypen ist  $RH_{uncrit}$  kleiner und der Kristallverlust ist auch bei Feuchten um 110% noch unkritisch (siehe dazu auch Abschnitt 5.5).

Weitere wichtige Parameter, die die Anzahl überlebender Eiskristalle beeinflussen, sind die Stabilität und die Turbulenz. Stärkere Turbulenz und größere Stabilität beschleunigen den Zerfallsprozeß der Wirbel und der Kristallverlust wird gedämpft.

Sind die meteorologischen Bedingungen derart, daß zum Zeitpunkt des Wirbelauflösens sehr viele Eiskristalle verdampfen, also „kritischer“ Kristallverlust auftritt, dann kann eine kleine zeitliche Verschiebung des Wirbelauflösens bemerkbare Unterschiede in der Anzahl überlebender Eiskristalle verursachen. Der Bruchteil überlebender Eiskristalle kann innerhalb eines realistischen Schichtungs- und Turbulenzwertebereichs um bis zu 15% von den in den Standardsimulationen angegebenen Werten abweichen. Bei ansonsten identischen Umgebungsparametern kann die unterschiedliche Schichtung bewirken, daß anstatt 20% der Eiskristalle 35% überleben.

Die Beladung des Flugzeugs bestimmt die initiale Stärke des Wirbels und verändert so die Lebenszeit der Wirbel. Es zeigt sich, daß dieser Parameter von untergeordneter Natur für die Kondensstreifenentwicklung ist.

Weiterhin wurde gezeigt, daß der Bruchteil überlebender Eiskristalle nicht sensitiv von der anfänglichen Eiskristallanzahl abhängt und die tendentiellen Einflüsse der bisher untersuchten Parameter auch gültig sind, wenn sich diese Eingangsgröße ändert. Sollte in Zukunft die Anzahl der gebildeten Eiskristalle besser bekannt sein oder gar durch Änderungen am Triebwerk oder eingesetztem Treibstoff verändert werden, so haben die tendentiellen Aussagen in dieser Arbeit weiterhin Bestand. Die Anzahl überlebender Eiskristalle ist in erster Näherung mit der anfänglichen Eiskristallanzahl skalierbar, die angegebenen Bruchteile überlebender Eiskristalle  $\mathcal{N}_{tot}$  sind damit allgemein gültig.

Die Einflüsse auf die Eismasse werden in dieser Zusammenfassung nicht im Detail diskutiert, da die Eismasse während der Dispersionsphase stark zunimmt und die genauen Werte am Ende der Wirbelphase unerheblich sind. Der Luftdruck hat ebenso wie die Breite der Lognormalverteilung (der Eiskristallmassen) einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Entwicklung des Kondensstreifens während der Wirbelphase.

# Kapitel 4

## Dispersionsphase

Für die Klimawirkung von flugzeuginduzierten Zirren sind die Größen Bedeckungsgrad, optische Dicke und Lebensdauer relevant. Um Aussagen über den Bedeckungsgrad machen zu können, ist die Kenntnis der geometrischen Größen eines einzelnen Kondensstreifens notwendig. Ob ein Kondensstreifen über einen längeren Zeitraum sichtbar bleibt, hängt maßgeblich von der Scherung und der relativen Feuchte ab. Je höher die relative Feuchte ist, umso mehr Wasserdampf kann auf den Eisteilchen kondensieren. Die Eismasse nimmt zu, solange die Übersättigung noch nicht abgebaut ist, und der Kondensstreifen wird dadurch optisch dicker. Dem wirkt die Scherung entgegen. Je höher die Scherung ist, umso stärker wird der Kondensstreifen verdünnt und die Eisteilchen verteilen sich auf ein größeres Gebiet. Dadurch wird einerseits die Wolke optisch dünner, andererseits treffen die Teilchen in den Randgebieten des Kondensstreifens auf frische Umgebungsluft, deren Übersättigung noch nicht abgebaut ist. Die Eismasse eines Kondensstreifens ist daher bei hoher Scherung größer als im scherungsfreien Fall. Inwieweit der Zugewinn an Eismasse der Verdünnung entgegenwirkt und welche Auswirkung dieser Prozeß auf die Sichtbarkeit hat, wird ausführlich diskutiert.

Im Folgenden wird von einem positiven Einfluß auf den Kondensstreifen gesprochen, wenn durch die Änderung eines oder mehrerer Parameter die jeweils untersuchte Größe (wie Querschnittsfläche, Breite, optische Dicke, Lebensdauer) anwächst. In dieser Arbeit wird zumeist der Einfluß der relativen Feuchte und Scherung gemeinsam diskutiert. Der Temperatureinfluß wird anschließend gesondert behandelt. Es zeigt sich, daß die Temperatur selbst keine eindeutige Auswirkung auf die Kondensstreifenentwicklung hat. Man kann nicht feststellen, daß eine höhere Temperatur immer einen ausschließlich positiven oder negativen Effekt hat. Es ist vielmehr so, daß der Einfluß von Scherung und relativer Feuchte auf die jeweilige Meßgröße größer ist, wenn die Temperatur höher ist. Bei hoher Temperatur ist die Sensitivität bezüglich der beiden anderen Parameter also größer. Bei niedrigeren Temperaturen ist die Variabilität in den untersuchten Größen geringer. Das gleiche Phänomen beobachtet man in der Wirbelphase, weil bei hohen Temperaturen die Anzahl überlebender Eiskristalle sensitiver auf die Umgebungsfeuchte reagiert.

Die Untersuchungen zur Lebensdauer sind von eingeschränkter Aussagekraft, da die

Hintergrundfelder über den ganzen Simulationszeitraum konstant bleiben. Veränderungen im Feuchtefeld durch synoptischskaliges Aufgleiten oder Absinken werden in den Standardsimulationen nicht berücksichtigt und nur exemplarisch im Abschnitt 4.4 untersucht. Das Anheben der Luftmassen bestimmt den Lebenszyklus von natürlich gebildeten Zirren. Dieser Einfluß sollte auch bei flugzeuginduzierten Zirren deutlich feststellbar sein. In der Literatur werden oft Mittelwerte von Kondensstreifeneigenschaften angegeben, wie z.B. eine mittlere optische Dicke, mittlere Anzahldicke oder mittlerer Eiswassergehalt. Bei der Auswertung der numerischen Ergebnisse hängen die Werte von der Wahl des Mittelungsbereichs  $A_{KS}$  ab und man muß ein Kriterium festlegen, welche Bereiche zum Kondensstreifen gezählt werden. Der Mittelwert ist dann das arithmetische Mittel über den Bereich  $A_{KS}$ . Die mittlere optische Dicke, z.B. wird dann wie folgt berechnet:

$$\bar{\tau} = \frac{\int_{A_{KS}} \tau \, dx \, dz}{\int_{A_{KS}} 1 \, dx \, dz}$$

Bei Größen, die ein einheitliches Vorzeichen haben, kann ein „Mittelwert“ eleganter bestimmt werden. Die Definition einer prädominanten Größe umgeht die Festlegung eines Schwellwerts und es kann über das ganze Simulationsgebiet  $A_{sim}$  integriert werden. Exemplarisch ist die Berechnung der prädominanten optischen Dicke dargestellt.

$$\tau_{prä} = \frac{\int_{A_{sim}} \tau^2 \, dx \, dz}{\int_{A_{sim}} \tau \, dx \, dz} \quad (4.1)$$

Ist im Folgenden von mittleren Größen die Rede, wird auf die Definition der prädominanten Größe zurückgegriffen, sofern nicht eine andere Definition angegeben ist. Die Bezeichnungen „prädominante Größe“ und „mittlere Größe“ werden synonym verwendet.

Bei der Analyse der Daten hat sich herausgestellt, daß ein Kondensstreifen grob in zwei Bereiche eingeteilt werden kann. Der obere Teil eines Kondensstreifens wird mit Hauptbereich bezeichnet. Darunter schließt sich der Fallstreifen an. Da sich die Gestalt der Kondensstreifen insbesondere durch den Scherungseinfluß stark unterscheidet, kann die Einteilung in diese beiden Bereiche nur vage vorgenommen werden, ist jedoch trotzdem hilfreich bei der Auswertung und Interpretation der Daten. Es war nicht möglich, einen optimalen numerischen Kriterium für diese Unterteilung zu finden. Je nach untersuchter Größe wurde daher eines der folgenden Kriterien verwendet:

- Der Teil des Kondensstreifens, in dem der Effektivradius kleiner als  $80 \mu\text{m}$  ist, gehört zum Hauptbereich.
- Der Hauptbereich des Kondensstreifens ist das Gebiet, in dem die Extinktion über einem bestimmten Schwellwert liegt.
- Der Hauptbereich ist der Teil des Kondensstreifens, der höchstens 500 m unter der ursprünglichen Flughöhe liegt.

Im nächsten Abschnitt wird der Aufbau und die Initialisierung der Simulationen beschrieben.

Darauffolgend werden die sogenannten Standardsimulationen untersucht. Dort wird der Einfluß der relativen Feuchte, der Temperatur und der Scherung auf geometrische, optische und mikrophysikalische Eigenschaften der Kondensstreifen vorgestellt. In einem weiteren Abschnitt wird der Einfluß von Parametern wie Turbulenz, Schichtung oder Strahlungsszenario diskutiert. Dort wird meist nur eine Auswahl an Eigenschaften, die sich im Vergleich zu den Standardsimulationen ändern, gezeigt.

Im Abschnitt Sondersimulationen werden Fälle mit höherer Temperatur als in den Standardsimulationen vorgestellt. Desweiteren wird exemplarisch synoptischskaliges Heben und Senken der gesamten Luftmasse simuliert.

In Abschnitt A.4 (gelbes Blatt) sind in einer Überblickstabelle alle durchgeführten Simulationen aufgelistet.

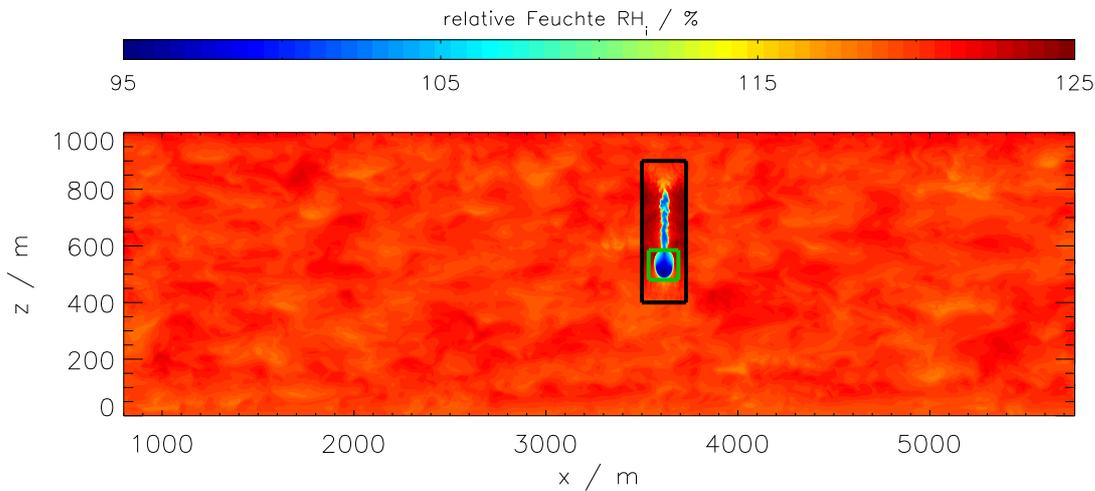
## 4.1 Aufbau der Simulationen

### 4.1.1 Initialisierung

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Simulationen der Dispersionsphase aufgebaut sind und initialisiert werden. Die Simulationen verwenden die Ergebnisse der Wirbelphasensimulationen. Die Felder aus einem Wirbelphasenlauf werden in ein größeres Simulationsgebiet einbeschrieben. Eine Simulation der Dispersionsphase kann aus mehreren aufeinanderfolgenden Teilsimulationen bestehen. In einem ersten Schritt wird bis  $t_{sim1} = 2000$  s (sogenannte Teil1-Simulationen) gerechnet. Weitere Teilsimulationen mit nochmals vergrößerten Gebietsabmessungen, Maschenweiten und größerem Zeitschritt folgen, welche jeweils die Ergebnisse der Vorgängersimulation verwenden.

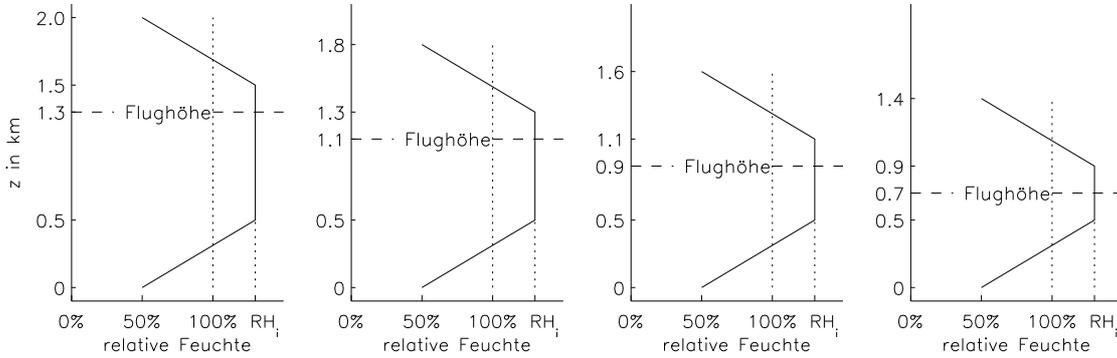
Nun wird im Detail erläutert, wie eine Teil1-Simulation aufgebaut ist. Die Breite/Höhe des Simulationsgebiets ist  $L_{x1} = 5760$  m bzw.  $L_{z1} = 1000$  m mit Maschenweiten  $dx1 = 5$  m und  $dz1 = 5$  m. Folglich besteht das Gitter aus ( $nx1 = 1152$ )  $x$  ( $nz1 = 201$ ) Punkten. Der Zeitschritt  $\Delta t$  beträgt 2 s, wenn die Scherung  $|\partial u / \partial z| = s \leq 4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  ist und  $\Delta t = 1$  s bei  $s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . In horizontaler Richtung werden periodische Randbedingungen verwendet, am Ober- und Unterrand werden feste Grenzen angenommen. Die Ergebnisse der Wirbelphasensimulation werden zur Erzeugung der Anfangsfelder der Dispersionsphasensimulation benutzt. Die physikalischen Felder des Vorgängerlaufes werden in das gröbere Gitter einbeschrieben. Da die Maschenweiten von  $dx = dz = 1$  m auf  $dx1 = dz1 = 5$  m erhöht werden, faßt man jeweils 25 Gitterpunkte zusammen, bildet das arithmetische Mittel und legt damit den Wert im gröberen Gitter fest.

Die Felder werden im rechten, oberen Bereich des Gebiets eingebettet, nämlich in der Box  $(x_{links}, x_{rechts}, z_{unten}, z_{oben}) = (3500 \text{ m}, 3756 \text{ m}, 400 \text{ m}, 900 \text{ m})$ . Die ursprüngliche vertikale Position des Flugzeugs ist dann  $z_{FH} = 800$  m, da das Flugzeug in der Wirbelphasensimulation auf  $z_{FH} = 400$  m positioniert war.



**Abbildung 4.1:** Ein Ausschnitt des Simulationsgebiets mit eingebettetem Feld aus einer Wirbelphasensimulation (schwarze Begrenzungslinie). Hier wird exemplarisch die relative Feuchte gezeigt. Die grüne Begrenzungslinie umschließt den Bereich mit erhöhter flugzeuginduzierter Turbulenz.

Die Temperaturstörung  $\theta'$ , das Wasserdampf-mischungsverhältnis  $q_v$ , der Eiswasser-gehalt  $IWC$  und die Eiskristallkonzentration  $N$  werden unverändert übernommen. Außerhalb der Box existieren keine Eiskristalle und  $q_v$  wird im restlichen Bereich so vorgegeben, daß die relative Feuchte  $RH_i$  uniform ist und den Wert  $RH_i^*$  des Vorgängerlaufes beibehält. Aufgrund von Temperaturfluktuationen können die Feuch-tewerte um einige Prozent vom vorgegebenen Wert abweichen. In Abbildung 4.1 wird exemplarisch die Einbettung der Felder anhand der relativen Feuchte gezeigt. Die schwarze Begrenzungslinie zeigt das Gebiet der Wirbelphasensimulation. Die Fel-der der Wirbelphasensimulationen liegen nur in 20 s-Intervallen vor. Man startet daher mit den Feldern zum Zeitpunkt  $t = 120$  s. Das Ende der Wirbelphase ist eig-entlich erst nach  $t_{breakup} = 135$  s erreicht. Um das zu kompensieren, werden die Geschwindigkeitsfelder  $u'$  und  $w'$  mit einem Wirbelpaar initialisiert, das schwächer ist als in den vorgegebenen Feldern aus der Wirbelphasensimulation. Das ist sinnvoll, da gegen Ende der Wirbelphase die Zirkulation der Wirbel zu hoch war. Es zeigt sich, daß am Anfang der Dispersionsphasensimulationen ungefähr soviel Eiskristalle verdampfen, wie in der Restlaufzeit der Wirbelphasensimulation verloren gegangen sind. Außerdem wird im Bereich um die Wirbel (gekennzeichnet durch die grüne Begrenzung in Abbildung 4.1) ein höherer rms-Wert vorgegeben, um der erhöhten flugzeuginduzierten Turbulenz Rechnung zu tragen. Zusätzlich wird den Geschwin-digkeitsfeldern im gesamten Simulationsgebiet noch ein Rauschen hinzugefügt. Die Felder mit den Geschwindigkeitsfluktuationen wurden in Vorabsimulationen erstellt und sind durch die Eddy-Dissipationsrate  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$  (und die Stabilität  $N_{BV}$ ) charakterisiert. Die Streuung der Fluktuationen in  $u$  und  $w$  beträgt 0.20 m/s bzw. 0.10 m/s. Über den gesamten Zeitraum der Simulation klingt die Intensität



**Abbildung 4.2:** Links wird das Feuchteprofil einer Teil2-Simulation gezeigt. Die relative Feuchte fällt in den unteren und oberen 500 m linear auf 50% ab. Die ursprüngliche Position des Flugzeugs ist bei  $z = 1.3$  km. Die weiteren  $RH_i$ -Profile werden bei einer Sensitivitätsstudie verwendet, bei der die Dicke der übersättigten Schicht variiert wird. Die Schicht mit konstanter relativer Feuchte  $RH_i^*$  ist im Gegensatz zu 1 km bei der Standardinitialisierung nun 800 m, 600 m und 400 m. Die Position des Flugzeugs ist immer 200 m unterhalb der Obergrenze dieses Gebiets.

der Turbulenz um weniger als 10% ab, so daß man von quasikonstanter Turbulenz sprechen kann und keine zusätzlichen turbulenz erzeugenden Mechanismen in das Modell eingebaut werden müssen. Im Abschnitt 5.2.1 werden die Eigenschaften der vorab erstellten Geschwindigkeitsfelder näher diskutiert und gezeigt, daß im Modell die Verdünnung der Eisteilchenkonzentrationen realistisch ist.

Das Hintergrundfeld des Horizontalwindes  $u_e = (-s) \cdot (z - z_{Mitte})$  mit  $z_{Mitte} = 0.5 \cdot L_{z1} = 500$  m gibt die Scherung im ganzen Simulationsgebiet vor. In der oberen Gebietshälfte ist  $u_e$  negativ (Advektion nach links) und in der unteren Hälfte positiv (Advektion nach rechts). Die Extremwerte werden am Ober- bzw. Unterrand erreicht. Bei  $s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  ist  $\max(u_e) = 3$  m/s. Das Hintergrundtemperaturfeld  $\theta_e$  wird so gewählt, daß die Temperatur auf Flughöhe  $T_{FH}$  die gleiche bleibt und die Brunt-Väisälä-Frequenz weiterhin  $N_{BV} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  ist. Die Hintergrundfelder für den Druck und die Dichte werden ebenfalls passend ins größere Gebiet fortgesetzt. Die Teil1-Simulation läuft bis  $t_{sim1} = 2000$  s. Danach muß das Gebiet wieder vergrößert werden und man setzt eine Teil2-Simulation auf. Das Vorgehen ist ähnlich

Scherung $s$	$0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
Laufzeit $t_{disp}$	20000 s	17000 s	11000 s	7000 s
Breite $L_{x2}$	17 km	34 km	34 km	34 km

**Tabelle 4.1:** Gesamtlaufzeit  $t_{disp}$  der Dispersionsphasensimulationen und die Gebietsbreiten  $L_{x2}$  der Teil2-Simulationen in Abhängigkeit von der Scherung.

Parameter	Parameterraum			
$RH_i^*$ Farbe	105% rot	110% grün	120% dunkelblau	130% braun
$T$	209 K	212 K	217 K	222 K
$s$ Linienmuster	$0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ durchgezogen	$2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ gepunktet	$4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ gestrichelt	$6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ gepunktet-gestrichelt

**Tabelle 4.2:** Gibt den Parameterraum der Standardsimulationen an. Die angegebenen Farben und Linienmuster werden in den meisten Abbildungen in diesem Kapitel einheitlich verwendet.

wie bei der Einbettung der Wirbelphasensimulation und wird nicht mehr im Detail beschrieben. Wichtige Eigenschaften der Teil2-Simulation sind eine vergrößerte Gebietshöhe  $L_{z2}$  und eine scherungsabhängige Gebietsbreite  $L_{x2}$  und Laufzeit  $t_{sim2}$ . Aufgrund der Sedimentation und des Strahlungseinflusses muß das Gebiet in vertikaler Richtung erweitert werden. Die neue Gebietshöhe beträgt  $L_{z2} = 2 \text{ km}$ , das Teil1-Gebiet wird im Bereich  $z = 500 \text{ m}$  bis  $1500 \text{ m}$  eingebettet. Links und rechts von der Einbettung ist  $RH_i = RH_i^*$  uniform. Oberhalb und unterhalb davon gibt man eine abklingende relative Feuchte vor (siehe Abbildung 4.2). Die Dicke der übersättigten Schicht variiert leicht mit  $RH_i^*$ , da neben der Schicht mit uniformer Feuchte  $RH_i = RH_i^*$  zusätzlich noch ein variabler Teil der Schicht mit linear abfallender Feuchte übersättigt ist. Insgesamt ist dann ungefähr eine  $1.1 - 1.3 \text{ km}$  dicke Schicht übersättigt. Aufgrund des Scherungseinflusses kann sich die Fläche eines Kondensstreifens sehr unterschiedlich entwickeln. Dies erfordert eine individuelle Anpassung der Gebietsbreiten. Je größer die Scherungen sind, umso rechenzeitintensiver werden die Simulationen, da sowohl das Simulationsgebiet größer ist als auch der Zeitschritt  $\Delta t$  kleiner gewählt werden muß (CFL-Kriterium). Die Laufzeiten  $t_{sim2}$  sind dann kürzer. Die Gesamtlaufzeiten  $t_{disp} = t_{sim1} + t_{sim2}$  und die Gebietsbreiten  $L_{x2}$  sind in Tabelle 4.1 angegeben. Eine Dispersionsphasensimulation wird durch die Vorgabe der drei Parameter relative Feuchte  $RH_i^*$ , Temperatur  $T_{FH}$  und Windscherung  $s$  festgelegt. Jeder Parameter nimmt einen von vier möglichen Werten an, die in Tabelle 4.2 angegeben sind. Durch die freie Kombination der drei Parameter ergibt sich ein Satz von 64 Standardsimulationen, die in den folgenden Kapiteln diskutiert werden. Im Vergleich zur Wirbelphase werden Simulationen mit  $RH_i^* < 105\%$  in der Dispersionsphase nicht mehr durchgeführt. Wie die Wirbelphasensimulationen gezeigt haben, überleben bei solch geringen Übersättigungen wenig Eiskristalle im primären Nachlauf. Man kann erwarten, daß sich die Kondensstreifen rasch auflösen und kein Übergang in langlebige Zirren stattfindet.

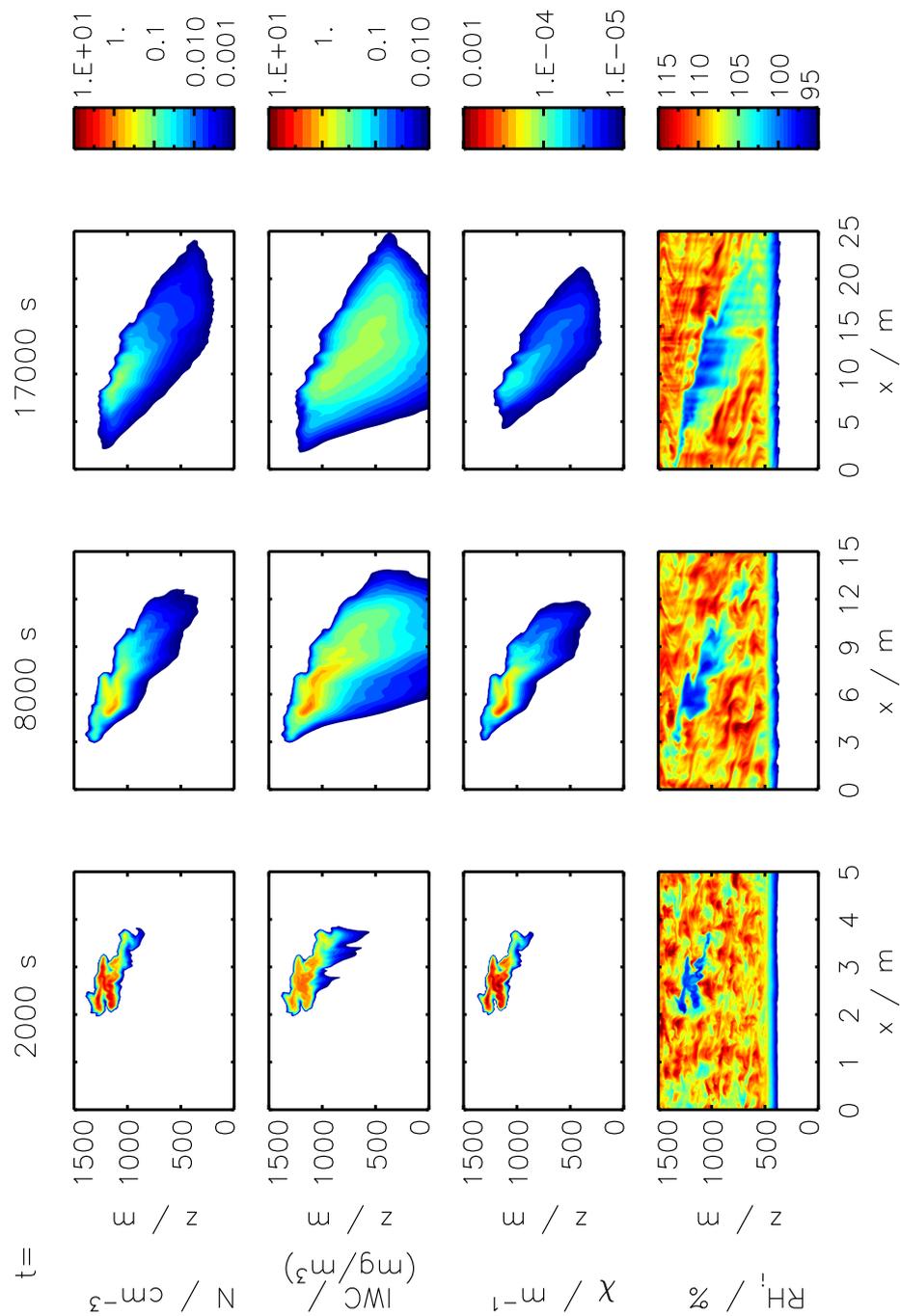
Bei den Standardsimulationen und weiteren Simulationen ist die Strahlungsroutine, sofern nicht ausdrücklich erwähnt, nicht aktiviert. Der Strahlungseinfluß wird in Abschnitt 4.3.3 näher erläutert.

### 4.1.2 Beispielsimulation

Wie schon im Vorgängerkapitel werden exemplarisch die Eiskristallkonzentration, der Eiswassergehalt, die Extinktion und die relative Feuchte einer Beispielsimulation bei  $T = 217\text{ K}$  und  $RH_i^* = 110\%$  gezeigt. Der in der Dispersionsphase neu eingeführte Parameter Scherung wird auf  $s = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  gesetzt. Die Größen werden zu den Zeitpunkten  $t = 2000 \text{ s}$ ,  $8000 \text{ s}$  und  $17000 \text{ s}$  gezeigt und geben so den Zustand in verschiedenen Stadien des Lebenszyklus' eines Kondensstreifen wieder. Nach  $2000 \text{ s}$  ist die maximale Anzahlkonzentration ungefähr  $10 \text{ cm}^{-3}$  und nimmt mit der Zeit auf unter  $1 \text{ cm}^{-3}$  ab. Der Hauptprozeß ist die Verdünnung, da die Kondensstreifen insbesondere in horizontaler Richtung anwachsen. Man beachte, daß die in der Abbildung dargestellten Gebietsbreiten mit der Zeit zunehmen. Kristallverlust spielt eine untergeordnete Rolle. Im Fallstreifen sind die Anzahlkonzentrationen geringer als im Hauptbereich (die gezeigten Werte gehen über 4 Größenordnungen). Der Eiswassergehalt liegt zu den Zeitpunkten  $t = 2000 \text{ s}$  und  $8000 \text{ s}$  jeweils knapp über  $1 \text{ mg m}^{-3}$ . Die Eiswassergehalte nehmen weniger stark ab als die Eiskristallkonzentrationen, da die Verdünnung teilweise durch Depositionswachstum kompensiert wird. Die gesamte Eismasse des Kondensstreifen kann um einige Größenordnungen zunehmen, da während der Verbreiterung des Kondensstreifen in dessen Randgebieten übersättigte Luft eingemischt wird und auf den Teilchen überschüssiger Wasserdampf anlagert. Nach  $t = 17000 \text{ s}$  sind Sedimentationseffekte zu erkennen. Zum einen sind aus dem Höhenbereich, wo ursprünglich die maximalen Eiswassergehalte und -kristallkonzentrationen waren, große Teilchen herausgefallen und der Eiswassergehalt hat dort stark abgenommen. Die hohen Eiskristallkonzentrationen befinden sich aber weiterhin in diesem Höhenbereich, da nur ein kleiner Bruchteil der Eiskristalle aussedimentiert. Zum anderen liegt der Bereich mit maximalen IWC-Werte nun tiefer.

Die Extinktionbilder zeigen den Bereich des Kondensstreifens, der ungefähr mit einem Lidar detektiert würde. Die untere Grenze  $\chi = \chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  wurde so gewählt, daß sie in etwa mit dem Detektionslimit von Lidargeräten übereinstimmt. Insbesondere im Fallstreifen sind manche Teile des Kondensstreifens, welche einen nicht vernachlässigbaren Eiswassergehalt aufweisen, nicht detektierbar, da die Extinktion der großen Kristalle zu gering ist. Im folgenden Unterkapitel wird der Extinktionsschwellwert  $\chi_0$  auch dazu benutzt, um die Fläche und Breite eines Kondensstreifens zu definieren. In diesem Fall beträgt die Breite zu den gezeigten Zeitpunkten in etwa 2, 9 bzw. 17 km.

In der untersten Reihe ist die relative Feuchte aufgetragen, beschränkt auf den Bereich zwischen 95% und 115%. Im weißen Bereich sind die Werte kleiner als 95% mit einem Minimum von 50% am Unterrand. Turbulente Bewegungen führen zu  $\pm 5\%$ -Schwankungen um den vorgegebenen Feuchtwert. Das Kondensstreifeninnere ist gekennzeichnet durch einen homogenen Bereich mit  $RH_i \approx 100\%$ . Ein Vergleich der hier gezeigten Größen und weiterer charakteristischer Kondensstreifeneigenschaften mit Messungen wird in Kapitel 5 detailliert nachgereicht.



**Abbildung 4.3:** Eiskristallkonzentration, Eiswassergehalt, Extinktion und relative Feuchte zu den angegebenen Zeitpunkten bei  $T = 217$  K,  $RH_i^* = 110\%$  und  $s = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Man beachte die unterschiedliche Anzahl an dargestellten Größenordnungen bei  $N$ ,  $IWC$  und  $\chi$ .

## 4.2 Ergebnisse der Standardsimulationen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der 64 Standardsimulationen gezeigt. Die Simulation wird charakterisiert durch die Angabe der Temperatur auf Flughöhe  $T_{FH}$ , ab jetzt mit  $T$  abgekürzt, der relativen Feuchte  $RH_i^*$  und der Scherung  $s$ . Zuerst werden geometrische, optische und mikrophysikalische Eigenschaften der Kondensstreifen vorgestellt und der Einfluß der drei oben genannten Parameter darauf diskutiert. Die meisten Abbildungen in den folgenden Abschnitten haben ein einheitliches Format. Die relative Feuchte wird durch die Farbe und die Scherung durch das Linienmuster der Kurven festgelegt, so wie es in Tabelle 4.2 vermerkt ist.

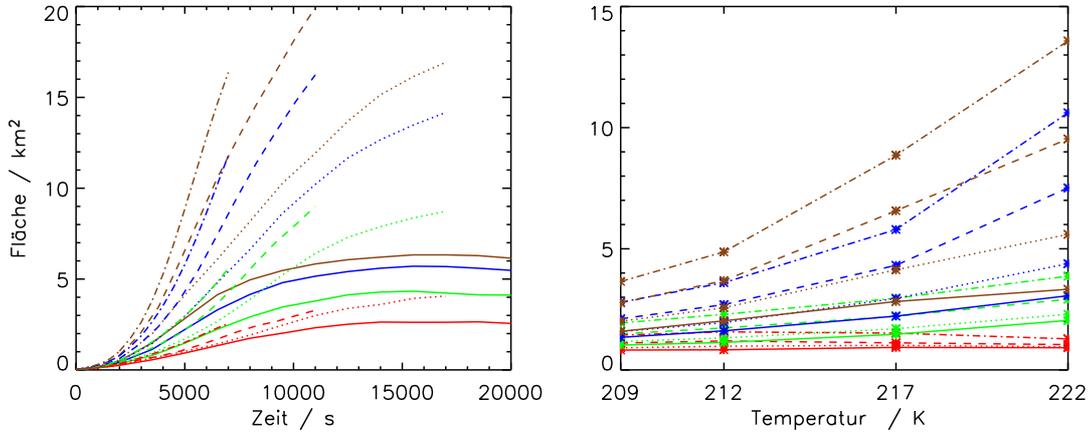
### 4.2.1 Geometrische Eigenschaften

Die geometrischen Eigenschaften eines Kondensstreifens wie Breite (Ausdehnung entlang der Richtung der Flügel), Höhe (Ausdehnung in vertikaler Richtung) und Querschnittsfläche (Fläche senkrecht zur Flugrichtung) werden mittels den Extinktionseigenschaften der Eiskristalle bestimmt. Die Querschnittsfläche  $F$  ist definiert als der Bereich, in dem die Extinktion einen gewissen festzulegenden Schwellwert  $\chi_0$  überschreitet. Ähnlich ist die Breite  $B_{Ext}$  des Kondensstreifens definiert. Zudem ist es auch möglich, die optische Dicke  $\tau$  als Kriterium zur Breitendefinition zu nutzen.

$$\begin{aligned}
 F &= \left( \sum_{i=1}^{nx} \sum_{k=1}^{nz} (\chi(i, k) \geq \chi_0) \right) \cdot dx \cdot dz \\
 B_{Ext} &= \left( \sum_{i=1}^{nx} \exists_k \text{ mit } (\chi(i, k) \geq \chi_0) \right) \cdot dx \\
 B_{OD} &= \left( \sum_{i=1}^{nx} (\tau \geq \tau_0) \right) \cdot dx
 \end{aligned}$$

Die logischen Variablen in den obigen Definitionen haben den Wert 1, wenn sie wahr sind, andernfalls den Wert 0. Die geometrischen Größen sind von der Wahl der Schwellwerte  $\chi_0$  bzw.  $\tau_0$  abhängig. Man kann die Werte so wählen, daß sie den Kondensstreifen beschreiben, wie ihn ein menschlicher Betrachter sehen würde oder wie das Lidar ihn detektieren würde. Generell ist ein Lidargerät empfindlicher als das menschliche Auge und kann sogenannte unsichtbare Wolken erkennen. Die Sichtbarkeitsschwelle für das menschliche Auge wird in der Literatur als  $\tau_0 = 0.02$  oder  $0.03$  angegeben. Das Lidar kann Eisteilchen detektieren, wenn deren Extinktion über der molekularen Extinktion der Luftteilchen liegt (siehe Anhang A.3). Hier werden Eisteilchen mit einer Mindestextinktion von  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  als Kondensstreifen definiert. In dieser Arbeit werden die obengenannten Werte als Schwellwerte verwendet.

Eine analoge Definition für die Höhe eines Kondensstreifens erwies sich als nicht vernünftig, um verlässliche Aussagen über die Höhe machen zu können. Es stellt sich



**Abbildung 4.4:** links: zeitliche Entwicklung der Querschnittsfläche für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.  
rechts: Querschnittsfläche nach 5000 s in Abhängigkeit von der Temperatur.  
Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

heraus, daß der Extinktionsschwellwert  $\chi_0$  nicht sehr bindend ist. Die Größe der Eisteilchen im Fallstreifen nimmt während des Fallens immer weiter zu, da die Dicke der übersättigten Schicht groß ist. Die Extinktion im Fallstreifen liegt, sofern die Feuchte hoch genug, dann immer über  $\chi_0$ . Die Höhe  $H_{ext}$  (analog zu  $B_{ext}$  definiert) ähnelt dann der Dicke der übersättigten Schicht. Um Aussagen über die Höhe eines Kondensstreifens machen zu können, wird daher folgender Zugang verwendet. Wie in Abbildung 3.8 kann man Vertikalprofile von horizontal integrierter Eiskristallanzahl-dichte oder Eiswassergehalt verwenden, um die vertikale Erstreckung zu veranschaulichen. Jedoch würden diese Größen die Fallstreifen unter- bzw. überschätzen, da dort sehr wenige Eiskristalle eine große Eismasse haben. Am besten geeignet erweist es sich, Vertikalprofile der horizontal integrierten Extinktion zu zeigen, was einen Mittelweg zwischen Anzahlkonzentration und Eiswassergehalt darstellt. Die horizontal integrierte Extinktion

$$\tau_{hor} = \int \chi dx$$

gibt die optische Dicke entlang einer horizontalen Sichtachse an, welche im Folgenden mit  $\tau_{hor}$  bezeichnet wird.

### Querschnittsfläche

Die Querschnittsfläche zu Beginn der Dispersionsphase variiert zwischen  $5000 \text{ m}^2$  und  $20000 \text{ m}^2$ . In Abbildung 4.4(links) ist der zeitliche Verlauf der Querschnittsfläche für  $T = 217$  K dargestellt. Im Laufe von mehreren Stunden kann sich die

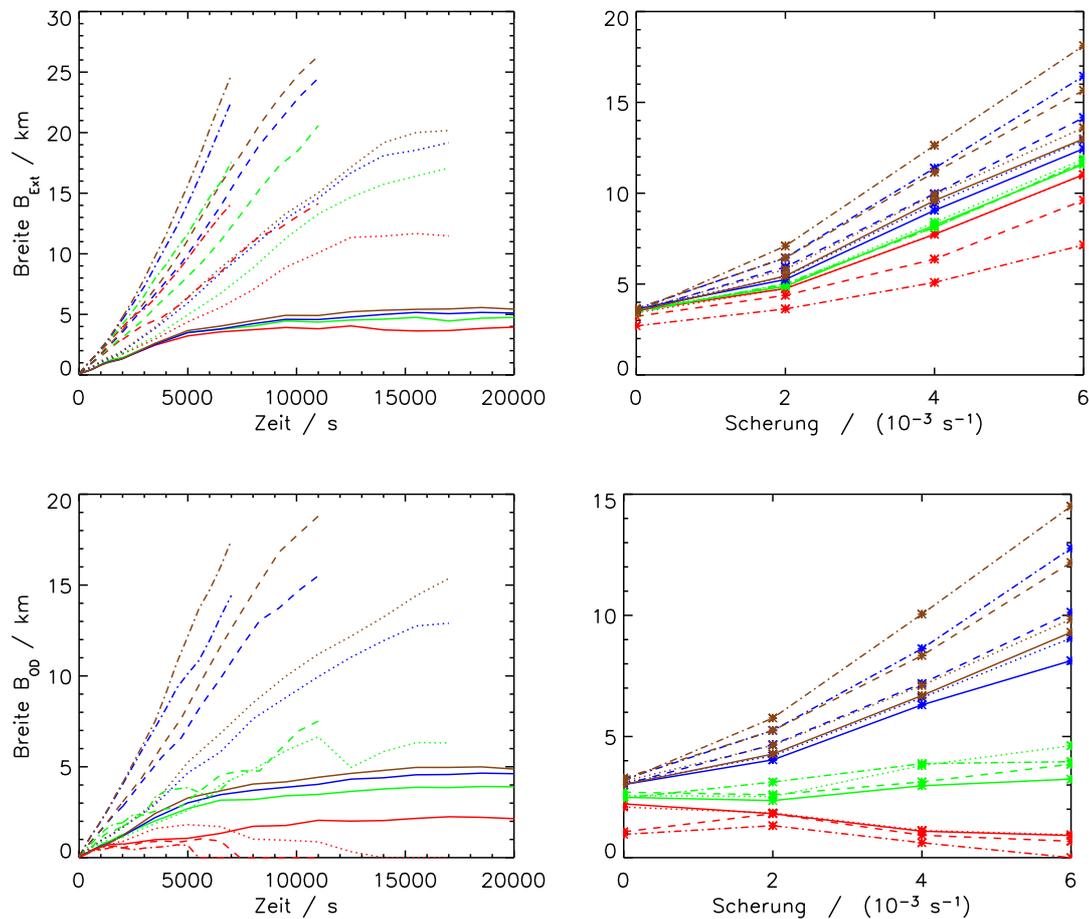
Fläche vervielfachen. In den meisten Fällen nimmt die Fläche monoton mit der Zeit zu. Im scherungsfreien Fall (durchgezogene Linien) stellt sich nach ca. 3 Stunden ein Sättigungszustand ein und die Kondensstreifen vergrößern sich nicht mehr. Im Folgenden wird der Einfluß der einzelnen Parameter untersucht. Je höher die relative Feuchte ist, umso größer sind die Zuwachsraten und Querschnittsflächen. Bei hohen Feuchten ( $RH_i^* \geq 120\%$ , blaue und braune Kurven) können die Kondensstreifen 2 – 8 mal größer sein als bei leicht übersättigten Bedingungen ( $RH_i^* = 105\%$ , rote Kurven). Ebenso wachsen die Flächen mit zunehmender Scherung stärker an. Bei kleinen Übersättigungen (rote Kurven) ist der Scherungseinfluß gering, da sich der Zugewinn an Eismasse und die Verdünnung in etwa die Waage halten. Die Eisteilchen gewinnen nicht genug Masse, um detektierbar zu sein. Bei feuchten Fällen mit  $RH_i^* > 120\%$  können die Kondensstreifen bei hohen Scherungen ( $s \geq 4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , gestrichelte und gestrichelt-gepunktete Linien) 2 – 3 Mal größer sein als im scherungsfreien Fall.

Qualitativ sieht die zeitliche Entwicklung der Querschnittsflächen bei anderen Temperaturen ähnlich aus. Daher wurde der Übersichtlichkeit halber darauf verzichtet, in Abbildung 4.4(links) Kurven für weitere Temperaturen aufzunehmen. Abbildung 4.4(rechts) zeigt die Querschnittsfläche in Abhängigkeit von der Temperatur für den festen Zeitpunkt  $t = 5000 \text{ s}$ . Dies reicht aus, um den Temperatureinfluß zu veranschaulichen. Bei geringen Feuchten (rote Kurven) ist der Temperatureffekt vernachlässigbar. Andernfalls ( $RH_i \geq 110\%$ ) hat eine höhere Temperatur einen positiven Effekt auf den Kondensstreifen. Bei  $T = 222 \text{ K}$  kann die Fläche um einen Faktor 2 – 4 größer sein als bei  $T = 209 \text{ K}$ . Der Einfluß der relativen Feuchte (wie auch der Scherung) auf die Querschnittsfläche nimmt mit steigender Temperatur zu.

### Breite

Die Breite eines Kondensstreifens kann durch Vorgabe eines Extinktionsschwellwerts oder eines Grenzwert für die optische Dicke ermittelt werden. Da der hier gewählte  $\tau_0$ -Schwellwert eine schärfere Bedingung darstellt, sind die Werte  $B_{OD}$  im Allgemeinen kleiner als die Werte  $B_{Ext}$ . Für bestimmte Parameterkombinationen können die Unterschiede auch sehr groß sein, wenn der vom Lidar detektierte Kondensstreifen größtenteils unsichtbar ist und die Kondensstreifen für den menschlichen Betrachter sehr schmal erscheinen.

Zunächst werden die Ergebnisse für die Breite  $B_{Ext}$  diskutiert. Die Breite nimmt mit der Zeit zu, im scherungsfreien Fall strebt sie gegen einen Sättigungswert von 5 km, bei größeren Scherungen ist das Wachstum innerhalb der jeweiligen Simulationsdauer ungebrochen und kann Werte über 20 km erreichen (siehe Abbildung 4.5 oben links). Je höher die Scherung ist, um so stärker hängen die Ergebnisse von der relativen Feuchte und der Temperatur ab. Eine hohe Feuchte begünstigt erwartungsgemäß die Kondensstreifenausbreitung. Findet man vorteilhafte Bedingungen vor (hohe Feuchte, mäßige bis hohe Scherung), dann ist der Kondensstreifen bei höheren Temperaturen breiter als bei niedrigen Temperaturen (siehe Abbildung 4.5 oben rechts). Der Kondensstreifen profitiert von mehr überschüssigem Wasserdampf



**Abbildung 4.5:** links: zeitliche Entwicklung der Breite für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.

rechts: Breite nach 5000 s in Abhängigkeit von der Scherung.

Oben ist die Breite  $B_{Ext}$  und unten  $B_{OD}$  gezeigt. Relative Feuchte und Temperatur sind durch Farbe (siehe Tabelle 4.2) bzw. Linienmuster gekennzeichnet ( $T = 209$  K (durchgezogen);  $T = 212$  K (gepunktet);  $T = 217$  K (gestrichelt);  $T = 222$  K (gepunktet-gestrichelt)).

in der Umgebungsluft. Bei Bedingungen, die einen schwachen Kondensstreifen zur Folge haben (insbesondere niedrige Feuchte), beschleunigt eine hohe Temperatur die Schwächung des Kondensstreifens, da die Sublimation der Eiskristalle schneller verläuft.

Im Folgenden untersuchen wir die zeitliche Entwicklung der Größe  $B_{OD}$  und welchen Einfluß die verschiedenen Parameter darauf haben. Im scherungsfreien Fall unterscheidet sich die zeitliche Entwicklung für die unterschiedlichen Feuchten nur geringfügig und die Breite strebt gegen einen Sättigungsschwellwert, der zwischen 2 km und 5 km liegt. Wenn  $s \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , sind die Tendenzen je nach Feuchte unter-

schiedlich. Bei geringer Feuchte ( $RH_i^* = 105\%$ ) sorgt die Verdünnung dafür, daß die Breite nach einer anfänglichen Aufbauphase wieder abnimmt und nach 2 Stunden bestenfalls noch ein kleiner Teil des Kondensstreifens sichtbar ist. Bei hohen Feuchten ( $RH_i^* \geq 120\%$ ) breitet sich der Kondensstreifen beständig aus. Da sich die Werte für  $B_{OD}(RH_i^* = 120\%)$  und  $B_{OD}(RH_i^* = 130\%)$  nur wenig unterscheiden, kann man daraus schließen, daß das Feuchteangebot keine Limitierung darstellt, sobald die relative Feuchte einen gewissen Schwellwert überschreitet. Die Breitenentwicklung hängt dann hauptsächlich von der Verdünnung ab, die von der Scherung kontrolliert wird. Bei  $RH_i^* = 110\%$  hält sich die Verdünnung und das Eiskristallwachstum in etwa die Waage, so daß sich die Breite bei allen Scherungen ähnlich entwickelt. Verdeutlicht werden diese Aussagen durch die rechte, untere Teilabbildung, welche die Breite nach 5000 s in Abhängigkeit von der Scherung zeigt. Die relative Feuchte wird durch verschiedene Farben unterschieden. Der Temperatureinfluß (Linienmuster) ist von untergeordneter Natur. Eine hohe Umgebungstemperatur unterstützt das sichtbare Wachstum des Kondensstreifens nur bei ansonsten günstigen Bedingungen mit hoher Scherung und hoher Feuchte.

Bei  $RH_i^* = 110\%$  hängt die Breite nach 5000 s, wie erwähnt, nur schwach von der Scherung ab und nimmt leicht zu. Wird die Breite mit  $\tau_0 = 0.03$  anstatt 0.02 bestimmt, dann nimmt die Breite sogar leicht ab, wenn die Scherung zunimmt. Im Anhang wird in Abbildung A.9 die Breite  $B_{OD}$  für die Schwellwerte  $\tau_0 = 0.02, 0.03$  und 0.05 gezeigt, um die Abhängigkeit davon zu verdeutlichen. Je höher der Schwellwert  $\tau_0$  gewählt wird, umso höhere Feuchten sind nötig, damit die Breite mit zunehmender Scherung anwächst.

### Vertikale Erstreckung und Position

Die vertikale Erstreckung zu Beginn der Dispersionsphase liegt zwischen 200 m und 300 m für den hier diskutierten Parameterraum. In der Dispersionsphase werden nur Fälle mit  $RH_i^* \geq 105\%$  untersucht. Bei geringeren Feuchten überleben nur wenig bis gar keine Eiskristalle im primären Nachlauf. Der Kondensstreifen besteht dann nur aus dem sekundären Nachlauf und die vertikale Erstreckung kann unter 100 m betragen. Überlebt ein Großteil der Eiskristalle die Wirbelphase, so sind diese zu Beginn im primären Nachlauf konzentriert. Die  $\theta$ -Anomalie im abgesunkenen Wirbelpaar läßt den primären Nachlauf aufsteigen, sobald sich die Wirbel aufgelöst haben. Während des Aufsteigens vermischt sich ein Teil der Eiskristalle mit frischer Umgebungsluft und der primäre Nachlauf zieht einen Schweif hinter sich her. So tritt eine Homogenisierung der Anzahldichten in vertikaler Richtung zu Beginn der Dispersionsphase auf. Bei sehr stabiler Schichtung kann die Schicht mit maximalen Anzahldichten sogar über die Ausgangshöhe aufsteigen. Danach wächst der Kondensstreifen in vertikaler Richtung aufgrund von Sedimentation, turbulenter Diffusion und Strahlungseffekten. Letztgenannter Effekt wird in Abschnitt 4.3.3 behandelt. In den Standardsimulationen spielt er keine Rolle, da die Strahlungsroutine deaktiviert ist.

Die Höhe des Kondensstreifens hängt zu späteren Zeitpunkten entscheidend von der

Dicke der übersättigten Schicht ab, die in den Standardsimulationen quasi nicht variiert wird (1.1–1.3 km je nach Feuchte  $RH_i^*$ ). Die Schicht ist so groß gewählt, daß dadurch das Höhenwachstum nicht behindert werden sollte. Simulationen mit dünneren übersättigten Schichten, die die vertikale Ausbreitung beeinträchtigen könnten, werden im Abschnitt 4.3.5 gezeigt.

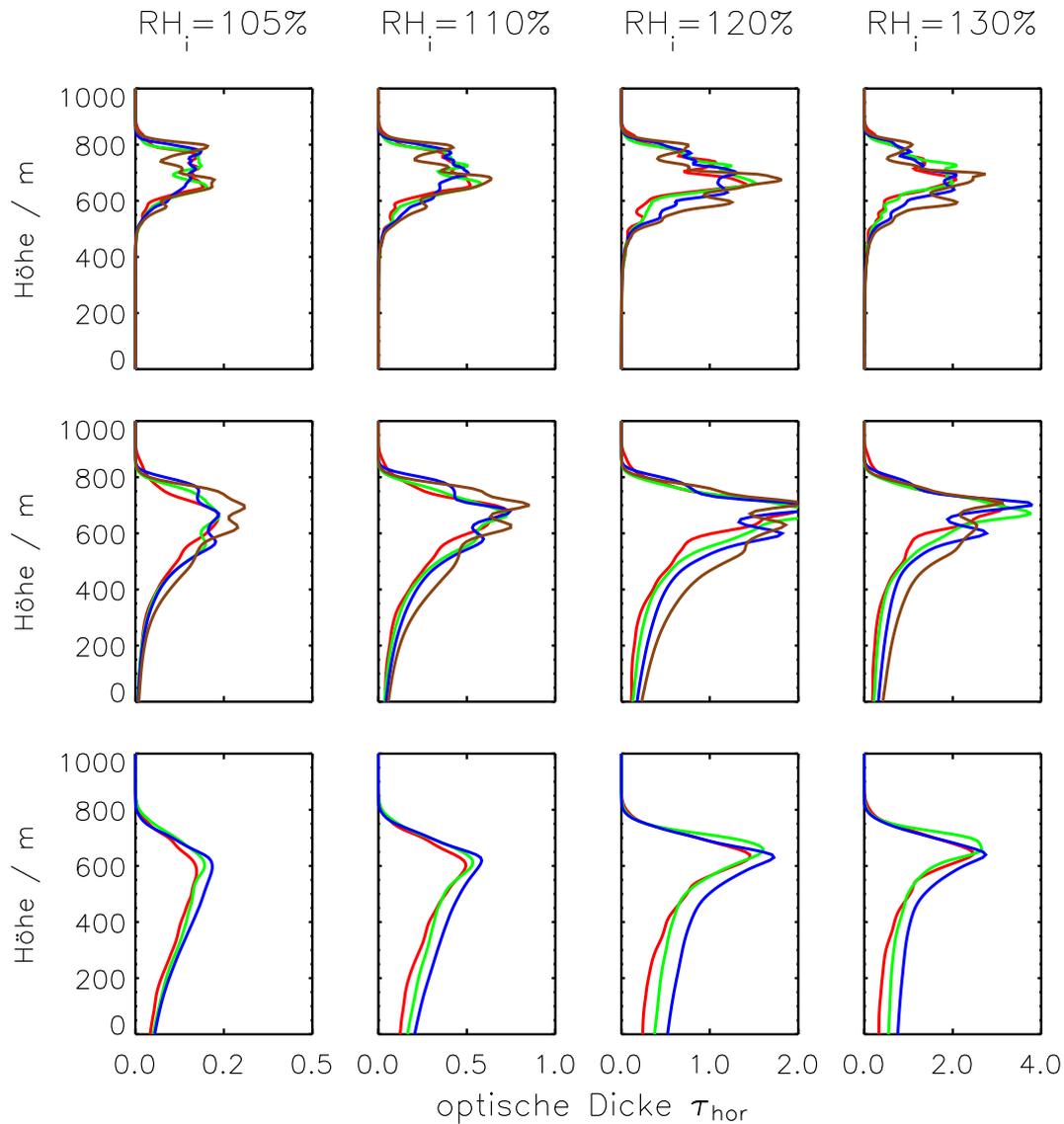
Anstatt analog zu den vorhergehenden geometrischen Größen die zeitliche Entwicklung der Höhe zu zeigen, sind in Abbildung 4.6 Vertikalprofile von der optischen Dicke entlang der horizontalen Sichtachse zu drei Zeitpunkten ( $t = 2000$  s, 6500 s und 11000 s) abgebildet. Zum Zeitpunkt  $t = 2000$  s erstreckt sich der Kondensstreifen ungefähr von  $z = 500$  m bis 800 m. Darunter ist die optische Dicke gering, es haben sich noch keine Fallstreifen gebildet. Bei höheren Feuchten sind die optischen Dicken zwar höher (zunehmender Wertebereich der x-Achse von links nach rechts), die Form der Profile unterscheidet sich aber ansonsten nicht signifikant voneinander. Hohe Feuchten begünstigen weder die Ausbreitung durch vertikale Diffusion noch sinkt der Schwerpunkt merklich ab. Ein Einfluß der Scherung ist ebenfalls schwach. Der Hauptbereich des Kondensstreifens (der Höhenbereich mit erhöhtem  $\tau_{hor}$ ) sinkt langsam ab und ist zu  $t = 6500$  s und 11000 s nur um bis zu 100 m abgesunken. Das Profil im Bereich des Maximums spitzt sich mit der Zeit zu, was den geringen Einfluß der vertikalen Diffusion bei stabiler Schichtung verdeutlicht, die das Profil ausschmieren müßte. Das Höhenwachstum kommt daher maßgeblich durch die Sedimentation zustande.

Zu den beiden späteren Zeitpunkten sind die Fallstreifen deutlich zu sehen. Die Relevanz der Fallstreifen relativ zum Hauptbereich nimmt mit der Zeit zu. Die Fallstreifen reichen in die darunter liegende untersättigte Schicht (beginnt im hier nicht gezeigten negativen Abschnitt der y-Achse) und die Eisteilchen verdampfen dort oder fallen aus dem Simulationsgebiet. Die optische Dicke im Fallstreifen wird hauptsächlich von der Feuchte kontrolliert. Bei  $RH_i^* < 110\%$  sind die optischen Dicken so klein, daß man nicht erwarten kann, den Fallstreifen über die ganze Höhe sehen zu können. Bei  $RH_i^* = 105\%$  ist im Hauptbereich des Kondensstreifens  $\tau_{hor}$  kleiner als in den Fallstreifen bei  $RH_i^* \geq 120\%$ .

Im Allgemeinen sind bei hoher Scherung die Anzahldichten und die Extinktionskoeffizienten kleiner, da die Eisteilchen stärker verdünnt werden. Der prädominante Extinktionskoeffizient der Teilchen im Fallstreifen ist kleiner (hier nicht gezeigt), da pro Flächeneinheit weniger Teilchen aus dem Kondensstreifen fallen. Die kleineren  $\chi$ -Werte werden jedoch durch die größere Breite bei hohen Scherungen überkompensiert und  $\tau_{hor}$  nimmt mit der Scherung leicht zu. Die Scherung hat im Vergleich zur Feuchte aber einen untergeordneten Effekt auf die Fallstreifen.

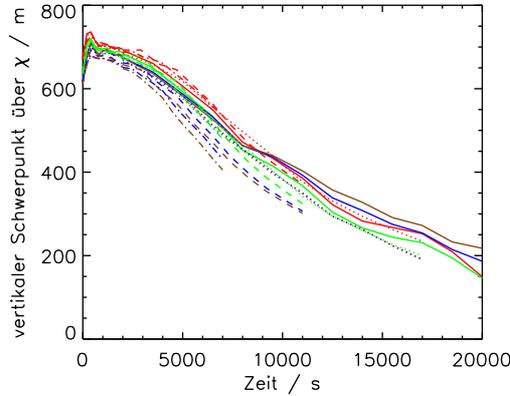
Zusammenfassend kann man festhalten, daß die vertikale Erstreckung des Hauptbereichs mit der Zeit konstant bleibt (300 – 400 m) und der Kondensstreifen nicht merklich absinkt. Das Höhenwachstum ist daher größtenteils der Sedimentation und des Ausbildens von Fallstreifen geschuldet.

In Abbildung 4.7 ist der vertikale Schwerpunkt über die Extinktion des Kondensstreifens dargestellt. Zu Beginn ist der Schwerpunkt bei kleinen Übersättigungen



**Abbildung 4.6:** Vertikalprofile der optischen Dicke  $\tau_{hor}$  entlang der horizontalen Sichtachse zu den Zeitpunkten 2000 s (obere Reihe), 6500 s (mittlere Reihe) und 11000 s (untere Reihe) bei  $T = 217$  K. Von links nach rechts nimmt die relative Feuchte zu; man beachte die unterschiedlichen Wertebereiche auf der x-Achse. Innerhalb einer Grafik sind die Kurven für die verschiedenen Scherungswerte aufgetragen;  $s = 0 \text{ s}^{-1}$  (rot),  $s = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (grün),  $s = 4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (dunkelblau),  $s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (braun, nicht zu  $t = 11000$  s vorhanden). Die Flughöhe liegt auf  $z = 800$  m.

höher, da im primären Nachlauf mehr Eiskristalle verdampfen und so relativ mehr Eis im sekundären Nachlauf ist. Anfangs wandert der Schwerpunkt in allen Fällen aus mehreren Gründen nach oben. Im primären Nachlauf befindet sich weiterhin untersättigte Luft, die sich erst mit der frischen Umgebungsluft vermischen muß.



**Abbildung 4.7:** zeitliche Entwicklung des vertikalen Schwerpunktes über die Extinktion für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K. Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

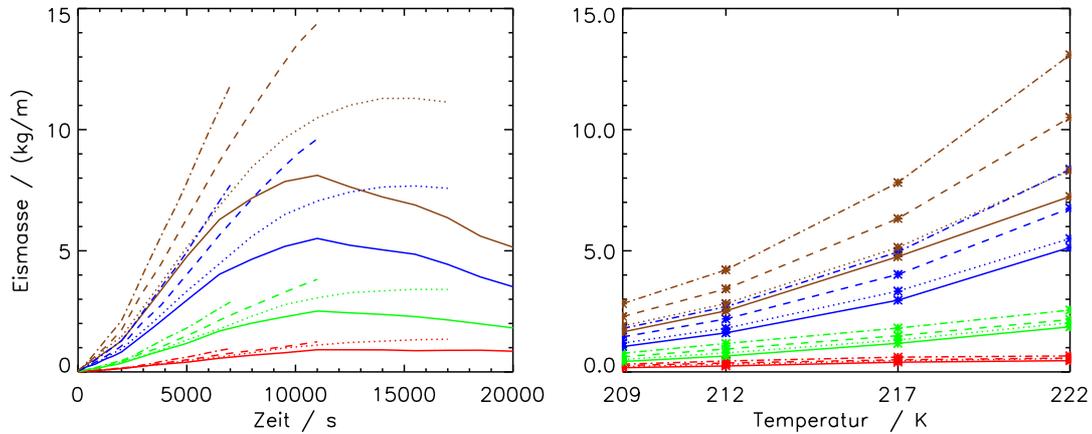
Aufgrund der Initialisierung sind außerdem noch Wirbelreste in den Geschwindigkeitsfeldern enthalten, so daß der primäre Nachlauf weiterhin absinkt. Beides sorgt dafür, daß Eiskristalle im unteren Bereich des Kondensstreifens verloren gehen. Ein anderer Teil der Eiskristalle steigt aufgrund der  $\theta$ -Anomalie auf. Nach ca. 500 s stoppt das Aufsteigen und die Sedimentation sorgt für ein Absinken der Schwerpunkthöhe. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen meteorologischen Bedingungen sind nicht sehr groß, da sich der Hauptbereich der Kondensstreifen ähnlich entwickelt. Die Mächtigkeit der Fallstreifen kontrolliert den vertikalen Schwerpunkt. Bei feuchten Fällen mit hoher Scherung sind die Fallstreifen am größten. Die gesamte Eismasse ist am größten wie später gezeigt wird und dementsprechend ist der vertikale Eismassenfluß am größten. In Abschnitt 4.3.3 wird geklärt, welchen Einfluß die Strahlung auf das Höhenwachstum hat.

#### 4.2.2 Mikrophysikalische Eigenschaften

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die Eismasse und -kristallanzahl zeitlich ändert und für verschiedene Umgebungsbedingungen unterscheidet. Wird im Folgenden von Eismasse oder Eiskristallanzahl gesprochen, ist implizit immer die Größe pro Flugmeter gemeint. Die Eismasse eines Kondensstreifens ist wie folgt definiert:

$$\mathcal{I} = \int \int_{r_e < 80 \mu\text{m}} IWC \, dx \, dz \quad (4.2)$$

Die Bedingung  $r_e < 80 \mu\text{m}$  ist notwendig, damit die Eismasse nicht hauptsächlich von einigen sehr großen Eiskristallen im Fallstreifen bestimmt wird. Die Mächtigkeit der Fallstreifen hängt stark von der Dicke der übersättigten Schicht ab, die im Stan-



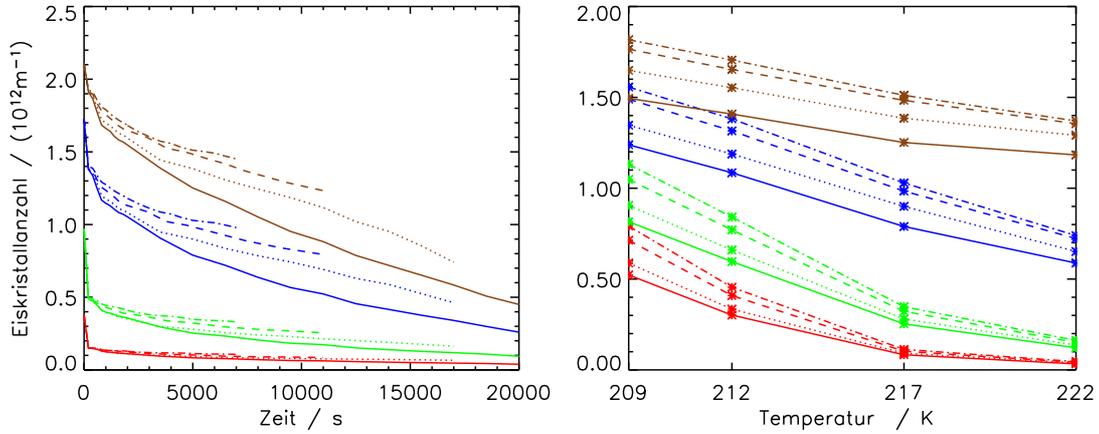
**Abbildung 4.8:** links: zeitliche Entwicklung der Eismasse für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.  
rechts: Eismasse nach 5000 s in Abhängigkeit von der Temperatur.  
Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

dardfall sehr hoch ist und so die Entstehung von sehr großen Kristallen am unteren Ende der Fallstreifen begünstigt. Die zusätzliche Bedingung stellt sicher, daß mittels der definierten Größe hauptsächlich die Eismassenentwicklung im Hauptbereich des Kondensstreifens untersucht wird. Je nach Parameterwahl und Gestalt des Kondensstreifens wird aber auch ein Teil der Eismasse im Fallstreifen mitgezählt.

Die Eismasse nimmt zu, solange die überschüssige Feuchte im Hauptbereich des Kondensstreifens noch nicht abgebaut ist. Je höher die Umgebungsfeuchte ist, umso mehr Wasserdampf kann auf den Eiskristallen anlagern. Ebenso ist mehr überschüssiger Wasserdampf vorhanden, wenn die Scherung höher ist, da dann der Hauptbereich des Kondensstreifens eine größere Fläche einnimmt. Später spielt dann der Sedimentationsprozeß eine vorherrschende Rolle. Wenige, sehr große Eiskristalle fallen aus dem Kondensstreifen und verringern die Eismasse im Kondensstreifen.

Zu Beginn der Dispersionsphase schwankt die Eismasse je nach den Umgebungsbedingungen zwischen 1 und 100 g/m. Im weiteren Verlauf kann die Eismasse drastisch zunehmen, bei günstigen Bedingungen um bis zu  $5 \text{ kg m}^{-1}$  pro Stunde. Je niedriger die Feuchte und Scherung sind, umso langsamer nimmt die Eismasse anfänglich zu (siehe Abbildung 4.8 links). Bei den Simulationen mit Laufzeiten über 10000 s kann man nach 3 – 4 Stunden meist einen Eismassenverlust oder wenigstens einen gebremsten Eismassenzuwachs mit der Zeit verzeichnen. Insbesondere in den scherungsfreien Fällen (durchgezogene Linien) können die Verluste durch Sedimentation nicht mehr durch weiteres Flächenwachstum ausgeglichen werden.

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnt, kann der Hauptbereich des Kondensstreifens nicht durch ein ideales Kriterium festgelegt werden. Bei der



**Abbildung 4.9:** links: zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.  
rechts: Eiskristallanzahl nach 5000 s in Abhängigkeit von der Temperatur.  
Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

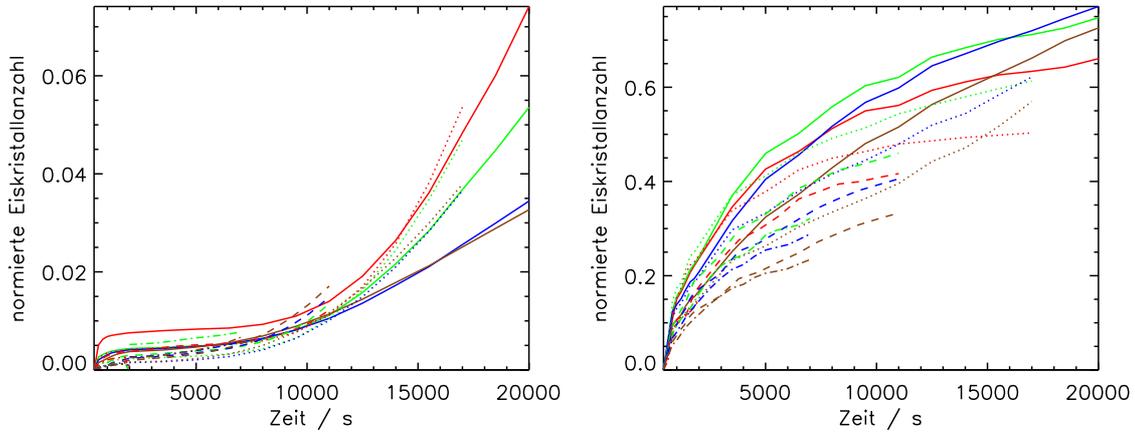
Eismassenberechnung wurde das  $r_e$ -Kriterium verwendet. Erniedrigt man den  $r_e$ -Schwellwert auf  $50 \mu\text{m}$  oder verwendet man andere Kriterien mit Größen wie der Extinktion oder der Höhe, so verändert sich das Integrationsgebiet. Ist das Integrationsgebiet kleiner gewählt, sind die Eismassen folglich kleiner. Jedoch zeigt sich auch, daß der Ausfluß aus dem Hauptbereich schon früher startet, da die Eismassen schon nach 2 – 3 Stunden abnehmen.

In Abbildung 4.8 rechts ist die Temperaturabhängigkeit der Eismasse zum festen Zeitpunkt  $t = 5000$  s dargestellt. Wie schon bei anderen Größen sieht man, daß eine höhere Temperatur die Sensitivität bezüglich der Feuchte und Scherung erhöht. Bei höheren Temperaturen ist die absolute Feuchte der Luft höher und mehr Wasserdampf kann kondensieren.

Im Folgenden wird die zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl

$$\mathcal{N} = \int \int N \, dx \, dz \quad (4.3)$$

diskutiert. Im Gegensatz zur  $\mathcal{I}$ -Definition wird hier über alle Gitterboxen integriert. Obige Einschränkung ist nicht nötig, da die Zahl der großen Eiskristalle (i.e Anzahl der Eiskristalle in Gitterboxen mit  $r_e > 80 \mu\text{m}$ ) sehr klein ist. In Abbildung 4.9 ist die zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl dargestellt. Zu Beginn der Dispersionsphase sind die Eiskristallanzahlen nach der Umgebungsfeuchte gestaffelt, da während der Wirbelphase mehr Eiskristalle überleben, wenn es feuchter ist. Die Verlustrate  $-\dot{\mathcal{N}}(t)$  ist anfänglich in allen Fällen hoch. Das liegt zum einen an der Initialisierung der Dispersionsphasensimulationen. Es wird mit einem schwachen Wirbelpaar gestartet, das weiterhin absinkt. Dies ist beabsichtigt, da die Simulation mit



**Abbildung 4.10:** links: Durch Sedimentation verlorene Eiskristalle normiert mit  $\mathcal{N}(t = 400 \text{ s})$ .  
 rechts: Eiskristalle, die nach  $t = 400 \text{ s}$  durch turbulentes Verdampfen verloren gehen, normiert mit  $\mathcal{N}(t = 400 \text{ s})$ .  
 Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

den  $N$  und  $IWC$ -feldern nach 120 s gestartet wird, obwohl die Wirbelphase theoretisch erst nach 135 s beendet ist. Es findet also weiterhin adiabatische Erwärmung statt. In der Dissipationsphase, die sich anschließt und die hier als Teil der Dispersionsphase betrachtet wird, findet ebenfalls Kristallverlust statt und zwar aus mehreren Gründen. Zum einen ist die Luft im primären Nachlauf weiterhin untersättigt. Die relative Feuchte nimmt erst durch die Einmischung von feuchterer Umgebungsluft oder während des Aufstiegens des primären Nachlaufs zu. Zweitens sorgt die flugzeuginduzierte Turbulenz für erhöhte Schwankungen im  $RH_i$ -Feld, was häufigere Untersättigungen zur Folge hat. Im Modell wurden dazu die Geschwindigkeitsfelder, wie schon beschrieben, mit einer erhöhten Turbulenz (höherer rms-Wert) um die Endposition der Wirbel versehen. Nach weniger als 400 s stabilisiert sich die Verlustrate auf einem niedrigerem Niveau. Die eigentliche Dispersionsphase startet erst jetzt. Davor wurde das Ende der Wirbelphase und die Dissipationsphase simuliert.

In der Dispersionsphase gehen die Eiskristalle durch Sedimentation (im Modell sind das die Eiskristalle, die aus dem Gebiet fallen oder in der untersättigten Schicht unterhalb von  $z = 500 \text{ m}$  verdampfen.) oder durch turbulentes Verdampfen verloren. In der Realität führt großskaliges Absinken von Luftmassen zu einer Feuchtereduktion und Kristallverlust. Dieser Effekt wird in den Standardsimulationen jedoch nicht behandelt. Es zeigt sich, daß im Modell die Verluste durch Sedimentation gering sind (siehe Abbildung 4.10 links). Weniger als 10% der anfänglichen Eiskristalle gehen während des Simulationszeitraums durch Sedimentation verloren, während der

ersten 3 Stunden sogar weniger als 2 Prozent. Für die Normierung wird der  $\mathcal{N}$ -Wert zum Zeitpunkt  $t = 400$  s gewählt, dieser Wert ist kleiner als der Wert zu Simulationsbeginn und stellt die Eiskristallanzahl zu Beginn der eigentlichen Dispersionsphase dar. Es ist keine Tendenz zu erkennen, bei welchen Umgebungsbedingungen mehr Eiskristalle sedimentieren.

Da der Eiskristallverlust durch Sedimentation gering ist, verdampfen die Eiskristalle also hauptsächlich durch turbulente  $RH_i$ -Schwankungen. Es zeigt sich, daß bei höheren Feuchten die Verlustraten größer sind. Betrachtet man jedoch die logarithmische Verlustrate  $-\frac{\dot{\mathcal{N}}(t)}{\mathcal{N}(t)}$ , die die anfänglichen Unterschiede in der Eiskristallanzahl berücksichtigt, hängt das turbulente Verdampfen viel sensitiver von der Scherung als von der Feuchte ab. Die Abbildung 4.10 rechts zeigt die normierte Anzahl aller Eiskristalle, die nach  $t = 400$  s verdampft. Dort ist eine Staffelung der Kurven nach der Scherung zu erkennen, Linien mit gleichem Muster sind gebündelt. Je kleiner die Scherung, umso kleiner ist die Fläche des Kondensstreifens und umso höher sind die Anzahldichten. Die Konkurrenz um den verfügbaren Wasserdampf nimmt zu und mehr Eiskristalle verdampfen durch turbulente  $RH_i$ -Schwankungen.

Der Temperatureinfluß auf die Eiskristallanzahl ist in Abbildung 4.9 rechts dargestellt. Die Eiskristallanzahl ist bei höheren Temperaturen kleiner. Bei höheren Temperaturen laufen die mikrophysikalischen Prozesse schneller ab und die turbulenten Untersättigungen haben einen höheren Kristallverlust zur Folge. Jedoch ist der Temperatureinfluß während der Dispersionsphase nicht so hoch wie die Abbildung vorgibt, da die Simulationen mit unterschiedlichen Eiskristallanzahlen initialisiert werden. Während der Wirbelphase ist die Sensitivität bezüglich der Temperatur höher als in der Dispersionsphase und die unterschiedlichen Werte nach 5000 s kommen hauptsächlich von den anfänglichen Unterschieden.

Die mittlere Masse  $\bar{m}$  der Eiskristalle im detektierbaren Bereich des Kondensstreifens ist durch

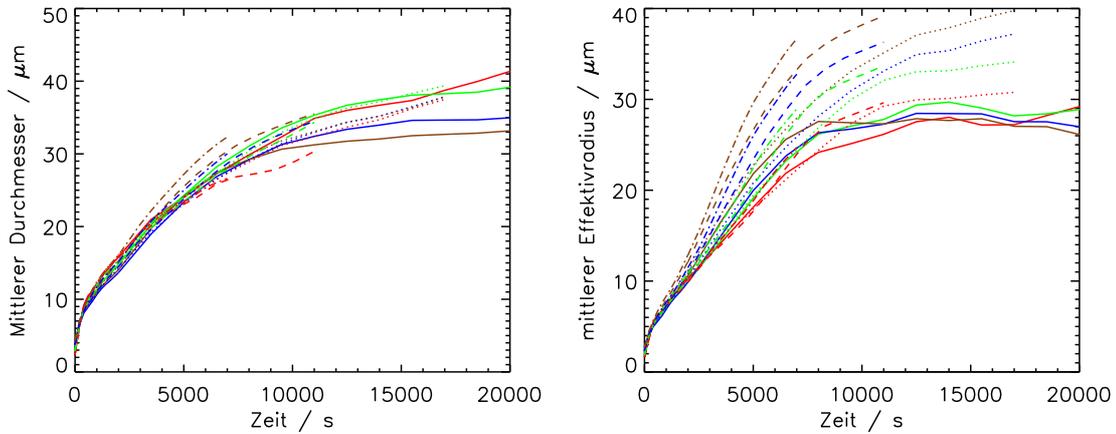
$$\bar{m} = \frac{\int \int_{\chi > \chi_0} IWC \, dx \, dz}{\int \int_{\chi > \chi_0} N \, dx \, dz}$$

gegeben. Der mittlere Durchmesser von massenäquivalenten, kugelförmig angenommenen Eiskristallen ist dann:

$$\bar{D} = \left( \frac{6\bar{m}}{\pi\rho_{Eis}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Außerdem benutze ich die Definition eines mittleren Effektivradius. Das arithmetische Mittel der Effektivradien über alle Gitterboxen (mit nicht vernachlässigbarer Eismasse) kann nicht als mittlerer Effektivradius verwendet werden, da dann die Masse und Anzahl der Eiskristalle in den einzelnen Gitterboxen nicht in die Berechnung einfließen. Man muß ein gewichtetes Mittel bilden, um sinnvolle Ergebnisse zu erhalten. Der extinktionsgewichtete Mittelwert ist definiert als

$$\bar{r}_e = \frac{\int \int \chi \cdot r_e \, dx \, dz}{\int \int \chi \, dx \, dz}. \quad (4.4)$$



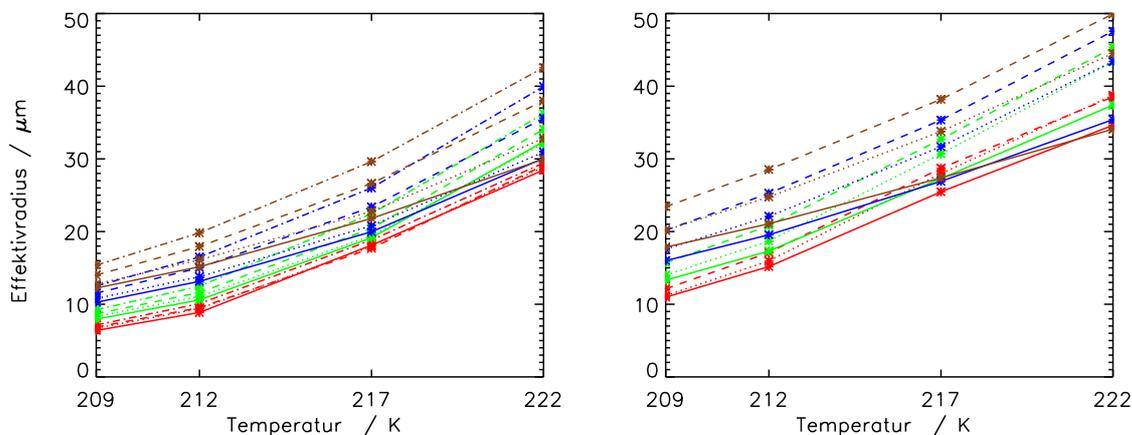
**Abbildung 4.11:** zeitliche Entwicklung des mittleren Durchmessers (links) und des mittleren extinktionsgewichteten Effektivradius (rechts) für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.

Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

Die Teilchendurchmesser  $\overline{D}$  wachsen von einigen Mikrometer auf 40 Mikrometer an (siehe linke Abbildung 4.11). Die mittleren Durchmesser entwickeln sich für alle meteorologischen Bedingungen ähnlich. Ein dominanter Einfluß der relativen Feuchten ist nicht zu erkennen. Bei hohen Feuchten nimmt zwar die Eismasse im Kondensstreifen stärker zu, jedoch verteilt sich die Eismasse auf eine größere Anzahl an Eiskristallen, so daß die Massenzunahme eines einzelnen Kristalls im Mittel für alle Umgebungsbedingungen ähnlich ist. Der unterschiedlich starke Kristallverlust in der Wirbelphase hat also einen maßgeblichen Einfluß auf die mittlere Teilchengröße in der Dispersionsphase.

In Abbildung 4.11 rechts ist der extinktionsgewichtete Effektivradius dargestellt und auch hier ist nur eine schwache Abhängigkeit von der relativen Feuchte zu erkennen. Die Scherung hat einen ebenso großen Einfluß auf die mittleren Effektivradien, da die Scherung bei hohen Feuchten und Temperaturen einen großen Einfluß auf die Eismasse hat. Die Effektivradien unterscheiden sich für verschiedene Scherungen entsprechend der unterschiedlichen Eismassenentwicklung, da der Scherungseinfluß in der Wirbelphase gering ist und die Dispersionsphasensimulationen für alle Scherungen mit der gleichen Eiskristallanzahl initialisiert werden. Den größten Einfluß auf die Effektivradien hat die Temperatur (siehe Abbildung 4.12), da der Bruchteil überlebender Eiskristalle bei höheren Temperaturen kleiner ist, jedoch der verfügbare Wasserdampf ansteigt.

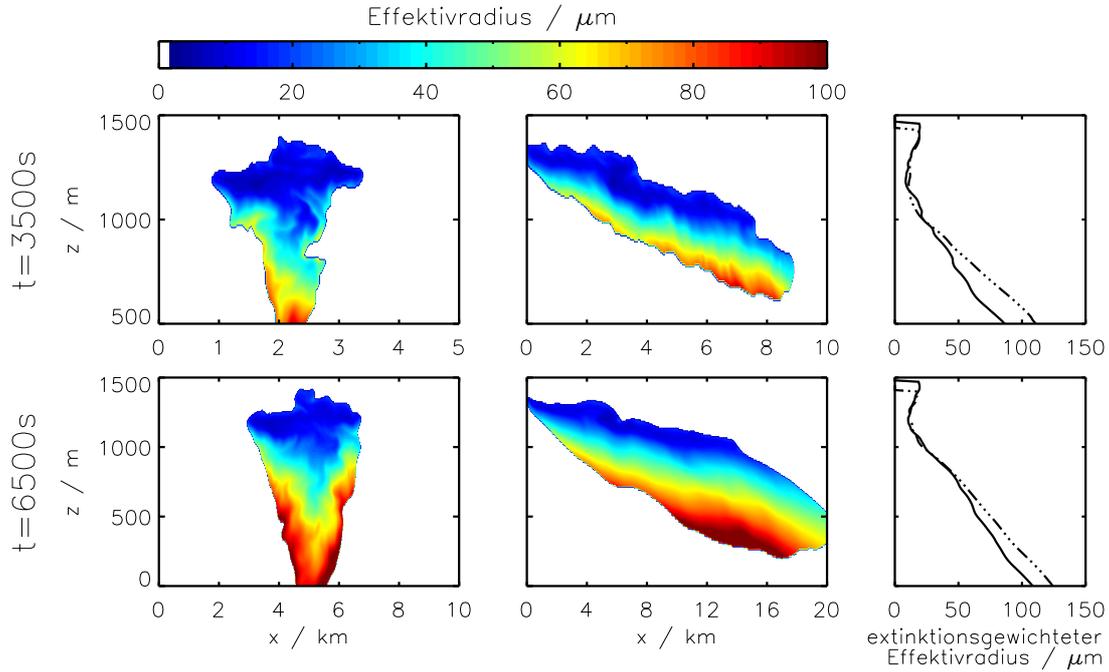
Generell sind die mittleren Durchmesser bzw. Effektivradien so groß, daß ein kontinuierlicher Kristallverlust durch turbulentes Verdampfen, wie oben gezeigt, nicht sinnvoll erscheint. Der beständige Kristallverlust scheint daher teilweise ein Modell-



**Abbildung 4.12:** zeige mittleren extinktionsgewichteten Effektivradius in Abhängigkeit von der Temperatur nach 5000 s und 10000 s. Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

artefakt zu sein. In einem weiteren Abschnitt wird der Sublimationsparameter  $\alpha$ , der den Eiskristallverlust steuert (siehe Abschnitt 2.3), variiert und gezeigt, daß dadurch der Kristallverlust durch turbulentes Verdampfen im Modell unterbunden werden kann. Die Entwicklung der restlichen Kondensstreifeneigenschaften ändert sich jedoch nicht grundlegend, wenn der Kristallverlust unterbunden wird.

In Abbildung 4.13 wird gezeigt, wie groß die Effektivradien sind und wie sie räumlich verteilt sind. Dazu werden Kondensstreifen im scherungsfreien Fall (links) und bei maximaler Scherung (rechts) betrachtet. In der oberen Reihe sind die Konturgrafiken zum Zeitpunkt  $t = 3500$  s, in der unteren Reihe zum Zeitpunkt  $t = 6500$  s abgebildet. Die Effektivradien werden nur in dem Bereich gezeigt, in dem die Extinktion mehr als  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  beträgt. Der gezeigte Bereich stellt die Querschnittsfläche des Kondensstreifens nach der oben verwendeten Definition dar. Die dargestellten Effektivradien laufen von 0 bis  $100 \mu\text{m}$ . Im Hauptbereich des Kondensstreifens sind die Teilchen kleiner als  $50 \mu\text{m}$ . Nach einer Stunde sind sogar noch kleinere Teilchen mit  $R_{eff} = 20 \mu\text{m}$  am häufigsten, was auch durch Messungen bestätigt wird (Heymsfield et al., 1998). Die größten Teilchen sind im unteren Bereich des Kondensstreifens zu finden. Generell nehmen die Effektivradien in negativer  $z$ -Richtung zu (siehe Vertikalprofile von extinktionsgewichtetem Effektivradius, rechte Spalte in Abbildung 4.13). Da im scherungsfreien Fall die Breite des Kondensstreifens geringer ist, ist die Anzahldichte sowohl im Hauptbereich als auch im Fallstreifen höher und ein größerer Teil des Fallstreifens ist sichtbar. Im Fall mit Scherung sind die Eismasse im Hauptbereich ebenso wie die Eisteilchen größer. Außerdem nehmen die Effektivradien in negativer  $z$ -Richtung schneller zu als im scherungsfreien Fall. Bei dickeren übersättigten Schichten und zu späteren Zeitpunkten können auch Eiskristalle vorkommen, deren Effektivradien weit über  $100 \mu\text{m}$  groß sind.

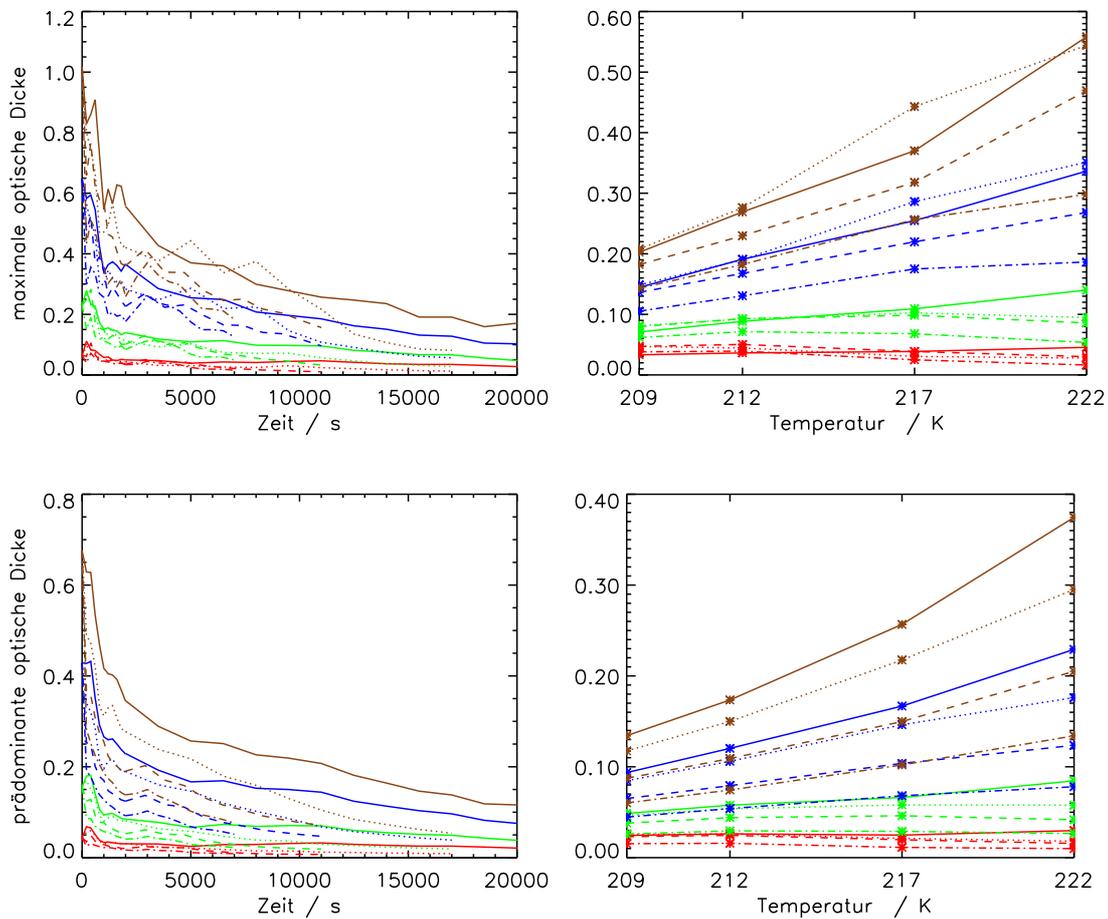


**Abbildung 4.13:** Effektivradien der Eiskristalle zu den Zeitpunkten  $t = 3500$  s (oben) und  $6500$  s (unten) bei  $T = 217$  K und  $RH_i^* = 120\%$ . Links ist der scherungsfreie Fall aufgetragen, in der Mitte die Simulation mit  $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Man beachte, daß die Gebietsbreiten in der linken Spalte jeweils halb so groß sind wie diejenigen in der mittleren Spalte. In der rechten Spalte ist das Vertikalprofil von extinktionsgewichteten Effektivradien dargestellt. Das Linienmuster gibt den Scherungswert an,  $s = 0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (durchgezogene Linie) und  $s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (gepunktet-gestrichelte Linie). In der oberen Reihe ist die Gebietshöhe 1 km, in der unteren Reihe 1.5 km.

### 4.2.3 Optische Eigenschaften

In diesem Abschnitt werden die mittleren und maximalen optischen Dicken von Kondensstreifen diskutiert. Desweiteren wird die Größe „Gesamtextinktion“ definiert, die als Maß für die Strahlungswirksamkeit eines Kondensstreifens dienen soll. Die maximale und die prädominante optische Dicke sind zu Beginn der Dispersionsphase nach der relativen Feuchte gestaffelt (siehe Abbildung 4.14 links). Bei geringer Übersättigung ( $s_i = 5\%$ ) ist  $\tau_{max}$  bzw.  $\tau_{prä}$  ungefähr 0.1 bzw. 0.05, bei  $s_i = 30\%$  ungefähr 1.0 bzw. 0.7. Die Werte nehmen dann während der ersten paar hundert Sekunden rasch ab. Grund dafür ist hauptsächlich die Sublimation (verursacht durch die abklingende Wirbeldynamik und die erhöhte Turbulenz im Nachlauf).

Die eigentliche Dispersionsphase startet erst nach 400 Sekunden, wie die zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl gezeigt hat. Ab dann nehmen die Werte aufgrund von Verdünnung nur noch langsam mit der Zeit ab oder bleiben annähernd konstant, wenn das Kristallwachstum groß genug ist.



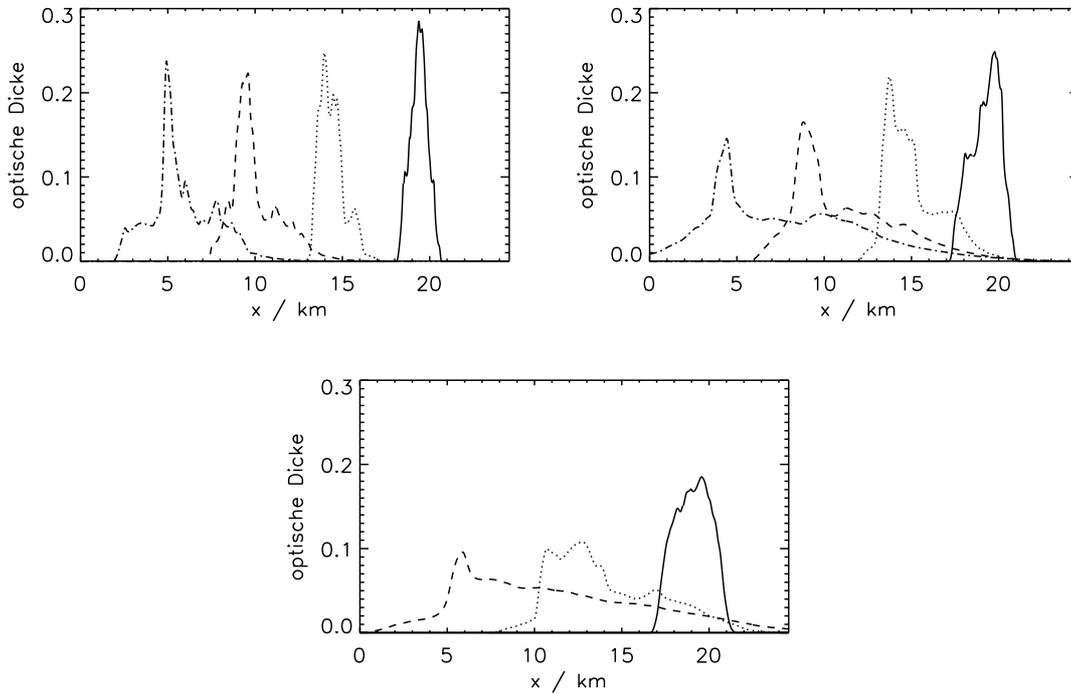
**Abbildung 4.14:** links: zeitliche Entwicklung der maximalen optischen Dicke (oben) und der prädominanten optischen Dicke (unten) für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.

rechts: Maximale/prädominante optische Dicke (oben/unten) nach 5000 s in Abhängigkeit von der Temperatur.

Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

Die anfängliche Staffelung nach der relativen Feuchte bleibt mehr oder weniger erhalten. Dieser Parameter ist also ein dominanter Einflußfaktor. Der Scherungseinfluß ist ebenfalls deutlich zu sehen. Die Werte bei kleineren Scherungen sind aufgrund der geringeren Verdünnung größer. Insbesondere ist der Scherungseinfluß in den mittleren Größen zu erkennen. Die Maximalwerte sind weniger von der Scherung beeinflusst. Im Innersten des Kondensstreifens bleiben weiterhin sehr hohe Anzahldichten bestehen, die weniger stark verdünnt werden als die Anzahldichten in den Außenbereichen. Dies wird mit der nächsten Abbildung verdeutlicht.

In der Abbildung 4.15 ist die optische Dicke der Kondensstreifen zu verschiedenen



**Abbildung 4.15:** optische Dicke  $\tau(x)$  zu den Zeitpunkten  $t = 3500$  s (oben, links),  $6500$  s (oben, rechts) und  $11000$  s (unten) bei  $T = 217$  K und  $RH_i^* = 120\%$ . Das Linienmuster gibt die Scherung an, siehe Tabelle 4.2. Zum letzten Zeitpunkt liegt kein Lauf mit  $s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  vor. Die Kurven für die verschiedenen Scherungswerte wurden horizontal so verschoben, daß die einzelnen Kurven gut zu erkennen sind.

Zeitpunkten dargestellt. Man erkennt, daß die Breite der Kondensstreifen mit der Scherung zunimmt und folglich die optische Dicke im Mittel kleiner ist. Zu den Zeitpunkten  $t = 3500$  s und  $t = 6500$  s bleibt jedoch unabhängig von der Scherung ein kleiner Bereich bestehen, in dem die optische Dicke deutlich höher ist als in den Randgebieten. Somit hängt die maximale optische Dicke weniger sensitiv von der Scherung ab als die mittlere optische Dicke. Entlang der Flugrichtung müßte der Kondensstreifen ein Band mit erhöhter optischer Dicke aufweisen und könnte somit unter Umständen von natürlich gebildeten Zirren unterschieden werden. Zum Zeitpunkt  $t = 11000$  s ist die Verdünnung der Eisteilchen fortgeschritten und die Werte der optischen Dicke ähneln sich innerhalb eines Kondensstreifens stärker.

Wie schon bei der Eismasse und Querschnittsfläche gesehen, wirkt sich eine höhere Temperatur positiv auf den Kondensstreifen aus. Insbesondere bei hohen Feuchten und Scherungen nimmt das Wasserdampfangebot bei höheren Temperaturen zu und die höheren Eismassen sorgen für höhere optische Dicken (siehe Abbildung 4.14 rechts).

Für hohe Feuchten ( $RH_i^* \geq 120\%$ ) sind die maximalen optischen Dicken  $\tau_{max}$  ty-

pischerweise im Bereich 0.2 bis 0.6, für geringere Feuchten kleiner als 0.2. Typische Werte für  $\tau_{prä}$  liegen in der Dispersionsphase zwischen 0.05 und 0.4 für  $RH_i^* \geq 120\%$ . Bei Übersättigungen von weniger als 10% sind die mittleren optischen Dicken nicht größer als 0.1.

Es gibt Satellitenbeobachtungen, die mit der Zeit größer werdende optische Dicken belegen. In diesen Fällen muß die Verdünnung durch verstärkten Wasserdampfabbau überkompensiert werden, der durch Strahlungseffekte oder in aufgleitenden Luftmassen hervorgerufen werden kann. Situationen, in denen Kondensstreifen mit möglicherweise höheren optischen Dicke entstehen können, werden im Abschnitt 4.4 behandelt.

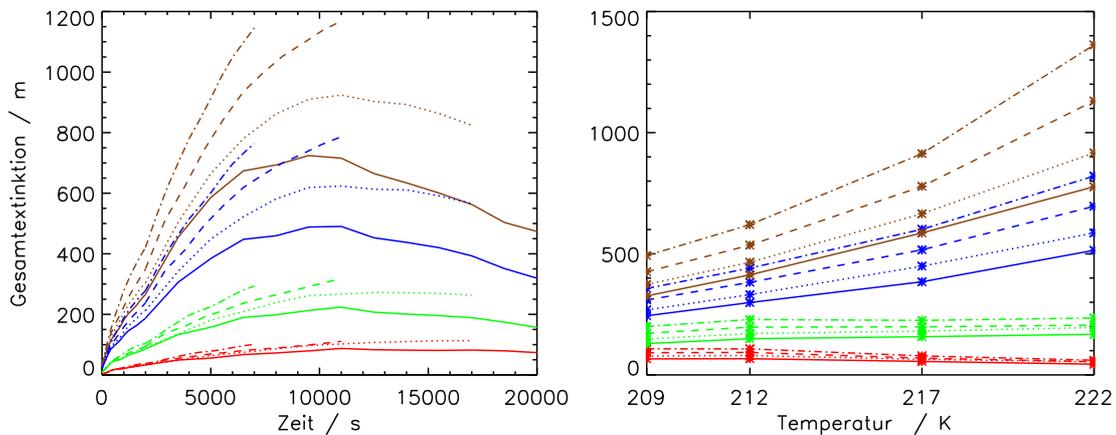
Im Folgenden soll die Frage geklärt werden, ob ein breiter Kondensstreifen mit geringer optischer Dicke oder ein schmaler Kondensstreifen mit hoher optischer Dicke klimawirksamer ist. Als Maß für die Beurteilung der Klimawirksamkeit wird hier die Größe „Gesamtextinktion“ verwendet. Diese mißt näherungsweise die Extinktion des gesamten Kondensstreifens. Diese Größe vereint die Information über die geometrischen Eigenschaften und die optischen Dicken. Dies ist nötig, da die geometrischen Eigenschaften stark von den vorgegebenen Schwellwerten abhängen und keine Information über die mittleren optischen Dicken enthalten. Bei kleinen optischen Dicken kann man annehmen, daß innerhalb des Kondensstreifens keine Mehrfachstreuung der Photonen an den Eiskristallen auftritt. Dann können die einzelnen x-Säulen unabhängig voneinander betrachtet werden. Die Gesamtextinktion  $E$  des Kondensstreifens ist die Summe der Extinktionen  $E_x = 1 - T_x$  der Einzelsäulen, wobei  $T_x = e^{-\tau_x}$  die Transmission innerhalb einer Säule ist. Damit folgt

$$E = \int (1 - T_x) dx = \int (1 - e^{-\tau_x}) dx = \sum_0^{nx} (1 - e^{-\tau_x}) \cdot dx \quad (4.5)$$

Die Formel kann vereinfacht werden, wenn man die Näherung  $1 - e^{-\tau} \approx 1 - (1 - \tau) = \tau$  verwendet, die bei kleinen  $\tau$ -Werten gilt.

$$E_{appr} = \int \tau dx = \int \int \chi dx dz = \sum_0^{nz} \sum_0^{nx} \chi \cdot dx \cdot dz \quad (4.6)$$

Diese Formel zeigt sehr deutlich, daß die Größe von der Querschnittsfläche  $dx \cdot dz$  und der Extinktion  $\chi$  der Eiskristalle abhängt. Die Werte für  $E$  und  $E_{appr}$  unterscheiden sich um weniger als 10%. Das zeigt, daß die oben gemachte Annahme, daß die optischen Dicken klein sind, vertretbar ist. In Abbildung 4.16 links wird die zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion  $E$  gezeigt, im rechten Bild ist der Temperatureinfluß auf die Gesamtextinktion zum Zeitpunkt  $t = 5000$  s dargestellt. Die zeitliche Entwicklung ist stark an die Entwicklung der Eismasse gekoppelt. Die stetige Abnahme der Eiskristalle, welche ebenso die Extinktion verringert, ist im Verlauf der Gesamtextinktion nicht so offensichtlich. Die Strahlungswirksamkeit nimmt also ähnlich zur Eismassenentwicklung nach drei bis vier Stunden durch Sedimentation ab. Hauptsächlich wird die Gesamtextinktion von der relativen Feuchte kontrolliert. Scherung und Temperatur haben einen viel kleineren Effekt. Insbesondere



**Abbildung 4.16:** links: zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion für verschiedene Feuchten und Scherungen bei  $T = 217$  K.  
rechts: Gesamtextinktion nach 5000 s in Abhängigkeit von der Temperatur.  
Relative Feuchte und Scherung sind durch Farbe bzw. Linienmuster charakterisiert, siehe Tabelle 4.2.

ist deren Einfluß bei kleinen Übersättigungen ( $RH_i \leq 110\%$ ) gering. Bei hohen Feuchten bewirken eine höhere Temperatur und Scherung eine Zunahme der Gesamtextinktion. Insbesondere der geringe Einfluß der Scherung auf diese Größe mag überraschen, da die Gestalt eines Kondensstreifens maßgeblich davon abhängt und für einen Betrachter vom Erdboden stark gescherte Kondensstreifen bedeutender erscheinen als schmale Kondensstreifen.

Die Größe „Gesamtextinktion“ kann helfen, die Klimawirksamkeit von Kondensstreifen bei den verschiedenen Umgebungsbedingungen qualitativ zu untersuchen. Die Werte bei  $RH_i^* = 130\%$  sind 5 – 20 mal höher als bei  $RH_i^* = 105\%$ . Jedoch kann daraus nicht gefolgert werden, daß sich der Strahlungsantrieb von den Kondensstreifen bei unterschiedlichen Feuchten um den gleichen Faktor unterscheidet. Somit ist es nicht möglich, den Beitrag von unsichtbaren Kondensstreifen, die bei den häufiger auftretenden, geringen Übersättigungen entstehen, am Strahlungsantrieb aller Kondensstreifen zu quantifizieren.

Anhand des Umkehrpunkts in der Gesamtextinktion kann man eine charakteristische Zeitskala eines Kondensstreifens definieren, die ungefähr 3 – 4 Stunden beträgt. Danach nimmt die Gesamtextinktion monoton ab und der Kondensstreifen löst sich auf. Die Temperatur hat den größten Einfluß auf die Auflösung des Kondensstreifens, da die mittleren Effektivradien am sensitivsten von diesem Parameter abhängen und somit die Sedimentationseigenschaften verändern (siehe Abbildung A.8 im Anhang). Die Lebenszeit eines Kondensstreifens ist durch Sedimentationseffekte begrenzt, sofern nicht durch Abkühlung der Schicht Feuchtenachschub stattfindet.

## 4.3 Sensitivitätsuntersuchungen

In diesem Abschnitt wird die Sensitivität sowohl bezüglich meteorologischer Parameter wie Turbulenzstärke und Stabilität als auch die Abhängigkeit von der Dicke der übersättigten Schicht untersucht. Ebenso wird der Einfluß verschiedener Strahlungsszenarios und des Sublimationsparameters  $\alpha$ , der den Kristallverlust durch turbulentes Verdampfen steuert, diskutiert.

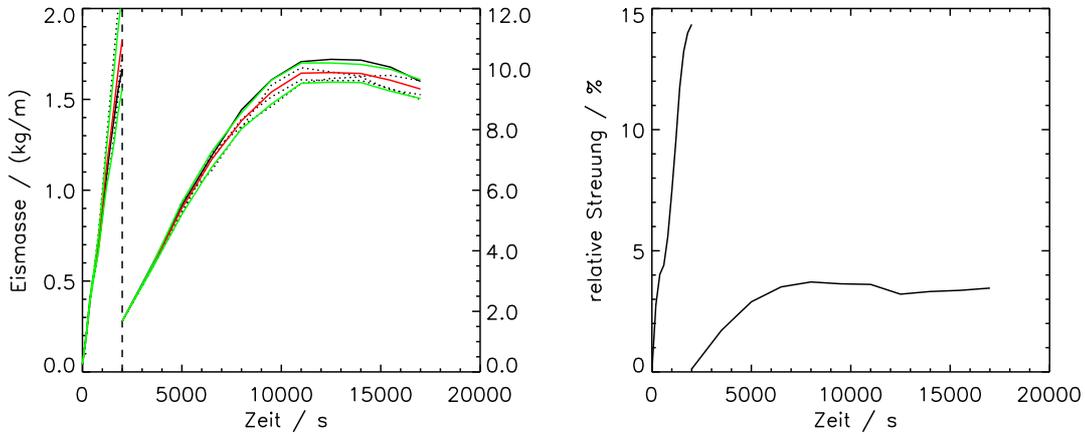
### 4.3.1 Einfluß der Turbulenz

#### Änderung der turbulenten Geschwindigkeitsfelder

Die Felder mit den turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen werden in Vorab-Simulationen erstellt und weisen typischerweise kohärente Strukturen von Auf- und Abwinden auf. Da sowohl die Vorab-Simulation als auch die Dispersionsphasensimulation periodische Randbedingungen in horizontaler Richtung benutzen, ist es möglich, die erstellten Geschwindigkeitsfelder um eine bestimmte horizontale Distanz gegenüber der Standardvorgabe zu verschieben. Dadurch ändert sich die Auf- und Abwindsituation lokal in der Umgebung der Kondensstreifen. Voneinander abweichende Ergebnisse der einzelnen Läufe sind allein der chaotischen Natur der Turbulenzfelder geschuldet und sind keine Modellungenauigkeit. Die verschiedenen Modellläufe werden durch die gleichen Parameterwerte beschrieben. Beim Start der Teil2-Simulation werden wiederum vorab erstellte Turbulenzfelder benutzt, im Einbettungsgebiet sind sie mit den Geschwindigkeitsfluktuationen des Vorgängerlaufs überlagert. Der Start der Teil2-Simulationen erfolgt wieder mit identischen mikro-physikalischen Feldern, um allein den Einfluß der modifizierten Turbulenzfelder untersuchen zu können. Es zeigt sich, daß die einzelnen Größen (wie  $\mathcal{N}$ ,  $\mathcal{I}$ ,  $\tau_{prä}$ , usw.) bei den verschiedenen Turbulenzrealisierungen um ungefähr 10% variieren können. Exemplarisch wird dies in Abbildung 4.17 anhand der zeitlichen Entwicklung der Eismasse verdeutlicht. Im linken Schaubild gibt die rote Kurve den Mittelwert  $\overline{\mathcal{I}}$  über alle Realisierungen an, die grünen Kurven umschließen den  $1\sigma$ -Bereich. Die schwarzen Kurven zeigen die Werte der einzelnen Realisierungen. Im rechten Schaubild wird die relative Standardabweichung  $\sigma_{\mathcal{I}}/\overline{\mathcal{I}}$  gezeigt. Während der Teil1-Simulation hat das gewählte Turbulenzfeld einen nicht zu vernachlässigenden Effekt auf die Eismasse. Die Entwicklung zu Beginn ist stark davon geprägt, ob der primäre Nachlauf mehrheitlich in einem Auf- oder Abwindbereich liegt. In der Teil2-Simulation ist dieser Einfluß geringer, da die Querschnittsfläche des Kondensstreifens viel größer ist und sich die entgegengesetzten Effekte von Aufwinden und Abwinden ausgleichen können.

#### Änderung der Turbulenzstärke

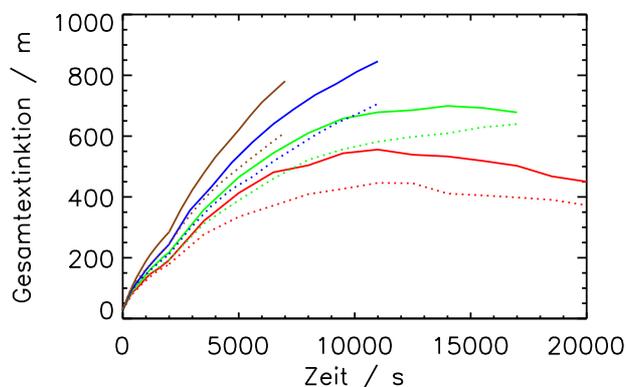
In diesem Abschnitt wird der Einfluß der Turbulenzstärke auf die Kondensstreifenentwicklung untersucht. Bei den Wirbelphasensimulationen wird die Eddy-Dissipa-



**Abbildung 4.17:** links: zeitliche Entwicklung der Eismasse  $\mathcal{I}$  für verschiedene Realisierungen der Turbulenzfelder. Die rote Kurve gibt den Mittelwert  $\bar{\mathcal{I}}$  aller Läufe an. Die grünen Kurven umschließen den Bereich  $\bar{\mathcal{I}} \pm \sigma_{\mathcal{I}}$ .  $\sigma_{\mathcal{I}}$  ist die empirische Standardabweichung. Die schwarze durchgezogene Linie zeigt den Lauf mit dem Standardturbulenzfeld. Die gestrichelten Linien sind Läufe mit verschobenen Fluktuationen. Links und rechts von der vertikalen Linie bei  $t = 2000 \text{ s}$  gelten unterschiedliche y-Achsenbeschriftungen.

rechts: zeitliche Entwicklung der relativen Streuung  $\sigma_{\mathcal{I}}/\bar{\mathcal{I}}$ . Die Temperatur ist  $222 \text{ K}$ , die relative Feuchte  $120\%$  und die Scherung  $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Bei  $t = 2000 \text{ s}$  starten die Teil2-Simulationen mit identischen mikrophysikalischen Feldern, einzig die Windfelder unterscheiden sich.

tionsrate  $\epsilon$  so variiert, daß man den Bereich von extremer bis vernachlässigbarer atmosphärischer Hintergrundturbulenz abdeckt. Große Turbulenz wird meist durch ein Ereignis (Wellenbrechen, etc.) verursacht und klingt schnell ab. In der Dispersionsphase, bei der über viel längere Zeiträume gerechnet wird, werden nur Fälle mit leichter ( $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) oder vernachlässigbarer ( $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) Turbulenz untersucht, die auch über solch lange Zeiträume quasikonstant sind. Um den Einfluß der Turbulenzstärke während der Dispersionsphase besser abschätzen zu können, werden die  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$ -Läufe mit den mikrophysikalischen Feldern der  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ -Läufe initialisiert. Läufe mit unterschiedlicher Turbulenzstärke und ansonsten identischen Parametereinstellungen unterscheiden sich dann zu Beginn nur durch unterschiedlich starke Geschwindigkeitsfluktuationen, nicht aber durch eine unterschiedliche Eismasse und Eiskristallanzahl. Der bei leichterer Turbulenz erhöhte Kristallverlust während der Wirbelphase wird also vernachlässigt. Es zeigt sich, daß bei kleinerem  $\epsilon$  der Flächenzuwachs schwächer ist, da die horizontale Diffusion kleiner ist. Die Höhenzunahme ist nicht beeinträchtigt, da dies hauptsächlich durch Sedimentation und nicht durch vertikale Diffusion erreicht wird. Die Querschnittsfläche und Eismasse ist bei kleinerem  $\epsilon$  um  $20 - 30\%$



**Abbildung 4.18:** zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion für  $T = 212 \text{ K}$  und  $RH_i^* = 130\%$ . Die Scherung ist durch die verschiedenen Farben gegeben,  $s = 0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (rot),  $s = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (grün),  $s = 0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (blau),  $s = 0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (braun). Die durchgezogenen Linien zeigen Läufe mit  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , die gepunkteten Linien mit  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$

kleiner. Es verdampfen weniger Eiskristalle, da die „turbulenten“ Untersättigungen kleiner sind. Exemplarisch ist die zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion für  $T = 212 \text{ K}$  und  $RH_i^* = 130\%$  gezeigt, die bei leichterer Turbulenz kleiner ist. Die gezeigten Unterschiede zwischen den  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$  und  $\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ -Läufen sind signifikant und werden durch Simulationen mit anderen Realisierungen der Turbulenzfelder bestätigt.

### 4.3.2 Einfluß der Schichtung

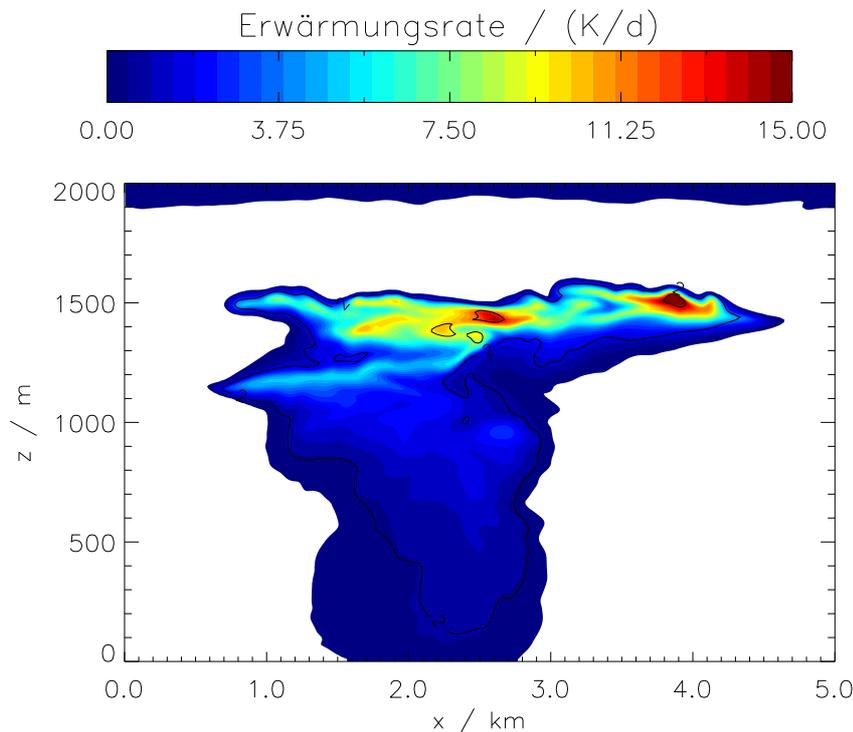
Der Einfluß der Schichtung wurde anhand von Läufen mit  $T = 217 \text{ K}$  und  $RH_i^* = 120\%$  untersucht. Die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_{BV}$  nimmt die Werte  $0.7 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $1.0 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Standardfall) oder  $1.3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  an. Je stabiler die Schichtung ist, um so mehr Eiskristalle überleben die Wirbelphase, bei den angegebenen Umgebungsbedingungen sind es zwischen 40% und 50%. Generell zeigt sich, daß die weitere Kondensstreifenentwicklung nahezu unbeeinflusst ist von der Schichtung. Die geringen Unterschiede in der Eiskristallanzahl bleiben während der Dispersionsphase erhalten. Die Querschnittsfläche nimmt bei stabiler Schichtung geringfügig langsamer zu, da die Geschwindigkeitsfluktuationen schwächer sind. Bei der Berechnung der Gesamtextinktion heben sich die beiden Effekte auf und es ist kein Einfluß der Schichtung zu erkennen. Die Schichtungsabhängigkeit könnte bedeutender sein, wenn Strahlungseffekte auf den Kondensstreifen berücksichtigt werden, da die Kondensstreifen bei gleicher Erwärmung der Umgebungsluft verschieden schnell aufsteigen. Dies zeigen Modellstudien (Liu et al., 2003b), bei denen der Strahlungseffekt auf Zirren in stabil geschichteten Atmosphären kleiner war als in konvektiv instabilen

Situationen.

### 4.3.3 Einfluß verschiedener Strahlungsszenarien

In diesem Abschnitt soll der Einfluß verschiedener Strahlungsszenarien untersucht werden. Dazu wurde das in Abschnitt 2.5 vorgestellte Strahlungsmodul im Modell aktiviert. Der Einfluß der Strahlung wird zu verschiedenen Jahres- und Tageszeiten und unterschiedlichen Bewölkungsszenarien getestet. Für die verschiedenen Jahreszeiten (Sommer und Winter in den mittleren Breiten) liegen charakteristische atmosphärische Hintergrundprofile (Anderson et al., 1986) vor. Diese stellen ein Mittel über den Tagesgang dar und werden für beide Tageszeiten (Tag und Nacht) verwendet. Während des Tages gebe ich einen zeitlich konstanten Sonnenzenithwinkel von  $45^\circ$  vor. Nachts wird die solare Einstrahlung auf 0 gesetzt. Optional wurde nachts zusätzlich noch die Bodentemperatur verringert, um die nächtliche Abkühlung in der Grenzschicht zu berücksichtigen. Dies hatte einen geringen Einfluß auf die im EULAG-Gebiet ankommende terrestrische Strahlung und wird im Folgenden nicht mehr weiter diskutiert. Der Einfluß von Bewölkung unterhalb des Kondensstreifens wird untersucht, indem im Bereich von 4 – 6 km eine Wasserwolke mit einheitlichem Flüssigwassergehalt von  $1 \text{ g/m}^3$  vorgegeben wird. Ist im Folgenden von Bewölkung die Rede, ist die Präsenz dieser Wasserwolke gemeint und nicht etwa die durch den Kondensstreifen erzeugte Zirrusbewölkung. Im Folgenden wird untersucht, ob und wie die Kondensstreifenentwicklung von diesen drei Faktoren (Tageszeit, Jahreszeit, Bewölkung) abhängt.

Zuerst einmal stellt man nach der Aktivierung des Strahlungsmoduls eine Abkühlung im gesamten EULAG-Gebiet außerhalb des Kondensstreifens fest, weil die Wasserdampfkonzentrationen im Vergleich zum Standardprofil aufgrund der eisübersättigten Schicht erhöht sind. Das Ausmaß dieser Hintergrundkühlung hängt vom Strahlungsszenario ab und beträgt maximal 2 K pro Tag. Dies führt zu einem ungewollten Feuchtenachschub im Simulationsgebiet, da der Effekt durch die übersättigte Schicht zustandekommt und nicht eine spezifische Eigenschaft des Kondensstreifens darstellt. Wie groß der Effekt dieser Hintergrundkühlung auf den Kondensstreifen ist, wird anhand des Strahlungsreferenzlaufs abgeschätzt. Als Strahlungsszenario wird dazu eine Winternacht mit Bewölkung vorgegeben, bei dieser Vorgabe ist die Hintergrundkühlung mit am stärksten. Im Strahlungsreferenzlauf ist der Kondensstreifen zwar im EULAG und im Mikrophysikmodul vorhanden, jedoch werden bei der Übergabe an das Strahlungsmodul die Eiswassergehalte künstlich auf 0 gesetzt und so verhindert man die Entwicklung von strahlungsbedingter Dynamik im Kondensstreifen. Dadurch wird das ganze Gebiet (auch im Kondensstreifen!) mit ca.  $1.5 \text{ K/d}$  (siehe gestrichelte, schwarze Kurve in Abbildung 4.20) gekühlt. Es zeigt sich, daß die Entwicklung des Kondensstreifens im Strahlungsreferenzlauf (gestrichelte schwarze Linie) und im Lauf mit inaktiviertem Strahlungsmodul (durchgezogene schwarze Linie) sehr ähnlich ist (siehe Abbildung 4.22). Das langsame Abkühlen des ganzen Gebiets ist daher unerheblich und die unterschiedlichen



**Abbildung 4.19:** räumliche Verteilung der Erwärmungsrate für  $t = 6500$  s an einem unbewölktem Sommertag. Im weißen Bereich können auch negative Werte auftreten. Zur Orientierung sind die Konturlinien des Eiswassergehalts mit  $2 \text{ mg/m}^3$  und  $6 \text{ mg/m}^3$  eingezeichnet.

Erwärmungsraten der verschiedenen Strahlungsszenarien im eisteilchenfreien Gebiet sind vernachlässigbar. Entscheidend für die Entwicklung des Kondensstreifens ist nur seine Erwärmung/Abkühlung relativ zum Hintergrund, da dies eine Vertikalbewegung des Kondensstreifens auslöst und die adiabatische Temperaturänderung das relative Feuchtefeld lokal viel stärker ändert. Ist im Folgenden von der Erwärmung oder Kühlung des Kondensstreifens die Rede, ist das immer relativ zur Hintergrundkühlung des jeweiligen Szenarios gemeint.

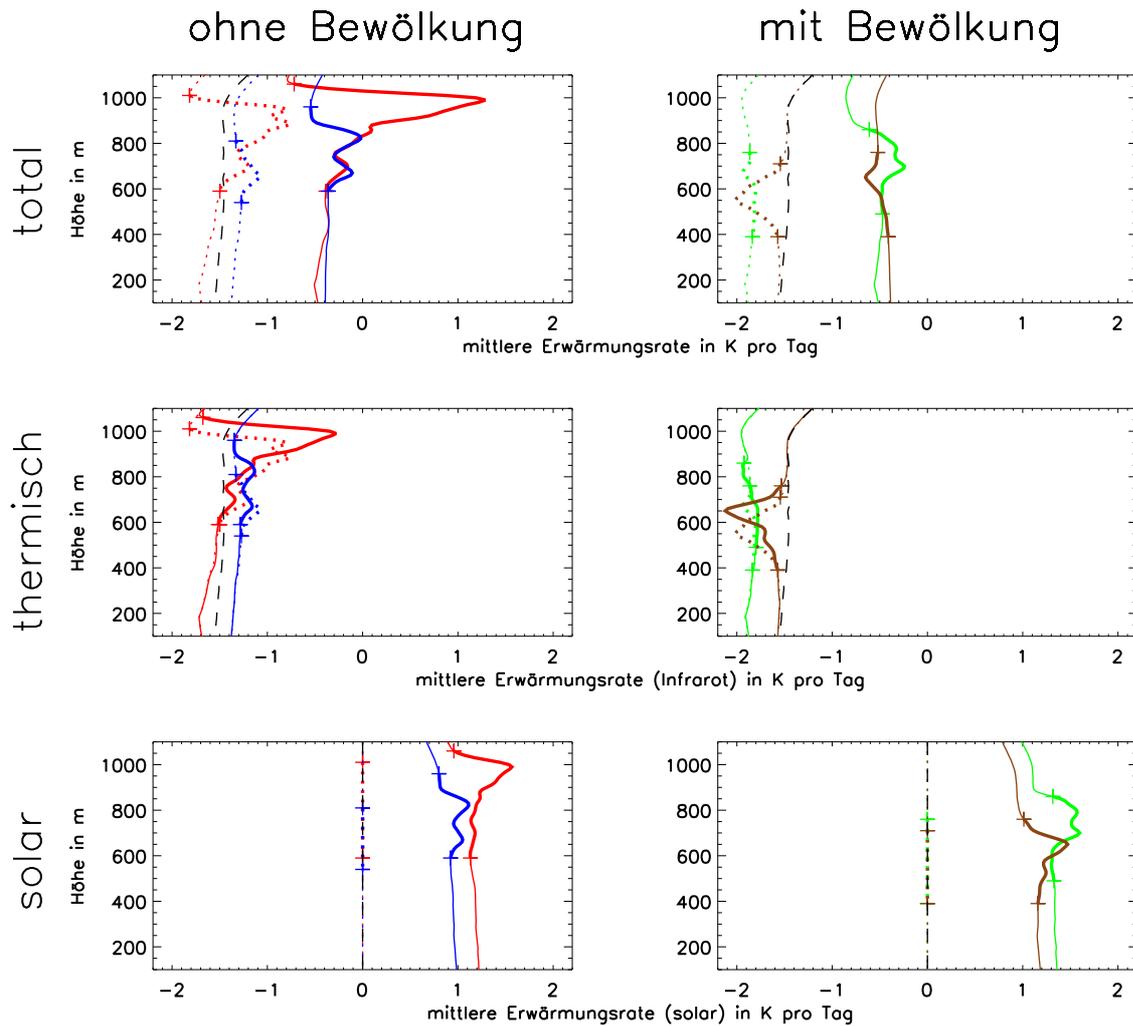
Abbildung 4.19 zeigt die räumliche Verteilung der totalen Erwärmungsrate zum Zeitpunkt  $t = 6500$  s für einen unbewölkten Sommertag an. In Gebieten mit maximalem Eiswassergehalt können Erwärmungsraten von über  $15 \text{ K/d}$  erreicht werden. Die Erwärmung führt zu einem Aufsteigen des Kondensstreifens. Im Vertikalwindfeld ist jedoch keine Signatur des Kondensstreifens zu erkennen, obwohl Größen wie der vertikale Eismassen und -kristallfluß bei diesem Strahlungsszenario eindeutig positiv sind. In der obersten Reihe in Abbildung 4.20 sind Vertikalprofile von horizontal gemittelten Erwärmungsraten innerhalb des EULAG-Gebiets für verschiedene Strahlungsszenarien gezeigt. In den linken Schaubildern sind alle Fälle ohne Bewölkung abgebildet, in den rechten Schaubildern die Fälle mit Bewölkung. Die Farbe der Kurven legt die Jahreszeit und die Bewölkung fest und die Tageszeit wird durch das

Linienmuster festgelegt (Tag (durchgezogen) und Nacht (gepunktet)). Die mittleren Erwärmungsraten sind zum Zeitpunkt  $t = 6500$  s angegeben und bis dahin haben sich die Kondensstreifen bei den verschiedenen Szenarien unterschiedlich entwickelt und sind in unterschiedlichen Höhen zu finden. Der Hauptbereich des Kondensstreifens ist durch dickere Linien gekennzeichnet und durch Pluszeichen begrenzt, noch besser ist das aber in den  $\tau_{hor}$ -Profilen in Abbildung 4.21 zu sehen, die im Anschluß besprochen werden.

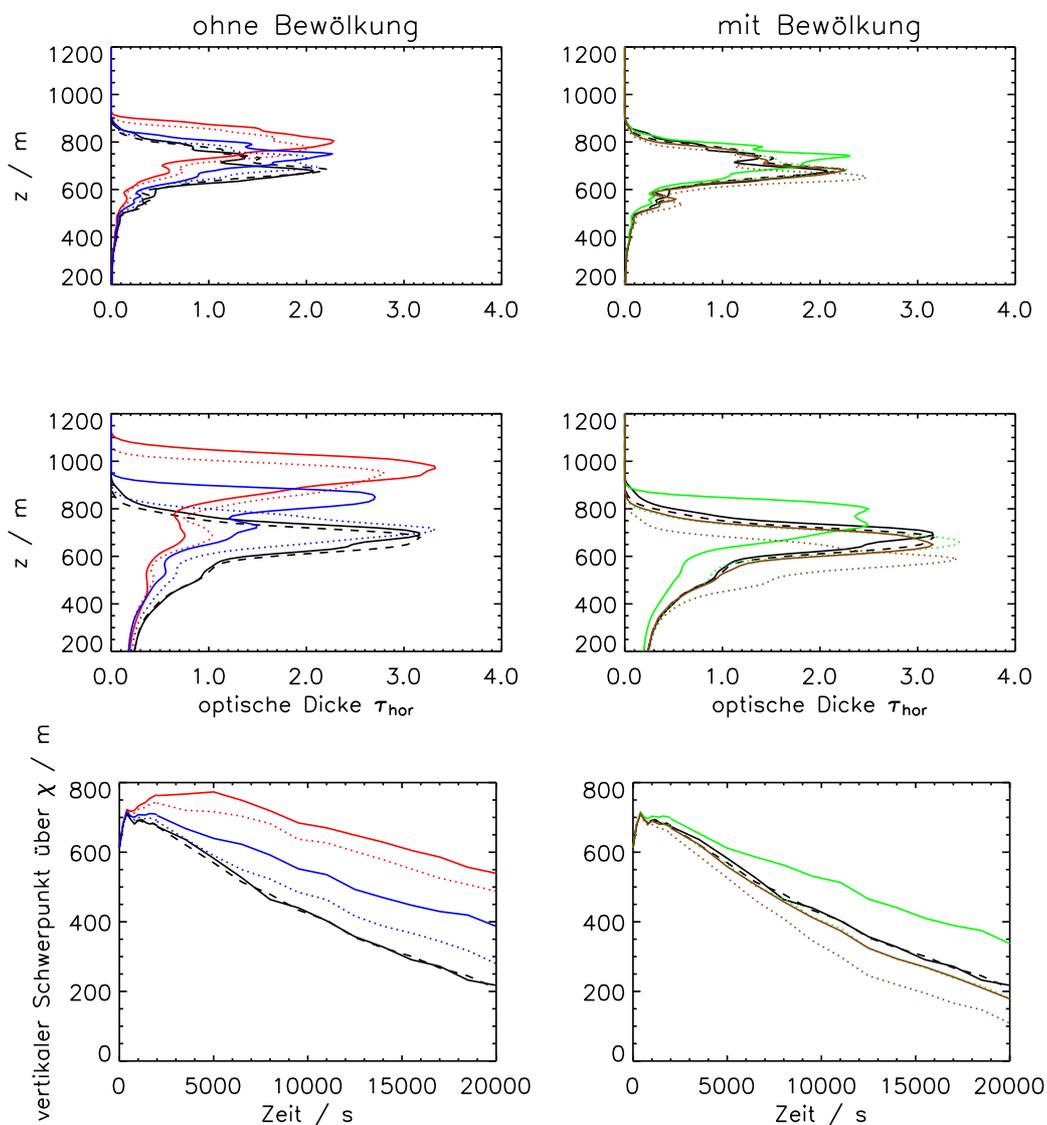
In den Fällen ohne Bewölkung (linke Spalte) werden die Kondensstreifen immer erwärmt. Größtmöglichen Strahlungseinfluß hat man im Sommer, insbesondere während des Tages. Im Winter sind die Erwärmungsraten kleiner. Liegt eine Wasserwolke (rechte Spalte) unterhalb des Kondensstreifens, dann ist der Strahlungseinfluß immer kleiner als im wolkenfreien Fall. Die Erwärmungsraten im Kondensstreifen weichen geringer von der jeweiligen Hintergrundkühlung ab und während der Nacht und im Winter führt die Anwesenheit einer Wasserwolke gar zu einer Abkühlung des Kondensstreifens. Nur an Sommertagen verzeichnet man Erwärmung im Kondensstreifen, die aber auch viel kleiner ist als im entsprechenden Fall ohne Wasserwolke. Wenn Bewölkung vorliegt, sind die geringeren Erwärmungsraten im Kondensstreifen damit zu erklären, daß die Wasserwolke kälter ist als der Erdboden und dementsprechend weniger Energie im Infrarotbereich in der oberen Troposphäre ankommt. Die Kondensstreifen werden dadurch im thermischen Bereich nicht erwärmt (siehe mittlere Reihe in Abb. 4.20). Im Winter ist die Temperatur der Wasserwolke ungefähr um 20 K geringer als im Sommer und dies führt dann zu einer deutlichen Abkühlung des Kondensstreifens. Während des Tages hat die Strahlung einen günstigeren Einfluß auf die Kondensstreifenentwicklung als während der Nacht, da solare Strahlung immer nur absorbiert, nicht aber emittiert wird (unterste Reihe in Abb. 4.20). Schon in frühen Zirrenmodellstudien (Starr und Cox, 1985; Liu et al., 2003a,b) wurde gezeigt, daß sich Eiswolken aufgrund des Strahlungseinflusses bei Tag und Nacht unterschiedlich entwickeln. Zum Abschluß sei noch darauf hingewiesen, daß die Vertikalprofile Erwärmungsraten zeigen, die über den ganzen Simulationsbereich gemittelt werden und die Werte von der für alle hier gezeigten Simulationen konstanten Gebietsbreite abhängen. Im Gegensatz zu numerischen Studien von Zirren (Sölch, 2008; Liu et al., 2003a,b; Starr und Cox, 1985) erstreckt sich der Kondensstreifen nicht über die ganze Gebietsbreite und die gemittelten Werte sind daher nicht für die typischen Erwärmungsraten innerhalb der Eiswolke repräsentativ, die durchaus bis zu 20 K/d betragen können. Die hier gezeigten Vertikalprofile sind jedoch untereinander vergleichbar und zeigen somit die Größe des Strahlungseffekts für die verschiedenen Umgebungsbedingungen.

Der Einfluß der unterschiedlichen Strahlungsszenarien wird in den Vertikalprofilen der optischen Dicken  $\tau_{hor}$  (Abbildung 4.21) deutlich, die zu den Zeitpunkten  $t = 2000$  s (oberste Reihe) und  $t = 6500$  s (mittlere Reihe) gezeigt werden.

In allen unbewölkten Szenarien steigt der Kondensstreifen auf, zum Zeitpunkt  $t = 2000$  s um bis zu 100 m und nach 6500 s um bis zu 300 m. Die Differenz der Schwerpunkte (bezogen auf die Extinktion des Kondensstreifens) von Läufen mit Strah-



**Abbildung 4.20:** mittlere Erwärmungsraten in K pro Tag zum Zeitpunkt  $t = 6500$  s bei  $T = 217$  K,  $RH_i^* = 130\%$  und  $s = 0$  s $^{-1}$  für Fälle ohne Bewölkung (linke Spalte) und mit Bewölkung (rechte Spalte). Gemittelt wird über die gesamte Breite des Simulationsgebiets. Die oberste Reihe zeigt die Gesamterwärmungsrate. Die mittlere und untere Reihe zeigen die Erwärmungsrate im thermischen bzw. solaren Spektralbereich. Die Farbe legt die Bewölkung und die Jahreszeit fest: Sommer ohne Wolke (rot), Winter ohne Wolke (dunkelblau), Sommer mit Wolke (grün) und Winter mit Wolke (braun). Das Linienmuster unterscheidet zwischen Tag (durchgezogen) und Nacht (gestrichelt). Die schwarze Kurve zeigt den Strahlungsreferenzlauf (bewölkte Winternacht ohne Kondensstreifen). Die Flughöhe ist auf  $z = 800$  m. Der Höhenbereich, in dem sich der Hauptbereich des Kondensstreifens befindet, wird durch dickere Linien markiert und durch Pluszeichen begrenzt. Je nach Strahlungsszenario schließt unterhalb davon ein unterschiedlich starker Fallstreifen an.



**Abbildung 4.21:** Vertikalprofile der optischen Dicke  $\tau_{hor}$  zu den Zeitpunkten  $t = 2000$  s (oberste Reihe) und  $t = 6500$  s (mittlere Reihe). Zeitliche Entwicklung des Schwerpunktes über die Extinktion (untere Reihe). Links: Fälle ohne Bewölkung, rechts: Fälle mit Bewölkung. Die Farben, Linienmuster, Spalteneinteilung und meteorologischen Bedingungen sind wie in Abbildung 4.20. Die schwarze, durchgezogene Linie zeigt zusätzlich noch die entsprechende Standardsimulation ohne aktiviertes Strahlungsmodul.

lung und der Standardsimulation nimmt mit der Zeit zu. Das bedeutet, daß die Kondensstreifen während des gesamten Simulationszeitraums aufsteigen und der Strahlungseinfluß in jedem Lebensalter der Kondensstreifen präsent ist. Mit dem Aufsteigen der Schicht nimmt auch die vertikale Erstreckung des Hauptbereichs des

Kondensstreifens zu, da ein Teil der Partikel auf der Ausgangshöhe verharrt. Die optische Dicke  $\tau_{hor}$  weist bei  $z = 700$  m ein zusätzliches lokales Extremum auf.

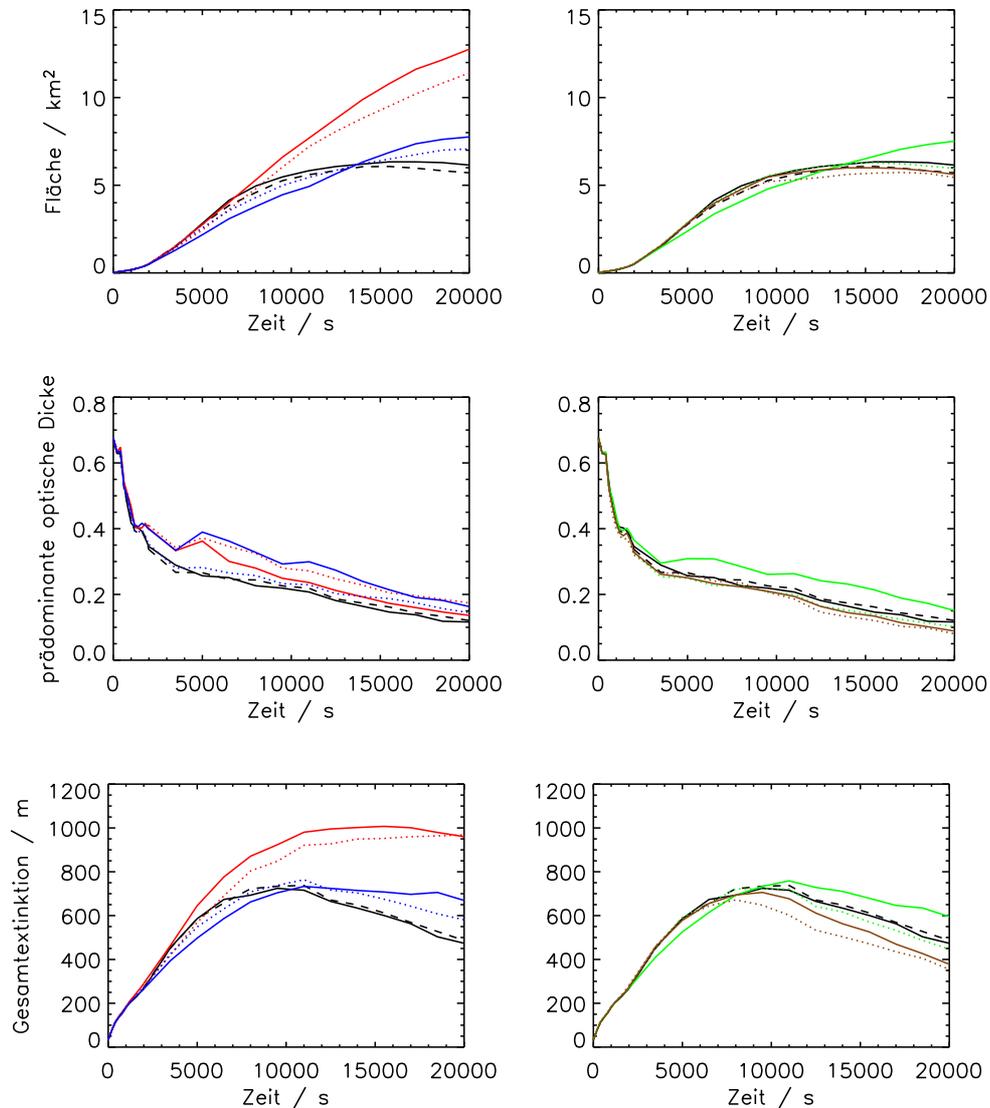
In den bewölkten Szenarien ist nach 2000 s noch kein Strahlungseinfluß zu erkennen. Die Kondensstreifen befinden sich alle in etwa im gleichen Höhenbereich wie der Kondensstreifen der Standardsimulation (ohne aktivierte Strahlungsroutine, schwarz). Auch zum späteren Zeitpunkt hat sich die Kondensstreifenschicht vertikal um maximal 100 m verschoben. Gemäß den vorhin gezeigten Erwärmungsraten sinkt die Schicht ab, wenn Nacht oder Winter ist und steigt auf, wenn ein Sommertag vorliegt. Der vertikale Schwerpunkt des Kondensstreifens (bezogen auf dessen Extinktion) ähnelt in allen Fällen dem des Standardlaufs. In Situationen mit Bewölkung ist die lokale Dynamik sehr viel weniger ausgeprägt als in einer wolkenlosen Atmosphäre.

Die Auswirkungen der lokalen Konvektion auf die geometrischen und optischen Eigenschaften werden in Abbildung 4.22 veranschaulicht. Darin wird exemplarisch die Querschnittsfläche, die prädominante optische Dicke und die Gesamtextinktion gezeigt.

Bei Fällen ohne Bewölkung (linke Spalte) sind signifikante Änderungen zum Standardfall zu verzeichnen. Während im Standardfall nach 10000 s die Fläche stagniert, wächst in den Fällen mit Strahlung die Fläche immer weiter an. Das charakteristische Abnehmen der Gesamtextinktion aufgrund der Austrocknung der Schicht setzt ein bis zwei Stunden später ein als in den Standardsimulationen. Der Strahlungseinfluß kann daher die Lebenszeit eines Kondensstreifens ausdehnen. Ebenso ist die optische Dicke generell um bis zu 30% höher, da die Eismasse (nicht abgebildet) größer ist.

In den bewölkten Fällen hat die Strahlung keinen signifikanten Einfluß auf die drei gezeigten Größen. Im Falle eines Absinkens (braune und/oder gestrichelte Kurve) ist die Querschnittsfläche des Kondensstreifens um einige Prozentpunkte kleiner als im Standardlauf. Ebenso ist die optische Dicke und die Gesamtextinktion kleiner, da während des Absinkens Sublimation auftritt, um die Sättigung in der Luft beizubehalten und so die Gesamteismasse abnimmt. Bei einem bewölkten Sommertag (grüne, durchgezogene Linie) wirkt die Strahlung gegen Ende des Zeitraums positiv. Anfänglich ist die Fläche und Gesamtextinktion kleiner als im Standardfall. Möglicherweise wird der Kondensstreifen ähnlich wie in den blauen Kurven in der linken Spalte durch die hervorgerufene lokale Dynamik kompakter, da er im unteren Bereich stärker erwärmt wird als im oberen Bereich. Dieses Phänomen ist aber nicht signifikant, da durch unterschiedliche Realisierungen der Turbulenzfelder ähnliche Unterschiede auftreten können.

Die Umgebungsbedingungen bei dieser Sensitivitätsstudie sind  $T = 217$  K,  $RH_i^* = 130\%$  und  $s = 0$  s<sup>-1</sup>. Die Eiskristallkonzentration und der Eiswassergehalt sind in diesem Fall hoch, da die hohe Eismasse (feucht und warm) wenig verdünnt (scherungsfreier Fall) wird und führt somit zu hohen Erwärmungsraten im Kondensstreifen. Testsimulationen mit  $RH_i^* = 110\%$  zeigten viel kleinere Unterschiede zum Lauf ohne Strahlung. Ist der Kondensstreifen wärmer, strahlt der Kondensstreifen mehr



**Abbildung 4.22:** zeitliche Entwicklung der Querschnittsfläche, der prädominanten optischen Dicke und der Gesamtextinktion.  
Die Farben, Linienmuster, Spalteneinteilung und meteorologischen Bedingungen sind wie in Abbildung 4.21.

Energie ab, da die Temperaturdifferenz zum Erdboden oder zu einer eventuell vorhandenen Wasserwolke geringer ist. Die reduzierte Temperaturdifferenz ist jedoch ein Effekt zweiter Ordnung, da bei höheren Temperaturen die Eismasse größer ist und so mehr solare und auch thermische Strahlung absorbiert wird. Der hier quantifizierte Strahlungseinfluß sollte aufgrund der gewählten Umgebungsbedingungen als obere Abschätzung betrachtet werden.

Zusammenfassend kann man festhalten, daß die Strahlung einen signifikanten posi-

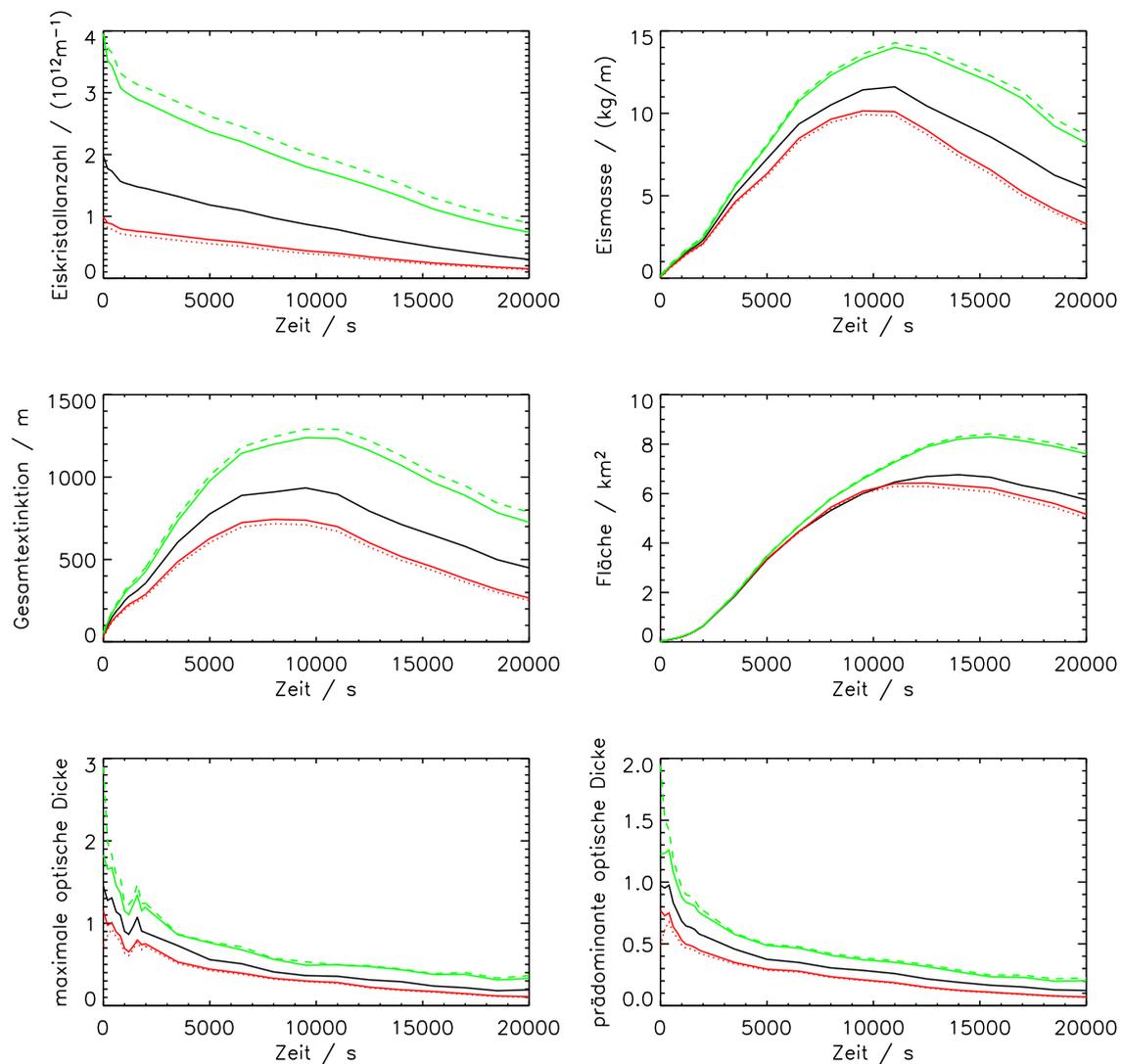
tiven Einfluß hat, wenn die Umgebungsbedingungen (wie Feuchte und Temperatur) für den Kondensstreifen günstig sind. Berücksichtigt man den Strahlungseinfluß auf die Kondensstreifen, so ist deren Entwicklung von Bewölkung, Jahreszeit und Tageszeit in absteigender Priorität abhängig. Die Kondensstreifenentwicklung wird durch Wolkenfreiheit, Sommer- und Tagesbedingungen begünstigt.

#### 4.3.4 Variation der anfänglichen Eiskristallanzahl und -masse

In diesem Kapitel wird der Einfluß der anfänglichen Eiskristallanzahl und -masse untersucht. Die Standardsimulation mit  $T = 222\text{ K}$ ,  $RH_i^* = 130\%$  und  $s = 0\text{ s}^{-1}$  wird mit Simulationen verglichen, bei denen zu Beginn der Dispersionsphase die Anzahlkonzentration  $N$  der Eiskristalle verdoppelt oder halbiert wurde. Die Kristallgesamtanzahl  $\mathcal{N}$  ist dann entsprechend doppelt oder halb so groß wie im Standardfall. Da die Eismasse unverändert bleibt, ändert sich der mittlere Durchmesser. In einem weiteren Test wurde die Eismasse entsprechend der Eiskristallanzahl zusätzlich verdoppelt oder halbiert. Der mittlere Durchmesser ist dann wie in der Standardsimulation. Es zeigt sich (siehe Abbildung 4.23), daß die anfängliche Veränderung der Eismasse (gestrichelte/gepunktete Kurve) wenig Einfluß auf die spätere Entwicklung hat. Die Eismasse nimmt im Laufe der Zeit stark zu und die anfänglichen Unterschiede in der Eismasse werden schnell ausgeglichen. Die anfänglichen Unterschiede in  $\mathcal{N}$  bleiben im Gegensatz zu  $\mathcal{I}$  über die gesamte Simulationsdauer erhalten. Ist die Teilchenanzahl höher, dann ist die Querschnittsfläche größer, da höhere Kristallkonzentrationen in den Randgebieten des Kondensstreifens den überschüssigen Wasserdampf schneller abbauen. Der Eiswassergehalt ist höher und die Teilchen werden detektierbar ( $\chi \geq \chi_0$ ). Die Ausbreitung des Kondensstreifens setzt sich schneller fort. Die Eismasse des gesamten Kondensstreifens ist höher. Die höhere Teilchenanzahl als auch die größere Masse sorgen für höhere optische Dicken. Die Unterschiede bleiben über die gesamte Simulationsdauer erhalten. Die Gesamt-extinktion kann ebenfalls beträchtliche Unterschiede aufweisen. Die Klimawirkung hängt also möglicherweise stark von der anfänglichen Anzahl an gebildeten Eispartikeln ab. Ferner folgt, daß der unterschiedlich starke Kristallverlust während der Wirbelphase die späteren Eigenschaften des Kondensstreifens beeinflusst.

#### 4.3.5 Einfluß der Dicke der übersättigten Schicht

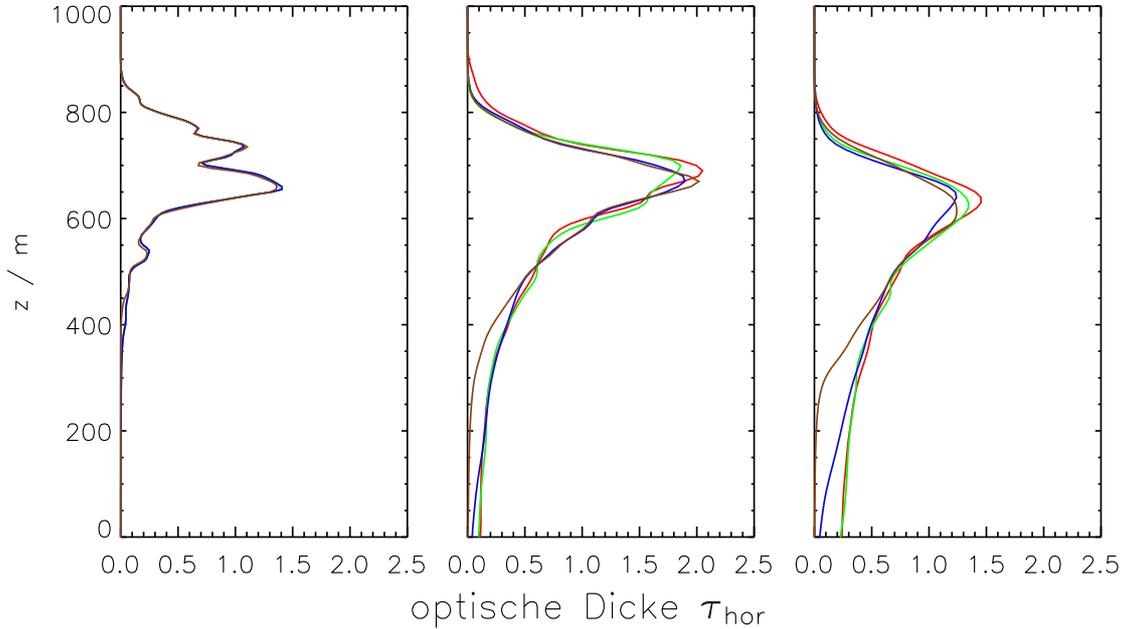
Die Dicke  $L_{RH_i^*}$  der Schicht mit uniformer relativer Feuchte war in der Standardsimulation 1 km. Die Gebiete mit linear abfallender relativer Feuchte weisen ebenfalls bis zu einer bestimmten Höhe noch Übersättigung auf. Bei den hier vorgestellten Simulationen mit  $RH_i^* = 120\%$  ist die übersättigte Schicht ca. 1.3 km dick, wobei ungefähr 1 km davon unterhalb der Flughöhe ist (siehe Abbildung 4.2 links). In dieser Abbildung sind auch die  $RH_i$ -Profile für die weiteren Simulationen mit  $L_{RH_i^*} = 800\text{ m}$ ,  $600\text{ m}$  und  $400\text{ m}$  gezeigt. Die Dicke der übersättigten Schicht unterhalb der Flughöhe ähnelt dem Wert von  $L_{RH_i^*}$ , da die Flugzeugposition in etwa so



**Abbildung 4.23:** zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl (links oben), Eismasse (rechts oben), Gesamtextinktion (links Mitte), Querschnittsfläche (rechts Mitte), maximalen optischen Dicke (links unten) und prädominanten optischen Dicke (rechts unten).

Schwarze Kurve: Standardsimulation mit 222 K,  $RH_i^* = 130\%$  und  $s = 0 \text{s}^{-1}$ . Grüne/rote Kurve: anfänglich verdoppelte/halbierte Eiskristallanzahl. Bei der gestrichelten Kurve wurde zusätzlich die Eismasse verdoppelt, bei der gepunkteten halbiert.

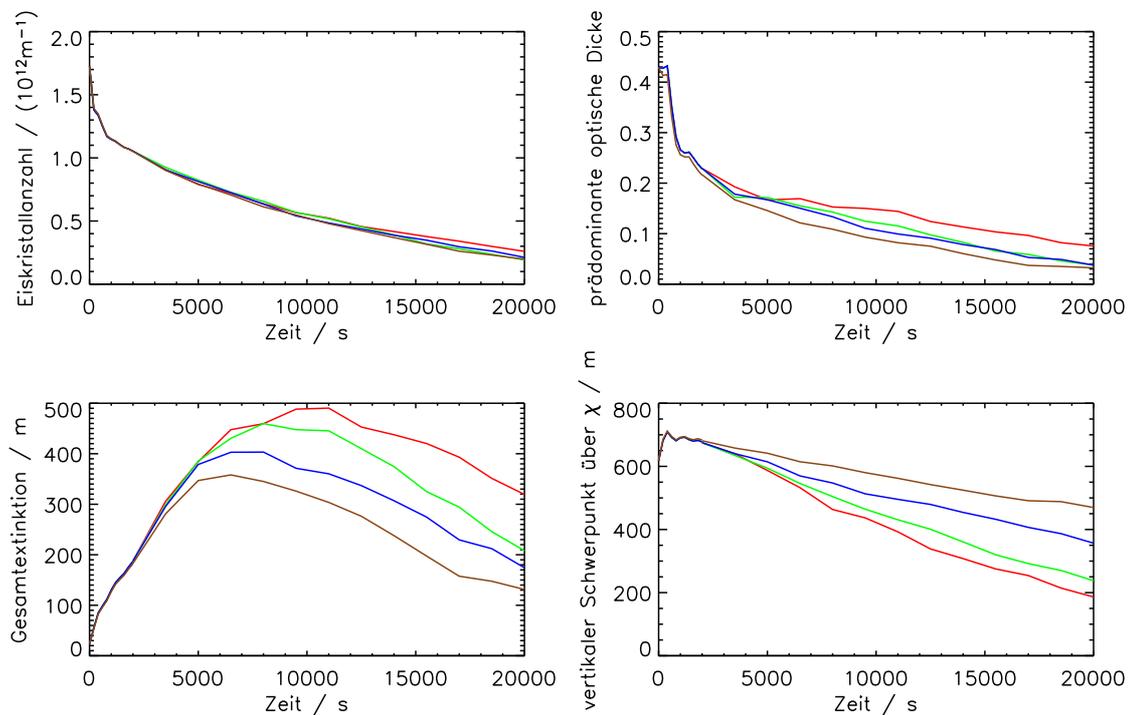
weit unterhalb der oberen Grenze liegt wie die linear abfallende Schicht übersättigt ist. In allen Fällen ist der primäre Nachlauf zu Beginn der Dispersionsphase in der übersättigten Schicht zu finden, da das Eis am Ende der Wirbelphase nicht weiter als 300 m abgesunken ist. Die weiteren Umgebungsbedingungen sind  $T = 217 \text{K}$  und



**Abbildung 4.24:** Vertikalprofil der optischen Dicke  $\tau_{hor}$  entlang der horizontalen Sichtachse zu den Zeitpunkten  $t = 2000\text{ s}$ ,  $6500\text{ s}$  und  $11000\text{ s}$  (von links nach rechts) für Schichtdicken  $L_{RH_i^*} = 1\text{ km}$  (rot),  $800\text{ m}$  (grün),  $600\text{ m}$  (dunkelblau) und  $400\text{ m}$  (braun).

Die Umgebungsbedingungen sind  $T = 217\text{ K}$ ,  $RH_i^* = 120\%$  sowie  $s = 0\text{ s}^{-1}$  und die Flughöhe liegt auf  $z = 800\text{ m}$ .

$s = 0\text{ s}^{-1}$ . Die Standardsimulationen zeigten, daß das Höhenwachstum größtenteils durch die Bildung von Fallstreifen und nicht durch diffusives Wachstum in vertikaler Richtung geschieht. Ebenso bleibt der Hauptbereich des Kondensstreifens ungefähr auf seiner ursprünglichen Höhe. Eine dünnere übersättigte Schicht schwächt daher nicht den Hauptbereich des Kondensstreifens, sondern reduziert nur die Höhe des Fallstreifens, da nur dieser in den untersättigten Bereich hineinreicht. Dies wird in den Vertikalprofilen der optischen Dicke  $\tau_{hor}$  deutlich (siehe Abbildung 4.24). Nach  $2000\text{ s}$  haben sich noch keine Fallstreifen ausgebildet und die Profile sind für die unterschiedlichen Schichtdicken identisch. Nach  $t = 6500\text{ s}$  und  $11000\text{ s}$  ist eine Schwächung der Fallstreifen für  $L_{RH_i^*} = 600\text{ m}$  (dunkelblau) und insbesondere  $L_{RH_i^*} = 400\text{ m}$  (braun) zu sehen. Im untersättigten Bereich fällt  $\tau_{hor}$  auf 0 ab und die vertikale Erstreckung der Fallstreifen ist kleiner. Der Hauptbereich des Kondensstreifens ändert sich nicht wesentlich. Die Auswirkungen auf die zeitliche Entwicklung von optischen und mikrophysikalischen Eigenschaften wird in Abbildung 4.25 gezeigt. Da der Hauptbereich die meisten Eiskristalle enthält und nur wenige Teilchen im Fallstreifen sind, verdampfen bei kleineren  $L_{RH_i^*}$  nicht wesentlich mehr Eiskristalle als bei großen  $L_{RH_i^*}$ . Sind die Fallstreifen kleiner, nimmt auch die optische Dicke  $\tau$  (entlang der vertikalen Sichtachse) ab. Da die Fallstreifen mit zunehmender

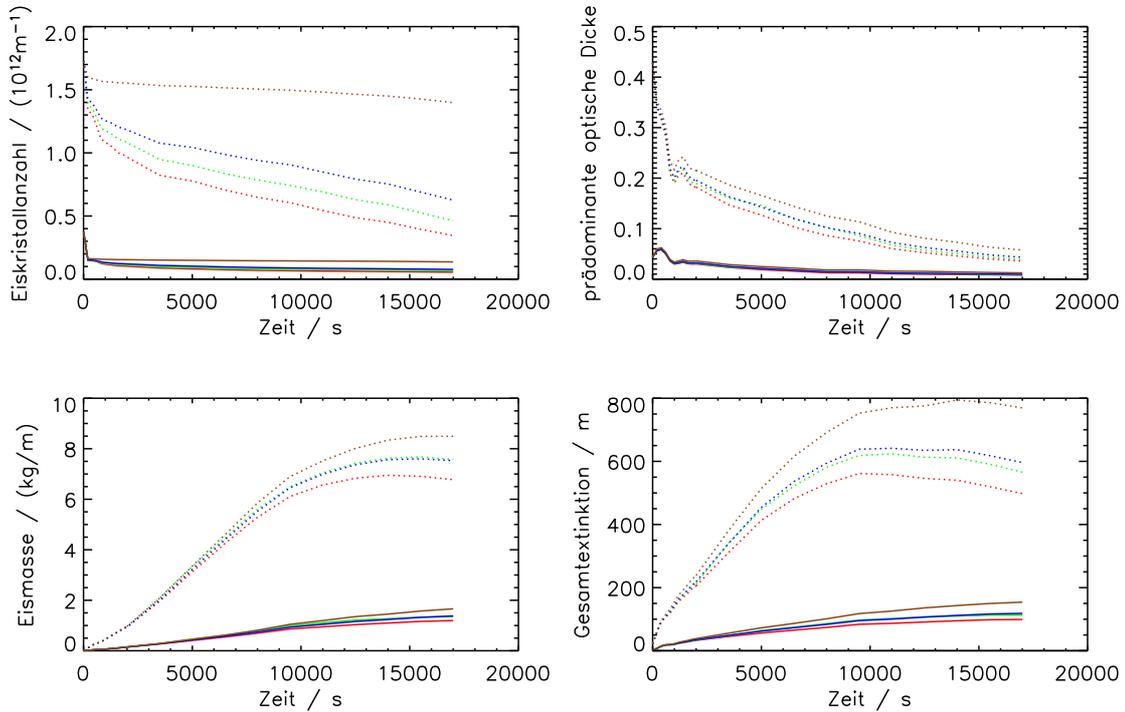


**Abbildung 4.25:** zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl (links oben), prädominanter optischer Dicke (rechts oben), Gesamtextinktion (links unten) und des vertikalen Schwerpunktes über die Extinktion (rechts unten) für verschiedene Schichtdicken. Farbgebung und Umgebungsbedingungen sind wie in Abb. 4.24.

Zeit mächtiger werden, fällt die optische Dicke bei großen übersättigten Schichten langsamer ab, da die Verluste im Hauptbereich durch die Fallstreifen kompensiert werden. Im Standardfall mit  $L_{RH_i}^* = 1 \text{ km}$  tritt eine Abnahme der Gesamtextinktion nach 10000 s auf. Die Sedimentation aus dem Hauptbereich ist für alle  $L_{RH_i}^*$  gleich. Bei geringeren Schichtdicken kann der Eismassenverlust im Hauptbereich schon zu früheren Zeitpunkten nicht mehr durch eine Stärkung der Fallstreifen kompensiert werden. Nimmt man den Umkehrpunkt in der Gesamtextinktion als Charakteristik für die Lebenszeit, so sinkt diese von ungefähr drei Stunden auf weniger als zwei Stunden.

### 4.3.6 Turbulentes Verdampfen - Variation des Sublimationsparameters

Alle bisher gezeigten Simulationen zeigen einen steten Verlust an Eiskristallen. Dieser Verlust kommt nicht durch Sedimentation, sondern durch Sublimation zustande. Turbulente Fluktuationen sorgen für kurzzeitige Untersättigungen innerhalb des Kondensstreifens, wenn dort die Luft im Mittel gesättigt ist. Die Wahl des Parameters  $\alpha$  legt fest, wie hoch der Kristallverlust ist.



**Abbildung 4.26:** zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl (links oben), prädominanter optischer Dicke (rechts oben), Eismasse (links unten) und Gesamtextinktion (rechts unten) für  $\alpha = 1.05$  (rot),  $\alpha = 1.10$  (grün),  $\alpha = 1.15$  (dunkelblau) und  $\alpha = 1.5$  (braun). Die Umgebungsbedingungen sind  $T = 217$  K,  $s = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  und  $RH_i^* = 105\%$  (durchgezogene Linie) bzw.  $RH_i^* = 120\%$  (gepunktete Linie)

Diese Sensitivitätsstudie ist aus zweierlei Gründen wichtig. Es besteht eine generelle Unsicherheit bei der Bestimmung des Parameters  $\alpha$ . Numerische Studien von Harrington et al. (1995) lassen Werte von 1.0 bis 1.5 vernünftig erscheinen. Zweitens liegt die Vermutung nahe, daß bei dem Wert von 1.1, der in den bisherigen Simulationen gewählt wurde, der Kristallverlust in der Dispersionsphase überschätzt wird. Bei der Berechnung des fraktionellen Kristallverlusts  $f_n = f_m^\alpha$  fließt keine Information über die mittlere Größe der Eisteilchen ein. Der Kristallverlust wird also unabhängig vom Effektivradius der Eisteilchen bestimmt, ein bestimmter Verlust von Eismasse  $f_m$  zieht also immer den gleichen Bruchteil  $f_n$  an verlorenen Eiskristallen nach sich. In den Dispersionsphasensimulationen setzt turbulentes Verdampfen erst dann ein, wenn die überschüssige Feuchte in der Atmosphäre abgebaut ist und die Teilchen dementsprechend angewachsen sind. Dann sollten jedoch keine Teilchen durch turbulente Untersättigungen, die nur wenige Prozent betragen und über kleine Zeiträume (Sekunden) andauern, vollständig verdampfen. Für Simulationen in der Dispersionsphase scheint es daher sinnvoller, einen höheren Wert für  $\alpha$  zu verwenden, sofern der modellbedingte Kristallverlust durch turbulente Untersättigungen

unterdrückt werden soll. Sorgen Prozesse wie Subsidenz in der Realität für Kristallverlust und will man dies im Modell realistisch simulieren, so muß  $\alpha$  variabel von der relativen Feuchte oder auch der mittleren Größe der Eisteilchen in der Gitterbox vorgeschrieben werden.

In Abbildung 4.26 ist die zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl, der mittleren optischen Dicke, der Eismasse und der Gesamtextinktion gezeigt. Simulationen mit  $\alpha = 1.05$  und  $\alpha = 1.15$  zeigen die Sensitivität um den Standardwert 1.1. Bei kleinerem  $\alpha$  verdampfen mehr Eiskristalle. Insbesondere während der ersten 1000 s, wenn noch Wirbelreste und flugzeuginduzierte Turbulenz vorhanden ist, entwickelt sich  $\mathcal{N}$  unterschiedlich. Ab  $t = 3000$  s sind die Verlustraten  $-\dot{\mathcal{N}}(t)$  für die drei Parameterwerte ähnlich. Der Kristallverlust durch turbulentes Verdampfen ist durch kleine Änderungen in  $\alpha$  nicht beeinflusst.

Ein weiterer Lauf wurde mit  $\alpha = 1.5$  durchgeführt. Bei dieser Parameterwahl wird der Kristallverlust zu Beginn der Dispersionsphase unterschätzt. Man verliert in den ersten 1000 s nur wenige Eiskristalle, obwohl aufgrund des Wirbelabsinkens noch Eiskristalle verdampfen sollten. Danach ist im Modell weiterhin nur ein geringer Verlust zu verzeichnen, was in dieser Phase jedoch durchaus realistisch ist.

Durch Vorgabe eines variablen Sublimationsparameters kann erreicht werden, daß während der ersten 1000 s Eiskristalle verdampfen, anschließend jedoch der Verlust durch turbulentes Verdampfen gering ist (siehe dazu Referenzlauf 1 in 4.4.2).

Generell hat die unterschiedliche Entwicklung in  $\mathcal{N}$  Auswirkungen auf die weiteren Größen des Kondensstreifens.

Ist  $\mathcal{N}$  größer, so nehmen die optischen Dicken zu, da die Effektivradien kleiner sind. Ebenso nimmt die Eismasse zu, weil die Kondensstreifenfläche durch turbulente Diffusion schneller anwächst. Aufgrund der höheren Anzahldichten wird die Übersättigung in den Randgebieten schneller abgebaut und die Kondensstreifen breiten sich schneller aus. Im Inneren des Kondensstreifens kann die Eismasse nicht zunehmen, da dort immer genug Eiskristalle vorhanden sind, um die Übersättigung innerhalb kurzer Zeit komplett abzubauen. Die höhere Eismasse und die kleineren Effektivradien sorgen für eine höhere Gesamtextinktion.

Auch im Fall  $\alpha = 1.5$  mit annähernd konstantem  $\mathcal{N}$  setzt nach ein paar Stunden die Schwächung des Kondensstreifens ein. Die Abnahme der Gesamtextinktion hat also mit der Austrocknung der Kondensstreifenschicht und einem Eismassenfluß aufgrund von Sedimentation zu tun. Die Abnahme von  $\mathcal{N}$ , wie sie in allen Standardsimulationen beobachtet wurde, ist von untergeordneter Natur für die Schwächung des Kondensstreifens.

Letztendlich ist die  $\mathcal{N}$ -Streuung für verschiedene  $\alpha$  zu einem festen Zeitpunkt kleiner als die generelle Unsicherheit in der anfänglichen Eiskristallanzahl. Im Abschnitt 4.3.4 haben wir gesehen, daß anfängliche Unterschiede in  $\mathcal{N}$  die Eigenschaften eines Kondensstreifens über seine ganze Lebenszeit ändern können. Die mittleren optischen Dicken für verschiedene  $\alpha$  sind also innerhalb eines generellen Unsicherheitsbereichs. Die generellen Aussagen, die man aus den Standardsimulationen ableitet, bleiben trotz der Schwäche in der Sublimationsparametrisierung erhalten. Für die

Berechnung der optischen Dicken stellt die generelle Variabilität in der anfänglichen Eiskristallanzahl eine größere Ungenauigkeit dar als die unterschiedliche Entwicklung während der Dispersionsphase aufgrund der Sublimationsparametrisierung.

## 4.4 Sondersimulationen

In diesem Abschnitt werden weitere Simulationen diskutiert. Eine Motivation bei der Durchführung dieser Simulationen bestand in der Absicht, im Modell Kondensstreifen mit höheren optischen Dicken zu generieren. Generell weisen Kondensstreifen in numerischen Simulationen meist optische Dicken kleiner als 0.5 auf und liegen damit unter den aus den Satellitenmessungen abgeleiteten Werten. Die optische Dicke wächst linear mit dem Eiswasserpfad und ungefähr invers proportional mit dem Effektivradius an (siehe Gleichungen 2.11 und 2.10). Zuerst werden Simulationen mit  $T = 227\text{ K}$  vorgestellt, da dann die optischen Dicken aufgrund der höheren Eismassen größer sein sollten als in den Standardsimulationen.

Andererseits nimmt die optische Dicke zu, wenn der Effektivradius der Teilchen durch höhere Eiskristallanzahlen kleiner ist. Daher wird in weiteren Simulationen überprüft, unter welchen Umständen die Bildung von weiteren Eiskristallen erfolgt. Dies kann einerseits durch synoptischskalige Hebungsprozesse oder durch strahlungsbedingtes Aufgleiten des Kondensstreifens erfolgen, da in beiden Fällen die relative Feuchte ansteigt.

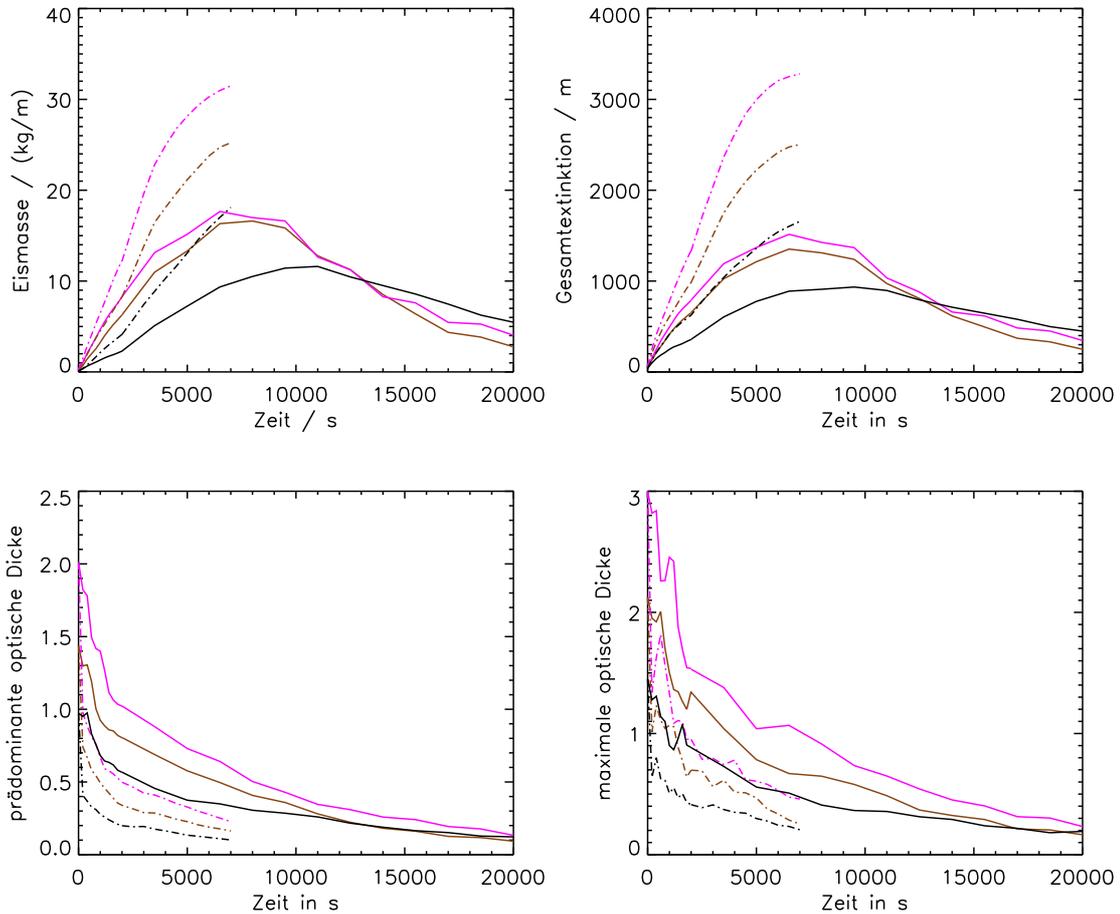
Bei Simulationen mit synoptischskaligen Hebungsprozessen entsteht ein Zirkus, der mit dem Kondensstreifen um den verfügbaren Wasserdampf konkurriert. Es wird daher versucht, Kriterien zu finden, mit denen der gealterte Kondensstreifen innerhalb der entstandenen Zirkuswolke identifizierbar bleibt. Diese Untersuchung kann nur exemplarisch erfolgen, da auch Zirren eine hohe Variabilität in ihrer mikrophysikalischen Zusammensetzung aufweisen und deren Entwicklung stark an den Vertikaltransport der Luftschicht gebunden ist, der in dieser Studie nur vereinfacht modelliert wird.

In einem weiteren Abschnitt wird untersucht, ob durch strahlungsbedingtes Aufgleiten des Kondensstreifens die Bildung von neuen Teilchen initiiert wird.

Es muß jedoch betont werden, daß die Teilchenanzahl in Kondensstreifen generell höher ist als in Zirren und man nicht erwarten kann, daß sich die Teilchenanzahl durch natürliche Bildungsprozesse substanziell erhöhen läßt. Daher ändern sich die Effektivradien nur geringfügig, wie folgende Abschätzung zeigt. Verdoppelt man die Eiskristallanzahl bei gleichbleibender Eismasse, so ist die maximale Länge  $L$  der Teilchen um den Faktor  $2^{(1/2.2)} = 1.35$  kleiner, wie aus der Massen-Längenrelation (siehe Gleichung A.3) abgeleitet werden kann. Die Reduzierung des Effektivradius ist aufgrund des variablen Aspektverhältnisses noch kleiner. Dies führt letztendlich zu einer Zunahme der optischen Dicke um höchstens 30%. Dies ist auch in Abschnitt 4.3.4 zu sehen. Dort zeigen Simulationen mit verdoppelter anfänglicher Eiskristallanzahl ebenfalls um 30% höhere optische Dicken.

### 4.4.1 Warmer Fall

Bei einer Temperatur von  $T = 227$  K kann man im Allgemeinen nicht mehr erwarten, daß sich Kondensstreifen bilden. Daher wurden innerhalb der Standardsimulationen keine Simulationen bei dieser Temperatur durchgeführt. Fliegt das Flugzeug im Druckbereich von 250 hPa bis 300 hPa, dann entstehen nach dem Schmidt-Appleman-Kriterium Kondensstreifen nur, wenn die relative Feuchte in der Umgebung mindestens 130% beträgt. Da hohe Temperaturen eher in niedrigeren Höhen vorkommen, ist die Druckbedingung in den Extratropen in den meisten Fällen sowie so erfüllt (siehe Abbildung 6.2 in Spichtinger, 2004). In den Tropen ist das Schmidt-Appleman-Kriterium bei  $T = 227$  K meistens nicht erfüllt (siehe Abbildung 1.2). In diesem Abschnitt werden vier weitere Simulationen vorgestellt. Die relative Feuchte  $RH_i^*$  ist 130% oder 140%. Die Scherung ist entweder  $0 \text{ s}^{-1}$  oder  $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Läufe mit noch höheren Feuchten sind nicht sinnvoll, da dann der Schwellwert für homogene Nukleation überschritten ist. In diesem Fall sollten sich Zirren gebildet haben und die Feuchte wäre an Stellen, wo Nukleation stattgefunden hat, reduziert. Die Annahme einer uniformen relativen Feuchte ist in diesem Fall zu idealisiert. Um Kondensstreifen in einem Zirrus zu simulieren, sind umfassendere Studien über das Feuchtefeld und den Vertikaltransport der Luftmassen nötig. Die Ergebnisse der vier Läufe werden mit Läufen der Temperatur  $T = 222$  K, Feuchte  $RH_i^* = 130\%$  und Scherung  $s = 0$  bzw.  $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  verglichen, da dies die Standardsimulationen sind, bei denen die Kondensstreifen am meisten Eismasse haben und am optisch dicksten sind. Die Simulation mit  $T = 227$  K und  $RH_i^* = 140\%$  sollte Maximalabschätzungen für die Größen wie Eismasse, Gesamtextinktion und optische Dicke liefern, da bei dieser Konstellation am meisten überschüssiger Wasserdampf in der Atmosphäre vorhanden ist. Mächtiger Kondensstreifen können nur entstehen, wenn die Kondensstreifenschicht aufgrund des Strahlungseinflusses oder die Luftmasse durch synoptischskalige Bewegungen aufsteigt. Die geometrischen Eigenschaften ändern sich nicht, wenn die Temperatur von  $T = 222$  K auf  $T = 227$  K erhöht wird. Die relative Feuchte ist in allen Fällen so hoch, daß der scherungsbedingte Flächenzuwachs ausgeschöpft ist. In Abbildung 4.27 sind Größen gezeigt, die sich durch die Temperaturerhöhung verändert haben. Aufgrund des erhöhten Wasserdampfangebotes kann die Eismasse der Kondensstreifen bei  $T = 227$  K doppelt so groß sein wie im Fall  $T = 222$  K. Bei hoher Scherung sind bis zu 30 kg Eis pro Flugmeter im Kondensstreifen vorhanden. Die Entwicklung der Gesamtextinktion ist an die Entwicklung der Eismasse gekoppelt und ist ebenfalls nochmals höher. Die prädominante optische Dicke liegt zwischen 1 und 0.5. Die maximale optische Dicke kann anfänglich Werte über 1 annehmen. Es sei nochmal betont, daß die Werte zu Beginn der Simulation (erste 500 Sekunden) noch von sehr schmalen Kondensstreifen stammen und diese mit einem Satelliten noch nicht detektierbar wären. Bemerkenswert sollte außerdem, daß sich aufgrund des erhöhten Sedimentationsflusses die Kondensstreifen bei höheren Temperaturen schneller auflösen und nach ca. 3 Stunden keine wesentlichen Unterschiede mehr zwischen den Fällen mit 222 K und 227 K bestehen.



**Abbildung 4.27:** zeitliche Entwicklung der prädominanten optischen Dicke, der Gesamtextinktion und der Eismasse bei  $T = 227$  K und  $RH_i^* = 130\%$  (braun) oder  $RH_i^* = 140\%$  (magenta).

Als Referenzlauf (schwarz) dient der Lauf mit  $T = 222$  K und  $RH_i^* = 130\%$ . Die Scherung ist  $0 \text{ s}^{-1}$  (durchgezogen) oder  $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (gepunktet-gestrichelt).

#### 4.4.2 Synoptischer Vertikaltransport

In diesem Abschnitt wird exemplarisch ein Fall vorgestellt, in dem synoptischskalige Hebungsprozesse das Feuchtefeld ändern. Dadurch ändert sich primär das Depositionswachstum der vorhandenen Eiskristalle und außerdem können neue Eiskristalle entstehen. Im Modell wird dem Temperaturfeld dazu eine Kühlrate als externer Antrieb aufgeprägt. Zu Beginn der Simulation beträgt die relative Feuchte  $RH_i^* = 120\%$  und die Temperatur  $217$  K. Die Scherung bleibt zeitlich unverändert  $s = 0 \text{ s}^{-1}$ . Zwischen  $t = 1000$  s und  $3000$  s gleitet die gesamte Luftmasse mit  $w_0 = 10 \text{ cm s}^{-1}$  auf und wird adiabatisch mit der Rate  $\frac{\partial T}{\partial t} = w_0 \Gamma_d$  gekühlt. Am Ende ist die Schicht um  $200$  m aufgestiegen. Die Abkühlung um fast  $2$  K entspricht einer Zunahme der rela-

tiven Feuchte auf 152%. Zwischen  $t = 4000$  s und  $6000$  s sinkt die ganze Schicht mit der gleichen Geschwindigkeit ab und ist am Ende wieder am Ausgangsniveau angekommen. In den vorgestellten Untersuchungen ist entweder keine, homogene oder heterogene Nukleation zugelassen. Die neu gebildeten Eisteilchen (sofern Nukleation zugelassen ist) und die Kondensstreifen-Eisteilchen werden, wie in Abschnitt 2.3 erklärt, in separaten Eisklassen behandelt und somit kann deren Konkurrenz untersucht werden. Simulationen mit homogener Nukleation untersuchen die Konkurrenz zwischen Kondensstreifen und natürlich gebildetem Zirrus. In einer zweiten Simulationsreihe ist nur heterogene Nukleation zugelassen. Als Kondensationskeime dienen ausschließlich die Rußkerne der verdampften Eiskristalle des Kondensstreifens. Es gibt Anhaltspunkte, daß sich diese Aerosole aufgrund ihrer Vorgeschichte besonders gut dazu eignen (Präaktivierung des Aerosols).

Zuerst werden zwei Referenzläufe durchgeführt, die keine Nukleation zulassen. Dadurch können die zwei unterschiedlichen Effekte (geändertes Depositionswachstum und Neubildung von Eisteilchen) isoliert betrachtet werden.

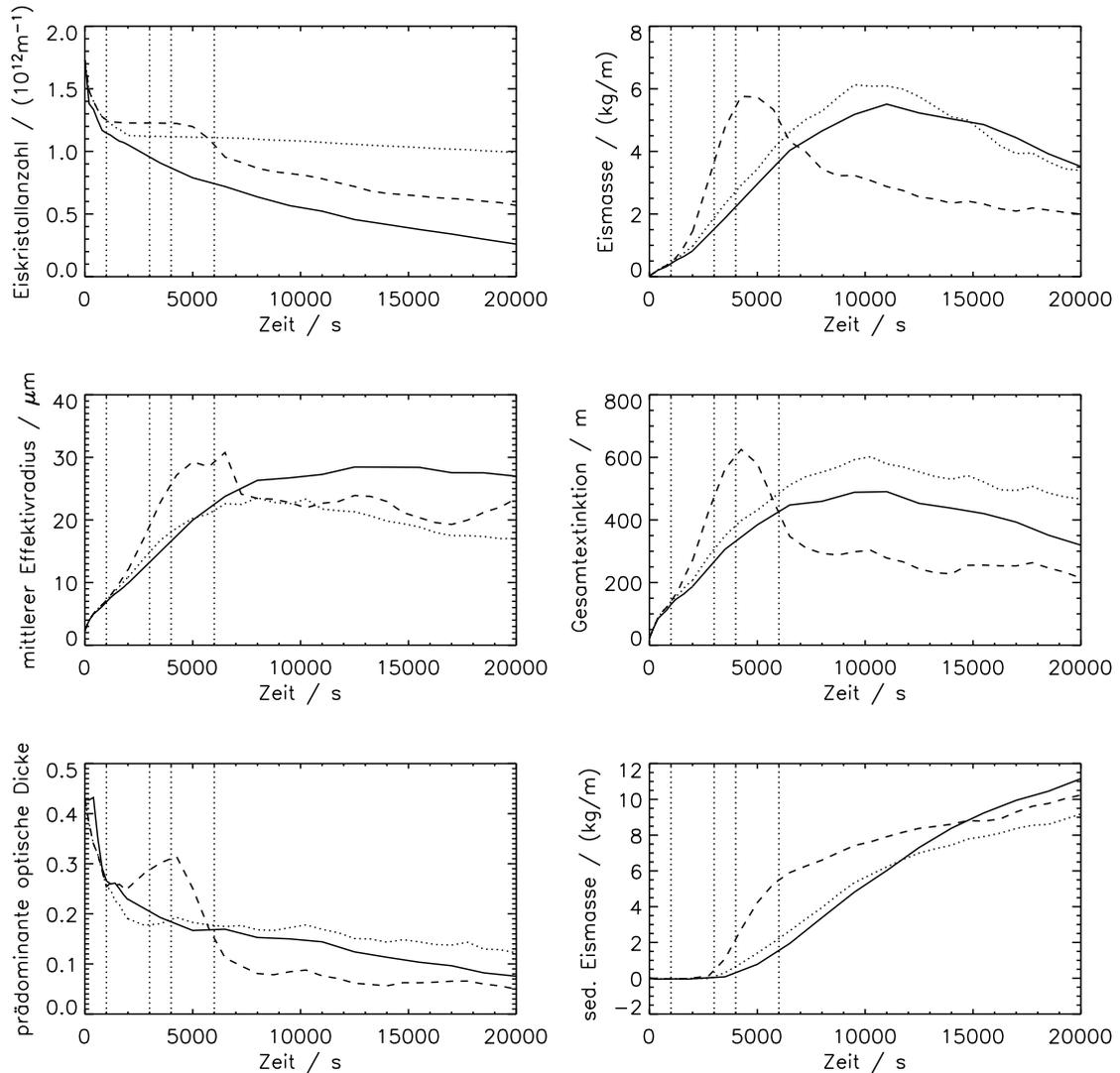
### Ohne Nukleation

Im **Referenzlauf 1** wird kein Aufgleiten oder Absinken vorgegeben und die Hintergrundfeuchte bleibt konstant 120%. Einziger Unterschied zu den Standardsimulationen ist eine verbesserte Sublimationsparametrisierung. Der Sublimationsparameter  $\alpha$  variiert mit der relativen Feuchte, zwischen  $RH_i = 98\%$  und  $92\%$  nimmt  $\alpha$  linear von 1.5 auf 1.1 ab. Außerhalb dieses Feuchtebereichs wird  $\alpha$  konstant fortgesetzt. Dadurch wird Kristallverlust durch turbulente Fluktuationen unterdrückt. Bei hohen Untersättigungen um  $5 - 20\%$ , wie sie in absinkenden Luftmassen vorkommen, verdampfen aber Kristalle im Modell. Diese Sublimationsparametrisierung wird nun in allen hier gezeigten Läufen verwendet.

Im **Referenzlauf 2** wird ein synoptischer Vertikaltransport nach oben beschriebenen Muster vorgegeben. Da keine Nukleation erlaubt ist, wird allein der Einfluß der Vertikalbewegung auf die Kondensstreifenentwicklung untersucht.

Abbildung 4.28 zeigt die zeitliche Entwicklung von verschiedenen Größen für die beiden Referenzläufe und die Standardsimulation mit  $RH_i^* = 120\%$ . Durch die geänderte Sublimationsparametrisierung (Referenzlauf 1) verdampfen weniger Eiskristalle durch turbulente Untersättigungen als in der Standardsimulation. Dies hat kleinere Effektivradien und eine größere optische Dicke zur Folge. Weit interessanter ist aber die Entwicklung eines Kondensstreifens in einer Luftmasse mit Vertikalbewegung (Referenzlauf 2). Während des Aufgleitens zwischen  $t = 1000$  s und  $3000$  s gehen keine Kristalle verloren und die Eismasse nimmt aufgrund des erhöhten Feuchteangebotes zu. Die Teilchen wachsen im Mittel stärker an als im Referenzlauf 1. Während des Absinkens nimmt die Eismasse wieder ab, um Sättigung in der Luft zu erreichen. Zum Zeitpunkt  $t = 6000$  s ist wieder das Ausgangsniveau erreicht und die Hintergrundfeuchte liegt wieder bei 120%. Die während des Aufgleitens hinzugewonnene Eismasse sollte also mit einer gewissen Verzögerung wieder vollständig verdampfen. Es zeigt sich jedoch, daß sich der Kondensstreifen danach im Vergleich

zum Referenzlauf 2 schneller auflöst, da der Eismassenzuwachs während des Aufgleitens rasch zu einer erhöhten Sedimentation (siehe Abbildung 4.28 unten rechts) führt.

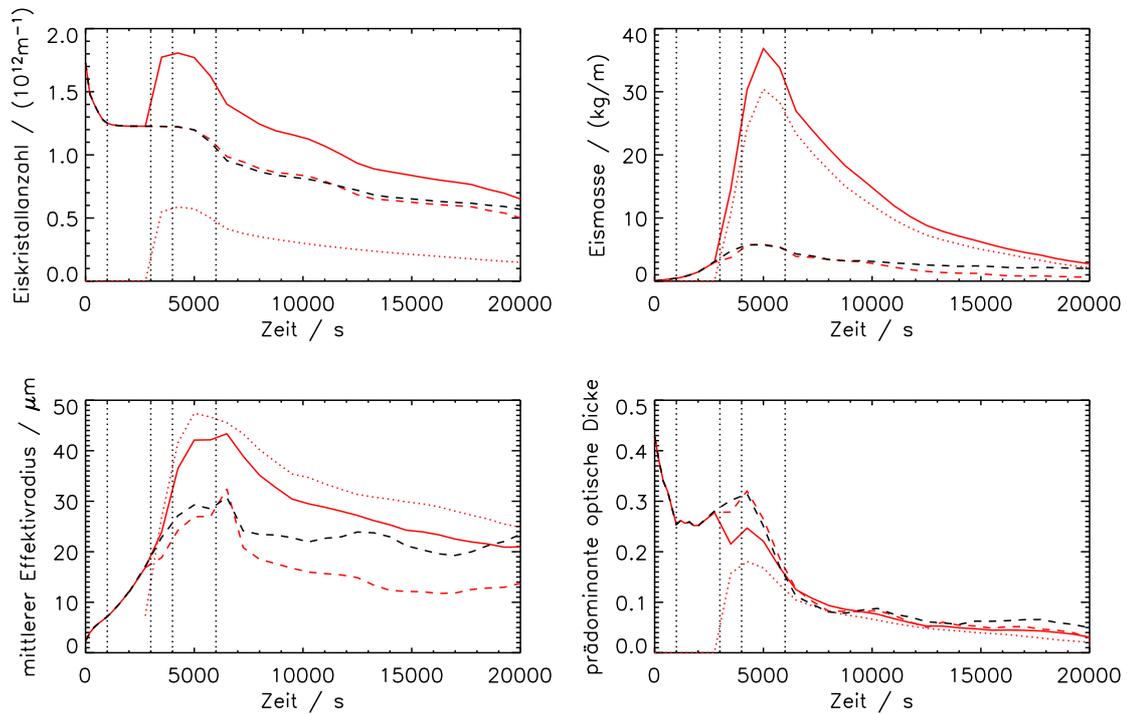


**Abbildung 4.28:** zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl, der Eismasse, des extinctiongewichteten Effektivradius, der Gesamtextinktion und prädominanten optischen Dicke, Sedimentationsverlust für **Referenzlauf 1** (gepunktet), **Referenzlauf 2** (gestrichelt) und die Standardsimulation (durchgezogen) mit  $RH_i^* = 120\%$ ,  $T = 217 \text{ K}$  und  $s = 0 \text{ s}^{-1}$ . Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, bei denen sich  $w_0$  ändert.

### Homogene Nukleation

Im nächsten Lauf (**HOM**-Lauf genannt) ist homogene Nukleation zugelassen. Während des Aufgleitens entstehen weitere Eisteilchen, die die „homogene“ Eisklasse bilden. Damit wird untersucht, ob das Kondensstreifenwachstum durch den umliegenden natürlichen Zirrus beeinträchtigt ist und der Kondensstreifen vom natürlichen Zirrus aufgrund unterschiedlicher optischer oder mikrophysikalischer Eigenschaften unterscheidbar bleibt. Anhand von Abbildung 4.29 wird zuerst die erste Teilfrage beantwortet, indem der Kondensstreifen aus dem **HOM**-Lauf (rot, gestrichelt) mit dem Referenzlauf 2 (schwarz, gestrichelt) verglichen wird. Die Eiskristallanzahl entwickelt sich sehr ähnlich und auch die Eismassen unterscheiden sich erst nach 3 – 4 Stunden leicht voneinander. Die mittleren Effektivradien zeigen schon früher Unterschiede. Dies steht aber nicht im Widerspruch zu den geringen Unterschieden in  $\mathcal{I}$  und  $\mathcal{N}$ , da die Effektivradien bei der Mittelung mit der Extinktion gewichtet werden und somit hauptsächlich durch die Effektivradien im Bereich mit der größten Extinktion bestimmt werden. Qualitativ entwickeln sich die Kondensstreifen jedoch sehr ähnlich und die mittleren optischen Dicken lassen keine Schwächung des Kondensstreifens innerhalb des natürlichen Zirrus im Vergleich zu einem isolierten Kondensstreifen erkennen. Die Entwicklung ist durch den umliegenden Zirrus weit weniger beeinflusst als durch das geänderte Depositionswachstum (wie die qualitativen Unterschiede der beiden Referenzläufe offenbaren). Die geringe Beeinträchtigung des Kondensstreifens durch den natürlichen Zirrus kann teilweise auf der Scherungsfreiheit des untersuchten Falls beruhen, da bei einem gescherten Fall eine größere Überlappung mit dem Zirrus möglich ist.

Die ersten Teilchen des Zirrus entstehen am Ende der Aufgleitperiode ( $t \leq 3000$  s). Während  $t = 3000$  s und  $4000$  s steigt die Luft nicht mehr weiter auf. Jedoch erhöhen turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen lokal die relative Feuchte, wodurch es weiterhin zu Nukleationsereignissen kommt. Die absoluten Werte der Eiskristallanzahl und der Eismasse des Zirrus lassen sich nicht mit den Kondensstreifengrößen vergleichen, da diese Größen von der Fläche des Simulationsgebiets abhängen. Es zeigt sich aber, daß die Effektivradien im natürlichen Zirrus größer sind, dies jedoch keinen signifikanten Einfluß auf die mittlere optische Dicke hat und die Unterschiede zwischen natürlichem Zirrus und Kondensstreifen klein sind. Generell kann die optische Dicke von natürlichen Zirren je nach Aufgleitprozeß und Dicke der übersättigten Schicht auch größer sein. Die vorliegende Simulation zeigt aber exemplarisch, daß sich die mittlere optische Dicke nicht eignet, um flugzeuginduzierte von natürlichen Zirren zu unterscheiden. Wie der Kondensstreifen verliert auch der Zirrus nach  $t = 6000$  s Eiskristalle und Eismasse, es sind aber keine qualitativen Unterschiede zur Auflösung eines Kondensstreifens offensichtlich. Die Abbildungen auf den Seiten 113 und 114 zeigen für einen Zirrus mit Kondensstreifen optische, mikrophysikalische und meteorologische Größen. Der Kondensstreifen befindet sich zwischen  $x = 10 \dots 15$  km. Der Kondensstreifen ist bei den meisten dargestellten Größen nicht eindeutig vom umliegenden Zirrus zu unterscheiden. Einzig die Anzahldichte kann eindeutige Hinweise über den Ort des Kondensstreifens liefern, da sie zu allen Zeitpunkten über



**Abbildung 4.29:** zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl, der Eismasse, des extinctionsgewichteten Effektivradius und der prädominanten optischen Dicke für den **HOM-Lauf** mit homogener Nukleation [rote Kurven: Kondensstreifen-Eisklasse (gestrichelt), homogene Eisklasse (gepunktet), Summe beider Klassen (durchgezogen)] im Vergleich zum **Referenzlauf 2** (schwarze, gestrichelte Linie) ohne Nukleation. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, bei denen sich  $w_0$  ändert.

den typischen Werten des Zirrus liegt. Der Eiswassergehalt wird von der Hintergrundfeuchte bestimmt und ist im Kondensstreifen und im Zirrus etwa gleich groß. Die relative Feuchte erreicht im Kondensstreifen großflächig Sättigung, während innerhalb des Zirrus teilweise Übersättigung anzutreffen ist. Ein solches Muster in der Feuchteverteilung kann aber auch durch dynamische Prozesse entstehen und deutet nicht zwangsläufig auf die Existenz eines Kondensstreifens hin. Die räumliche Verteilung der optischen Dicke gibt ebenfalls keinen Hinweis auf die Position des Kondensstreifens. Die Extinktion ist im Kondensstreifen zwar zu jedem Zeitpunkt höher als im Zirrus, jedoch ändern sich die Absolutwerte mit der Zeit so stark, daß auch damit der Kondensstreifen nicht eindeutig zu identifizieren ist. Die Effektivradiusverteilung weist wie die relative Feuchte innerhalb des Kondensstreifens homogenere Strukturen auf als im Zirrus.

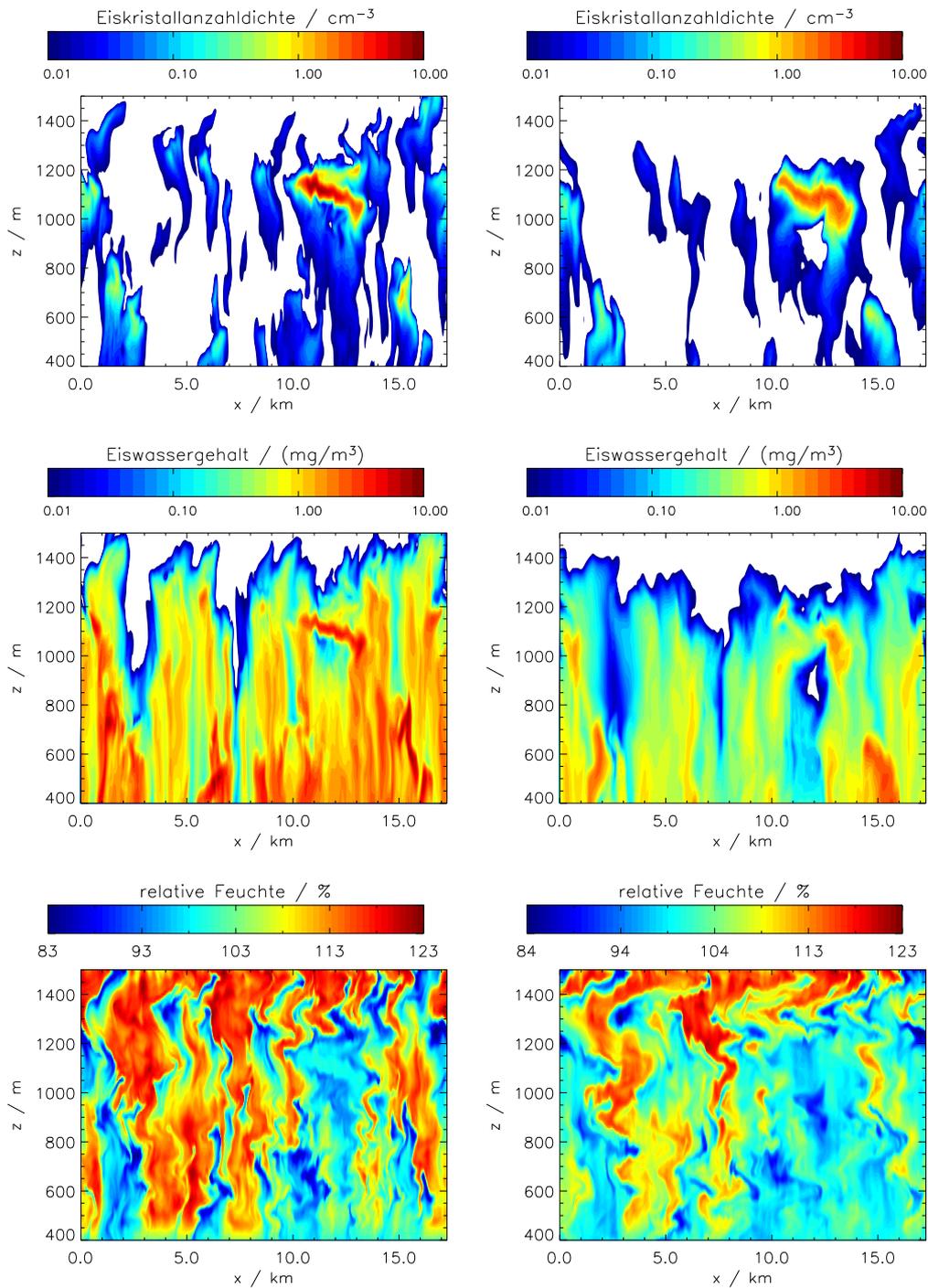
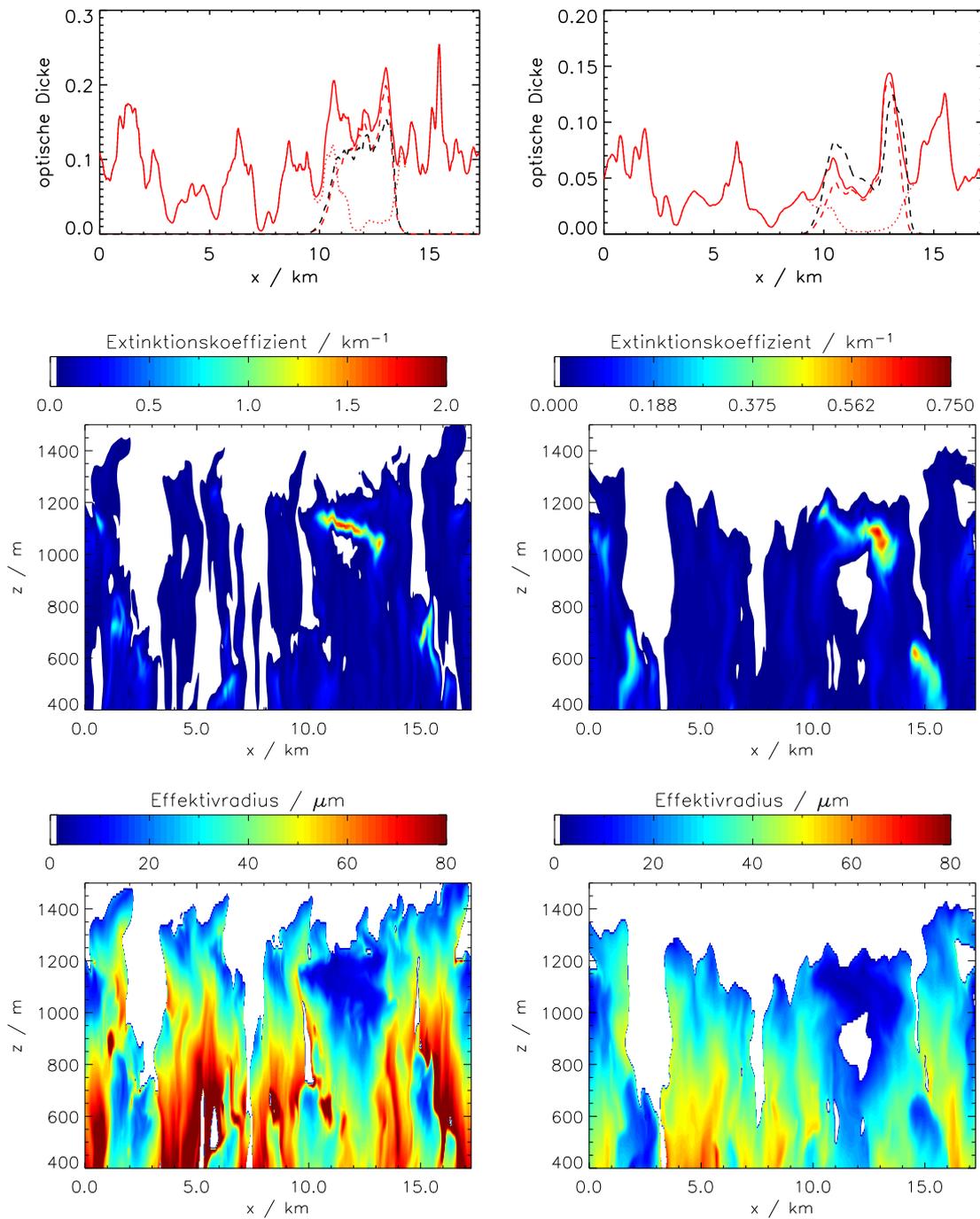
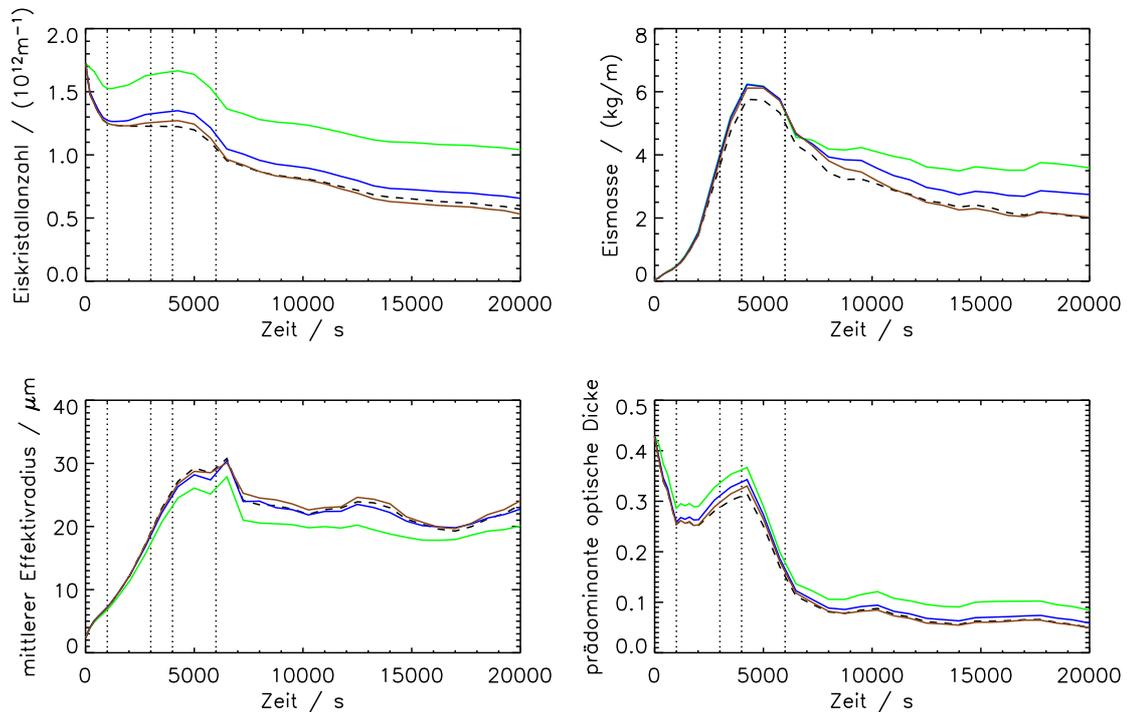


Abbildung 4.30: räumliche Verteilung des Eiswassergehalts (oben), der Eiskristallanzahl-dichte (Mitte) und der relativen Feuchte (unten) nach 6500 s (links) und 11000 s (rechts).



**Abbildung 4.31:** Optische Dicke  $\tau(x)$  (Farb- und Linienmuster wie in 4.29) und räumliche Verteilung von Extinktion und Effektivradius nach 6500 s (links) und 11000 s (rechts).

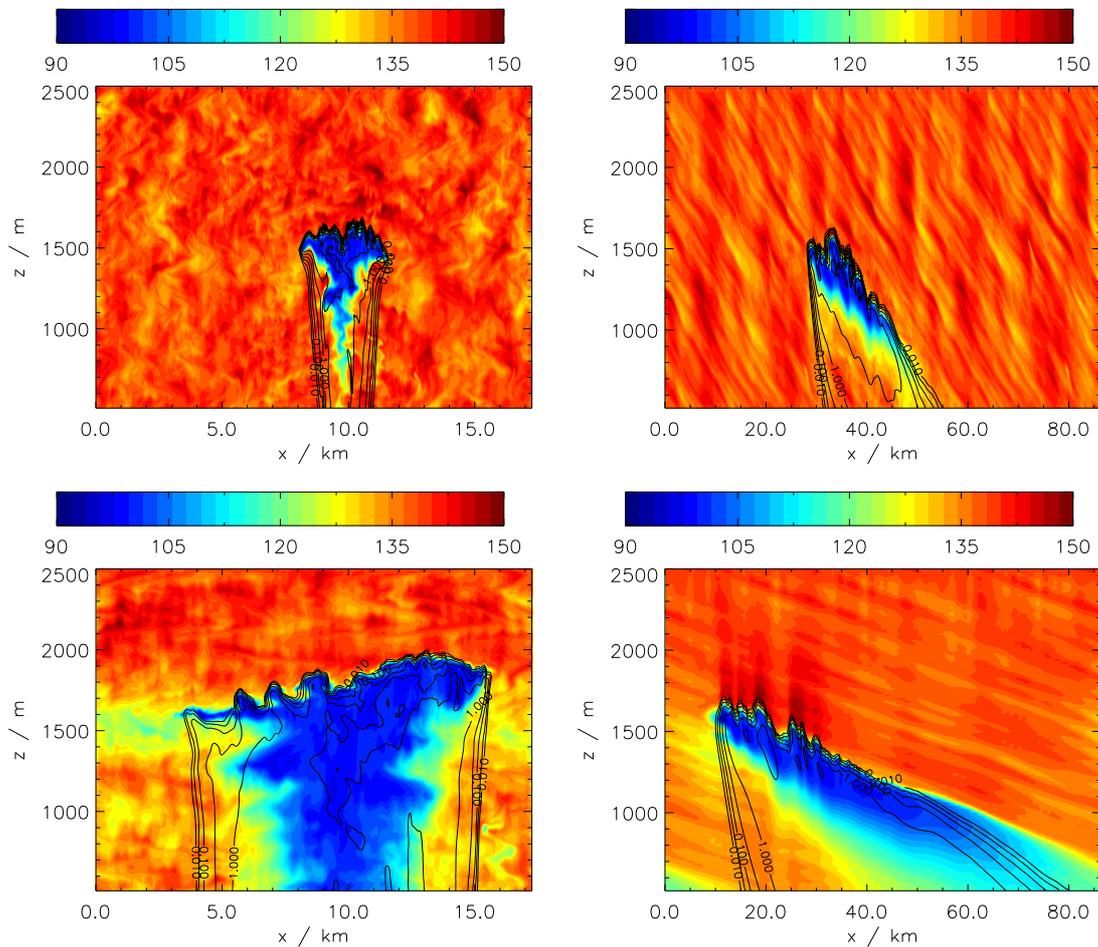


**Abbildung 4.32:** zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl, der Eismasse, des extinktionsgewichteten Effektivradius und der prädominanten optischen Dicke für die Läufe **HET**<sub>110</sub> (grün), **HET**<sub>120</sub> (blau) und **HET**<sub>130</sub> (braun) mit heterogener Nukleation im Vergleich zum **Referenzlauf 2** (schwarze, gestrichelte Linie) ohne Nukleation. Die durchgezogenen Kurven zeigen die Summe aus Kondensstreifeneis- und heterogener Eisklasse. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, bei denen sich  $w_0$  ändert.

### Heterogene Nukleation

In diesem Abschnitt werden Läufe vorgestellt, in denen heterogene Nukleation erlaubt ist. Als Kondensationskeime dienen ausschließlich die Rußkerne, die nach dem Verdampfen der Eiskristalle des Kondensstreifens übrigbleiben. Es wird angenommen, daß jeder Eiskristall genau ein Rußteilchen besitzt. Diese Aerosole eignen sich aufgrund ihrer Vorgeschichte vermutlich besonders gut zur Re-Nukleation. Die genauen Feuchteschwellwerte für diesen Prozeß sind jedoch nicht bekannt. Um dieser Unsicherheit Rechnung zu tragen, werden drei Läufe mit einem jeweils konstanten heterogenen Feuchteschwellwert  $RH_{het} = 110\%$ ,  $120\%$  oder  $130\%$  durchgeführt, die **HET**<sub>110</sub>, **HET**<sub>120</sub> und **HET**<sub>130</sub> bezeichnet werden. Zu Beginn der Simulation sind ungefähr soviele Kondensationskeime wie Eiskristalle vorhanden, da während der Wirbelphase ungefähr die Hälfte der Eiskristalle verdampft ist. Würden alle Kondensationskeime renukleieren, wären wieder soviele Eiskristalle wie zu Beginn der Wirbelphasensimulationen vorhanden ( $\mathcal{N}_0 = 3.4 \cdot 10^{12} \text{m}^{-1}$ ). In Abbildung 4.32 ist

die Gesamteiskristallanzahl (Summe aus Kondensstreifenklasse und heterogener Eisklasse) dargestellt. Setzt Nukleation erst bei  $RH_i \geq 120\%$  ein, bilden sich nur sehr wenige Eiskristalle und die Kondensstreifen entwickeln sich fast unverändert zum Referenzlauf 2 ohne Nukleation. Die Kondensationskeime befinden sich größtenteils innerhalb des Kondensstreifens, wo die relative Feuchte  $RH_i \approx 100\%$  ist und nur ein geringer Bruchteil des Aerosols gelangt in Bereiche, in denen der überschüssige Wasserdampf nicht durch vorhandene Eiskristalle abgebaut wird. Nur im Lauf **HET**<sub>110</sub> erhöht sich die Eiskristallanzahl, da ungefähr 20% der vorhandenen Aerosole renukleieren. Jedoch sind auch bei diesem geringen Schwellwert die Auswirkungen auf die Eismasse, den Effektivradius und die mittlere optische Dicke gering.



**Abbildung 4.33:** zeigt die relative Feuchte für  $s = 0\text{ s}^{-1}$  zum Zeitpunkt  $t = 3500\text{ s}$  (links oben) und  $t = 14000\text{ s}$  (links unten) sowie für  $s = 10 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$  zum Zeitpunkt  $t = 3500\text{ s}$  (rechts oben) und  $t = 10000\text{ s}$  (rechts unten). Isolinien des Eiswassergehalts  $[\text{mg}/\text{m}^3]$  sind schwarz eingezeichnet (äußerste Linie mit  $IWC = 0.01\text{ mg}/\text{m}^3$ ).

### 4.4.3 Nukleation von Eisteilchen durch strahlungsbedingte Dynamik

Wie bereits gezeigt wurde, kann der Strahlungseinfluß zu einem Aufgleiten des Kondensstreifens führen und somit lokal die Feuchte anheben. Bei Jensen et al. (1998) wird dadurch homogene Nukleation hervorgerufen. Nach den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt kann man nicht erwarten, daß innerhalb des Kondensstreifens neue Eiskristalle entstehen, da die Übersättigung von den vorhandenen Eiskristallen abgebaut wird. Jedoch wird durch das Aufgleiten des Kondensstreifens auch die eisteilchenfreie Luft oberhalb und unterhalb des Kondensstreifens nach oben gedrückt. Insbesondere bei breiten Kondensstreifen kann die darüberliegende Luft nicht horizontal abfließen. Ob in diesen Bereichen homogene Nukleation stattfindet, wird anhand von Simulationen geklärt, bei denen die Umgebungsbedingungen so vorgegeben werden, daß ein maximales Aufgleiten des Kondensstreifens zu erwarten ist. Die Temperatur ist  $T = 222 \text{ K}$ , die Feuchte ist  $RH_i^* = 140\%$ , die Scherung ist entweder  $0 \text{ s}^{-1}$  oder  $10 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  und als Strahlungsszenario verwendet man einen unbewölkten Sommertag. Die vertikale Erstreckung des Simulationsgebiets wurde erhöht und die übersättigte Schicht ist nun 2 km dick. Dies verhindert, daß das Aufsteigen des Kondensstreifens durch die untersättigte Schicht am Oberrand des Simulationsgebiets begrenzt ist.

Jedoch zeigen die Simulationen nur wenig Nukleationsereignisse, insbesondere treten diese nicht aufgrund von strahlungsbedingten Aufwinden auf. Neue Kristalle entstehen unabhängig vom Ort des Kondensstreifens im unteren Teil des Simulationsgebiets, weil es dort wärmer ist. Folglich ist der homogene Nukleationsschwellwert kleiner und wird dort aufgrund von turbulenten Fluktuationen überschritten. Die relative Feuchte oberhalb des Kondensstreifens ist nur geringfügig erhöht (siehe Abbildung 4.33), dies reicht jedoch nicht aus, um Nukleation zu initiieren. Möglicherweise ist die Stabilität der Atmosphäre ein wichtiger Parameter. In einer stabil geschichteten Atmosphäre (hier  $N_{BV} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) ist das Aufgleiten nicht so ausgeprägt wie in einer annähernd neutral geschichteten Atmosphäre (siehe Fall in Jensen et al., 1998).

## 4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Simulationen durchgeführt, die den Übergang eines Kondensstreifens in einen Zirrus untersuchen. Dazu wurden zuerst 64 Standardsimulationen durchgeführt, bei denen die relative Feuchte einen von vier Werten  $RH_i^* \in [105\%, 130\%]$ , die Temperatur einen von vier Werten  $T \in [209 \text{ K}, 222 \text{ K}]$  und die Scherung einen von vier Werten  $s \in [0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}, 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}]$  annimmt. Damit konnte der Einfluß dieser drei grundlegenden Parameter auf die geometrischen, mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften eines Kondensstreifens untersucht werden. In den Abbildungen A.4-A.7 im Anhang werden zusammenfassend viele Kondensstreifeneigenschaften in Abhängigkeit von diesen drei fundamentalen Parametern gezeigt.

In weiteren Studien wurde der Einfluß von Turbulenz, Schichtung, Strahlung und Dicke der übersättigten Schicht untersucht. Ein Überblick über alle durchgeführten Simulationen wird in Abschnitt A.4 (gelbes Blatt) gegeben.

Durch den Scherungseinfluß und die Turbulenz verdünnen sich die Eiskristallkonzentrationen im Kondensstreifen. Dies führt bei geringen Übersättigungen  $RH_i^* \leq 105\%$  dazu, daß der Kondensstreifen nach weniger als einer Stunde unsichtbar wird, die optische Dicke also überall unter 0.02 liegt. Bei  $RH_i^* = 110\%$  kann die Verdünnung durch das Kristallwachstum gerade noch kompensiert werden und die Breite stagniert nach einigen Stunden bei Werten  $< 5$  km. Ist die relative Feuchte dagegen größer als 120%, dann ist soviel überschüssiger Wasserdampf in der Atmosphäre, daß die Verdünnung kompensiert wird und der Kondensstreifen über Stunden sichtbar bleibt und sich verbreitert. Die Breite und Querschnittsfläche ändern sich nicht mehr stark, wenn die relative Feuchte im Bereich  $RH_i^* \geq 120\%$  variiert wird. Der maximale Breitenzuwachs des Kondensstreifens, der durch die turbulente Diffusion und die Scherung festgelegt ist, wird mehr oder weniger immer erreicht, wenn  $RH_i^* \geq 120\%$  ist. Nach 2–3 Stunden kann der Kondensstreifen über 20 km breit sein und das Breitenwachstum hängt dann stark von der Scherung ab. Die Entwicklung der Breite  $B_{ext}$ , wie sie mit einem Lidargerät detektiert würde, zeigt keine qualitativen Unterschiede für verschiedene Feuchtwerte. Der Kondensstreifen breitet sich auch bei niedrigen Übersättigungen aus. Daraus kann man schließen, daß sich der unsichtbare Kondensstreifen weiterhin ausbreitet.

Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften ist es sinnvoll, den Kondensstreifen in einen Hauptbereich und einen Fallstreifen zu unterteilen. Der Großteil der Eiskristalle bleibt in einem 300 – 400 Meter großen Höhenbereich konzentriert und stellt den Hauptbereich des Kondensstreifens dar. Die Teilchen in diesem Bereich sinken im Mittel sehr langsam ab und der Hauptbereich liegt nach 2 – 3 Stunden nur ungefähr 100 m tiefer als am Ende der Wirbelphase. Im Hauptbereich sind die Eiskristallkonzentrationen so hoch, daß die überschüssige Feuchte innerhalb weniger Minuten abgebaut ist. Die Eismasse nimmt dort mit der Zeit zu, da die Fläche des Hauptbereichs durch Scherung und turbulente Diffusion größer wird und der überschüssige Wasserdampf in den neu hinzugewonnen Gebieten kondensiert. Nur sehr wenige Eiskristalle (weniger als 2% während der ersten drei Stunden) fallen aus dem Hauptbereich heraus und bilden einen Fallstreifen. In den Standardsimulationen fallen die Eisteilchen durch eine 1 km dicke übersättigte Schicht und nehmen eine beträchtliche Eismasse auf. Ein Teil der Fallstreifen wird trotz der geringeren Eiskristallkonzentrationen sichtbar. Durch Sedimentation fließt Eismasse aus dem Hauptbereich des Kondensstreifens ab. Nach ungefähr 2 Stunden ist der Eismassenverlust durch Sedimentation größer als der Gewinn durch Depositionswachstum und somit nimmt die Eismasse im Hauptbereich ab. Der Fallstreifen gewinnt an Bedeutung, da dort die Eismasse und Extinktion der Eiskristalle auch nach 2 – 3 Stunden noch zunimmt. Nach ungefähr 3 – 4 Stunden nimmt die Eismasse des ganzen Kondensstreifens ab. Die Lebenszeit eines Kondensstreifens wird daher durch den Sedimentationsprozeß begrenzt, sofern nicht Subsidenz ein früheres Auflösen

verursacht.

In weiten Teilen des Kondensstreifens ist die Anzahldichte der Teilchen so hoch, daß die relative Feuchte schnell den Sättigungswert erreicht. Durch turbulente Fluktuationen treten kurzzeitige Untersättigungen auf, was im Modell zum Verlust von Eiskristallen führt. Wieviel Eiskristalle durch dieses sogenannte „turbulente“ Verdampfen verloren gehen, kann mit der verwendeten Sublimationsparametrisierung nicht abschließend geklärt werden. Im Gegensatz zur Wirbelphase hängt der Kristallverlust nur in geringem Maße von der Temperatur und der relativen Feuchte ab. Das turbulente Verdampfen ist am stärksten, wenn die Scherung gering ist. In diesem Fall führen die kleineren Gesamteismassen und die höheren Anzahlkonzentrationen zu einer erhöhten Konkurrenz um den verfügbaren Wasserdampf und mehr Eiskristalle gehen dadurch verloren. Dienen die Rußteilchen der verdampften Eiskristalle bevorzugt als Kondensationskeime, so bleiben diese in der ursprünglichen Höhe präsent und werden nicht im Vorfeld durch Sedimentation ausgewaschen.

Die optische Dicke nimmt in allen Fällen mit der Zeit ab. Für hohe Feuchten ( $RH_i^* \geq 120\%$ ) sind die maximalen optischen Dicken  $\tau_{max}$  typischerweise im Bereich 0.2 bis 0.6, für geringere Feuchten kleiner als 0.2. Typische Werte für  $\tau_{prü}$  liegen in der Dispersionsphase zwischen 0.05 und 0.4 für  $RH_i^* \geq 120\%$ . Bei Übersättigungen von weniger als 10% sind die mittleren optischen Dicken nicht größer als 0.1. Nur bei äußerst hohen Temperaturen ( $T = 227\text{ K}$ ) sind mittlere optische Dicken bis zu 1 möglich.

Die Definition der Gesamttextinktion kann ein Maß liefern, um die Klimawirksamkeit eines Kondensstreifens beurteilen und abschätzen zu können. Sie stellt ungefähr das Produkt aus Breite und mittlerer optischer Dicke dar. Es zeigt sich, daß der zeitliche Verlauf der Gesamttextinktion an die Eismassenentwicklung gekoppelt ist und ebenfalls nach 3 – 4 Stunden abnimmt. Bei relativen Feuchten  $RH_i^* \leq 110\%$  ist der Temperatur- und Scherungseinfluß gering. Die Gesamttextinktion von breiten, jedoch unsichtbaren oder optisch sehr dünnen Kondensstreifen bei hohen Scherungen ist demnach genauso groß wie von schmalen Kondensstreifen in einer scherungsfreien Umgebung. Bei Feuchten ab 120% ist eine Sensitivität bezüglich der Temperatur und Scherung vorhanden. Obwohl die Breite des Kondensstreifens bei diesen Feuchten stark von der Scherung abhängt, wird die Gesamttextinktion hauptsächlich durch die relative Feuchte bestimmt. Eine höhere Temperatur verändert die geometrischen Eigenschaften des Kondensstreifens nur in geringem Maße, jedoch sorgen die erhöhten optischen Dicken für eine größere Gesamttextinktion. Die Scherung hat einen geringeren Einfluß als ihre Auswirkung auf die geometrischen Eigenschaften vermuten läßt.

Als charakteristische Zeitskala eines Kondensstreifens kann der Zeitpunkt definiert werden, bei dem die Gesamttextinktion ihr Maximum annimmt. Danach fällt die Gesamttextinktion monoton ab und die charakteristische Zeitskala kann als Maß für die Lebenszeit eines Kondensstreifens bei statischen Hintergrundbedingungen dienen. Diese Definition umfaßt auch die Lebenszeit von unsichtbaren Kondensstreifen. Sofern kein synoptisch bedingter Feuchtenachschub stattfindet, ist die Lebenszeit der

Kondensstreifen begrenzt und beträgt ungefähr 4 – 6 Stunden. Die vorliegenden Simulationen können aber nur einen ersten Ansatz liefern, wie sich Kondensstreifen auflösen, da die Hintergrundfeuchte meist als konstant angenommen wird und synoptischskaliges Absinken und Aufgleiten nicht umfassend untersucht wurde.

Da die vertikale Erstreckung des Hauptbereiches (300 – 400 m) zeitlich nur wenig zunimmt, ist die Entwicklung dort nicht durch die Dicke der übersättigten Schicht beeinträchtigt, sofern diese über einen halben Kilometer groß ist. Der Hauptbereich des Kondensstreifens entwickelt sich unabhängig davon, ob die darunterliegende übersättigte Schicht 500 m oder 1000 m dick ist. Für die Auflösung des Kondensstreifens sorgt in allen Fällen der sedimentationsbedingte Eismassenverlust. Lediglich die Größe der Eiskristalle und die Eismasse im Fallstreifen werden durch die Schichtdicke bestimmt. Geringere Schichtdicken sorgen somit erst nach 2 – 3 Stunden, wenn im Standardfall die Relevanz des Fallstreifens zunimmt, für geringere optische Dicken des Kondensstreifens.

Weiterhin wurde gezeigt, daß sich die Effektivradien der Eiskristalle für unterschiedliche Feuchten nur wenig unterscheiden. Bei geringen Übersättigungen ist die Menge an überschüssigem Wasserdampf in der Atmosphäre kleiner. Da bei diesen Bedingungen jedoch auch weniger Eiskristalle die Wirbelphase überleben, ist der Eismassenzugewinn für ein einzelnes Teilchen für alle Feuchten in etwa gleich und die Effektivradien sind daher ähnlich. Den größten Einfluß auf die Teilchengrößen hat die Temperatur, da mit zunehmender Temperatur weniger Teilchen die Wirbelphase überleben, in der Dispersionsphase jedoch mehr Wasserdampf vorhanden ist. Im Hauptbereich des Kondensstreifens sind Eiskristalle mit Effektivradien kleiner als  $20 \mu\text{m}$  am häufigsten. Im Fallstreifen können die Teilchen über  $100 \mu\text{m}$  groß werden. Während der Dispersionsphase hängt die Entwicklung des Kondensstreifens im Gegensatz zur Wirbelphase schwach von der Schichtung und Hintergrundturbulenz ab. Der Schichtungseinfluß wurde jedoch nur bei inaktivierter Strahlungsroutine untersucht.

Weiterhin wurde gezeigt, daß Strahlung die Entwicklung eines Kondensstreifens beeinflussen kann. Der größte Effekt tritt auf, wenn die Atmosphäre unterhalb des Kondensstreifens frei von Wasserwolken ist. Insbesondere an Sommertagen steigen die Kondensstreifen auf und nehmen zusätzlichen Wasserdampf auf. Die Sedimentationsverluste können somit ausgeglichen werden und die Lebenszeit des Kondensstreifens erhöht sich. In einer weiteren Sensitivitätsstudie wurde gezeigt, daß anfängliche Unterschiede in der Eiskristallgesamtanzahl die optischen Eigenschaften während des gesamten Simulationszeitraums beeinflussen. Somit ist sowohl der Eiskristallverlust während der Wirbelphase als auch die Variabilität in der Anzahl gebildeter Eiskristalle während der Jetphase von Bedeutung für die Eigenschaften des flugzeuginduzierten Zirrus.

# Kapitel 5

## Vergleich mit Messungen und numerischen Modellen

In diesem Kapitel werden die vorliegenden Ergebnisse mit Grobstruktursimulationen und Messungen verglichen. Zuerst werden meine Ergebnisse bisher gewonnenen numerischen Simulationsergebnissen gegenübergestellt, insbesondere um das Ausmaß des Kristallverlusts während der Wirbelphase zu vergleichen. Im nächsten Abschnitt wird die turbulente Diffusion untersucht und mit Modellrechnungen und Messungen verglichen. Geometrische Eigenschaften der Kondensstreifen können mit Lidarmessungen und Eiswassergehalte sowie Eiskristallkonzentrationen mit in-situ Messungen überprüft werden. Zum Abschluß wird die Kondensstreifenentwicklung hinter einem Embraer170-Flugzeug untersucht und mit Meßdaten verglichen.

### 5.1 Vergleich mit anderen Grobstruktursimulationen

In diesem Abschnitt werden die vorliegenden Simulationsergebnisse mit anderen numerischen Kondensstreifensimulationen verglichen. Zuerst werden Wirbelphasensimulationen, anschließend Dispersionsphasensimulationen verglichen.

#### 5.1.1 Wirbelphase

Zuerst soll mit den Vergleichen belegt werden, daß es aufgrund der in dieser Arbeit entwickelten Wirbelzerfalls-Parametrisierung möglich ist, die Wirbelphase mit einem 2D-Modell zu modellieren. Ein offensichtlicher Nachteil von 2D-Simulation ist, daß die Variabilität entlang der Flugachse nicht aufgelöst ist. Daher können die 2D-Ergebnisse von 3D-Ergebnissen, die über diese Richtung gemittelt werden, abweichen. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie der Vergleich mit 3D-Simulationen von Lewellen und Lewellen (2001) und Huebsch und Lewellen (2006) zeigt. Die einzelnen Simulationen eignen sich sehr gut für einen Vergleich, da die Werte für Schichtung und Hintergrundturbulenz ähnlich sind und der gleiche Flugzeugtyp untersucht wird.

Die Eismassenänderung während der Wirbelphase ist nicht von großer Bedeutung für die spätere Entwicklung des Kondensstreifens und wird nicht genauer untersucht. Im Weiteren wird daher nur die Entwicklung der Eiskristallanzahl mit anderen Modellen verglichen. In Tabelle 5.1 ist die Anzahl überlebender Eiskristalle  $\mathcal{N}_{tot}$  bei

Autor	Eisteilchengrößenverteilung	Temperatur $T/K$	relative Feuchte $RH_i^*/\%$		
			110	120	130
eigene Ergebnisse	lognormal	217 K	0.35	0.40	0.6
eigene Ergebnisse	lognormal	222 K	0.07	0.21	0.55
Lewellen und Lewellen (2001)	monodispers	220 K	0.28	0.81	1
Huebsch und Lewellen (2006)	monodispers	220 K	0.51	-	1
Huebsch und Lewellen (2006)	spektral	220 K	0.16	-	0.45

**Tabelle 5.1:** *normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der relativen Feuchte und bei den angegebenen Temperaturen. Ein grundlegender Unterschied zwischen den Modellen ist das verwendete Mikrophysikmodul und die darin gemachten Annahmen über die Eiskristallgrößenverteilung.*

verschiedenen Feuchten und für verschiedene Modelle angegeben. Es zeigt sich, daß bei fester relativer Feuchte die größten Unterschiede in  $\mathcal{N}_{tot}$  durch unterschiedliche Annahmen im Mikrophysikmodul erzeugt werden. Sind die Eiskristalle monodispers in einer Gitterbox verteilt (Lewellen und Lewellen, 2001), verdampfen alle Eiskristalle in einer Gitterbox während eines Zeitschritts, sobald der Durchmesser einen bestimmten Schwellwert unterschreitet. Durch diesen Alles-oder-Nichts-Ansatz wird der Kristallverlust im ganzen Kondensstreifen unterschätzt, da kein partielles Verdampfen von Eiskristallen in einer Gitterbox möglich ist. Hingegen ist es durch die Annahme von lognormalverteilten Eiskristallgrößen bei dem hier verwendeten Mikrophysikschema möglich, daß während eines Zeitschritts ein bestimmter Bruchteil der Eiskristalle in der Gitterbox verloren geht. Die Werte für  $\mathcal{N}_{tot} = 0.35$  und  $0.07$  für  $T = 217\text{ K}$  und  $T = 222\text{ K}$  stimmen sehr gut mit dem Wert  $0.16$  bei  $T = 220\text{ K}$  überein, den Huebsch und Lewellen (2006) bei der Verwendung eines spektralen Mikrophysikmoduls erhalten. Während bei  $RH_i^* = 130\%$  Modelle mit monodisperser Mikrophysik keinerlei Kristallverlust feststellen, gehen bei Modellen mit einer fortgeschrittenen Mikrophysikparametrisierung ungefähr  $50\%$  der anfänglichen Kristalle verloren. Auch hier stimmen meine Ergebnisse treffend mit Huebsch und Lewellen (2006) überein. Dies zeigt, daß es möglich ist, die Evolution eines Kondensstreifens während der Wirbelphase mit 2D-Modellen zu untersuchen. Der Vergleich mit dem methodisch überlegenen spektralen Mikrophysikmodell zeigt außerdem, daß auch ein Bulk-Mikrophysikschema, sofern man eine Verteilung der Teilchengrößen innerhalb einer Gitterbox zuläßt, imstande ist, die Sublimation von Eiskristallen realistisch zu

modellieren. Weiterhin zeigt sich, daß der Wert des Sublimationsparameters  $\alpha$ , der im vorliegenden Modell Anlaß zur Unsicherheit geliefert hat, passend gewählt ist. Im Folgenden wird noch überprüft, ob die Sensitivität bezüglich weiterer Parameter in den verschiedenen Modellen ähnlich ist. Im Allgemeinen ist es nicht möglich, einen detaillierten Vergleich, wie oben geschehen, durchzuführen, da sich die Standardkonfigurationen oder die Bereiche, über die der jeweils untersuchte Parameter variiert wurde, zu stark unterscheiden. Daher wird lediglich gezeigt, ob der tendentielle Einfluß des jeweiligen Parameters auf die Anzahl überlebender Eiskristalle ähnlich ist. Im Allgemeinen zeigen alle Simulationen eine dominante Abhängigkeit von der relativen Feuchte (Huebsch und Lewellen, 2006; Lewellen und Lewellen, 2001; Paugam, 2008; Sussmann und Gierens, 1999). Eine Variation der Temperatur, die auch einen maßgeblichen Einfluß auf die Kondensstreifenentwicklung hat, wurde in den bisherigen Arbeiten noch nicht systematisch untersucht und ist daher eine Neuheit in dieser Arbeit. Huebsch und Lewellen (2006) zeigen, daß die Schichtung einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf  $\mathcal{N}_{tot}$  hat. Bei den Umgebungsbedingungen  $RH_i^* = 110\%$  und  $T = 220\text{ K}$  variiert  $\mathcal{N}_{tot}$  zwischen 0.1 und 0.3 ( $(d\theta/dz) = 1 \dots 10\text{ K/km}$ ). In der vorliegenden Arbeit wurde bei ähnlichen Temperatur- und Feuchtwerten eine Variation zwischen 0.03 und 0.33 festgestellt ( $N_{BV} = 0.7 \dots 2 \cdot 10^{-2}\text{ s}^{-1}$ ). Der Einfluß der Turbulenz wird in Huebsch und Lewellen (2006) als schwach eingeschätzt, was aber auch an der geringeren Variation des Parameters liegen kann. Außerdem wurde die Sensitivität nur für eine Feuchte und Temperatur überprüft. Meine Arbeit zeigt, daß der Einfluß der Turbulenz bei bestimmten Feuchte- und Temperaturkombinationen, wenn  $t_{crit} + t_{MP} \approx t_{breakup}$  gilt, groß sein kann. Beide Modelle haben gemeinsam, daß die Eismasse und -kristallanzahl bei stärkerer Turbulenz größer ist, da sich der Wirbel schneller auflöst. In Lewellen und Lewellen (2001) wurde die anfängliche Eiskristallanzahl um drei Größenordnungen variiert. Die Simulationen zeigen einen großen Einfluß auf den Bruchteil überlebender Eiskristalle. Dies ist im Widerspruch zu den hier gefundenen Ergebnissen, die eine geringe Abhängigkeit von der anfänglichen Eiskristallanzahl zeigen und es plausibel erscheinen lassen, Eiskristallanzahlen in gealterten Kondensstreifen mit der anfänglichen Eiskristallanzahl skalieren zu können. Die größere Sensitivität bei Lewellen und Lewellen (2001) liegt aber größtenteils an der Annahme einer monodispersen Eiskristallgrößenverteilung, da das Verdampfen der Eiskristalle in einer Gitterbox stark von der anfänglichen Größe der Teilchen abhängt. Huebsch und Lewellen (2006) zeigen außerdem, daß die Scherung während der Wirbelphase einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Eiskristallanzahl hat. Dies liefert ein Argument, den Scherungseinfluß erst in der Dispersionsphase zu untersuchen.

Während des Wirbelabsinkens vollzieht sich in geringem Maße eine Einmischung von frischer Umgebungsluft in den primären Nachlauf. Da die umliegende Luft eine höhere Feuchte hat, wird dadurch die Feuchtereduktion im primären Nachlauf teilweise kompensiert. Das Ausmaß des Kristallverlusts hängt daher auch davon ab, wie stark die Luft in den Wirbeln mit der Außenluft vermischt wird. In Gerz et al. (Abbildung 6 in 1998) und Gerz und Ehret (Abbildung 6 in 1997) wird gezeigt, daß

die Maximalkonzentration eines passiven Spurenstoffs während der Wirbelphase ungefähr um einen Faktor 2 abnimmt. In einem Testlauf wurde dazu in meinem Modell ein passiver Spurenstoff genauso initialisiert wie die Eiskristalle in den Wirbelphasensimulationen vorgegeben wurden. Es zeigt sich, daß die Maximalkonzentration eines passiven Spurenstoffs ebenso um einen Faktor 2 abnimmt.

### 5.1.2 Dispersionsphase

Ein detaillierter Vergleich mit bisherigen Arbeiten ist nicht möglich. Dafür sind die Initialisierungen der Modelle zu unterschiedlich. Ebenso beträgt der Simulationszeitraum meist nur eine halbe Stunde (Chlond, 1998; Gierens, 1996; Gierens und Jensen, 1998), so daß keine Effekte durch Sedimentation oder Strahlung, die erst zu späteren Zeitpunkten offensichtlich werden, auftreten. Nur in Jensen et al. (1998) werden wie in der vorliegenden Arbeit Kondensstreifen bis zu 3 Stunden simuliert. In diesem Fall wird die Bedeutung von Sedimentation und Strahlung offensichtlich, was sich mit meinen Erkenntnissen deckt. Ebenso wächst die Breite eines Kondensstreifens nur dann an, wenn die relative Feuchte über 125% beträgt. Konsistent zu dieser Feststellung zeigen Gierens und Jensen (1998) in einer Fallstudie, daß sich ein Kondensstreifen bei geringer Übersättigung innerhalb einer halben Stunde auflöst. Dies stimmt mit meinen Simulationsergebnissen überein, die zeigen, daß die Kondensstreifen bei  $RH_i^* = 105\%$  sehr schwach sind und nur bei  $RH_i^* \geq 120\%$  die Breite eines Kondensstreifens substanziell zunimmt.

## 5.2 Turbulente Diffusion im EULAG-Modell

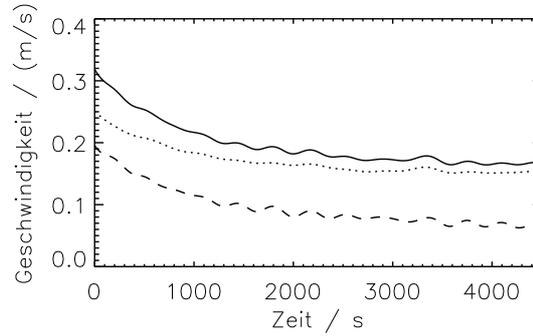
In diesem Abschnitt wird gezeigt, ob in 2-dimensionalen Simulationen Turbulenz derart aufgelöst ist, daß es für unsere Zwecke, nämlich die Modellierung von Kondensstreifen, ausreicht. Insbesondere in der Dispersionsphase ist, wie der Name schon andeutet, die Dispersion der Eiskristalle aufgrund von Scherung und turbulenter Diffusion ein dominanter Prozeß. Das Ausschmieren von mikrophysikalischen Größen wie Eiswassergehalt und Eiskristallanzahl wird sowohl durch nicht-aufgelöste Turbulenz (TKE-Schließung im EULAG-Modell) als auch durch aufgelöste Turbulenz (kleinskalige Geschwindigkeitsfluktuationen) bewerkstelligt. Bei den Dispersionsphasensimulationen wurden Maschenweiten zwischen 5 m und 15 m verwendet. Die für die Ausbreitung des Kondensstreifens relevanten Turbulenzwirbel sind daher aufgelöst. Teststudien mit anderen Subgrid-Parametrisierungen (Smagorinsky) zeigten daher keinen Unterschied zu Läufen mit TKE-Schließung. Im ersten Abschnitt werden Simulationen zur Untersuchung der turbulenten Diffusion von passiven Spurenstoffen durchgeführt. Diese werden mit 3D-Modellergebnissen (Dürbeck und Gerz, 1996, 1995) und Turbulenzmessungen (Quante und Starr, 2002; Gulpepe und Starr, 1995) verglichen. Im zweiten Abschnitt wird gezeigt, daß das vorliegende Modell imstande ist, Verdünnungsraten der Kondensstreifen gemäß einer empirischen Formel (Schumann et al., 1998) zu simulieren.

### 5.2.1 Turbulente Diffusion eines passiven Spurenstoffs

Wir untersuchen die turbulente Durchmischung von passiven Spurenstoffen sowie die Spektren von Horizontal- und Vertikalwind. Dies ist wichtig, um einerseits eine realistische Vergrößerung des Kondensstreifenquerschnitts zu simulieren, andererseits um die Intensität und Zeitskala von Auf- und Abwinden richtig aufzulösen, die aufgrund der adiabatischen Temperaturänderung bzw. relativen Feuchteänderung Auswirkung auf die mikrophysikalischen Eigenschaften des Kondensstreifens haben. In der Doktorarbeit von Dürbeck (1997) wurde die turbulente Durchmischung in der freien Atmosphäre mittels 3-dimensionalen Grobstruktursimulationen untersucht. Analoge Untersuchungen führen wir mit dem vorliegenden 2-dimensionalen EULAG-Modell durch. Dafür werden in einem ersten Schritt realistische Turbulenzfelder in einer Vorabsimulation erzeugt. In dieser Vorabsimulation gibt man sich weißes Rauschen vor, also räumlich zufällig verteilte Fluktuationen in  $u$  und  $w$ , wobei die Störungen gleichverteilt sind. Das Mittel der Fluktuationen über das gesamte Gebiet  $\overline{u' + w'}$  ist 0 und die Energie ist über alle aufgelösten Skalen hinweg anfänglich konstant. Da die Störungen räumlich nicht korreliert sind, treten hohe räumliche Windgradienten auf, die schnell abgebaut werden. Das führt dazu, daß die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung  $q = \left(\overline{u'^2 + w'^2}\right)^{0.5}$ , der sogenannte rms-Wert („root mean square“), abnimmt. Das Ende der Vorabsimulation ist erreicht, sobald die mittlere turbulente Geschwindigkeit  $q$  quasikonstant ist, also nur noch sehr langsam abnimmt. Das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Varianz  $\overline{u'^2}/\overline{w'^2}$  schwankt für stabile Atmosphären von 4 bis 10. Bei stabiler Schichtung ist die Turbulenz anisotrop. Nur durch bestimmte Ereignisse wie Wellenbrechen kann isotrope Turbulenz auf den typischen Flughöhen entstehen (Dörnbrack und Dürbeck, 1998). Dies ist aber auf kurze Zeiträume und Gebiete beschränkt. Die in den Vorabsimulationen erhaltenen Geschwindigkeitsfelder verwenden wir zur Initialisierung der eigentlichen Turbulenzuntersuchungen. Der Abbau der Energie durch Dissipation erfolgt in den kleinsten aufgelösten Skalen. Es ist nicht notwendig, dem System Energie auf den großen Skalen zuzuführen. Die Integrationszeit beträgt durchaus mehrere Stunden, ohne daß  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{w'^2}$  merklich abnimmt (siehe Abbildung 5.1). Wir geben ein 2-dimensionales gaußverteiltes Konzentrationsfeld  $c(\vec{x})$  mit horizontaler Streuung  $\sigma_{h,0}$  und vertikaler Streuung  $\sigma_{v,0}$  vor (die diagonale Varianz  $\sigma_{s,0}$  ist 0).

$$c(x) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\det(A)}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{x} - \vec{x}_S)A^{-1}(\vec{x} - \vec{x}_S)\right)$$

Die Kovarianzmatrix  $A$  ist gegeben durch  $\begin{pmatrix} \sigma_{h,0}^2 & \sigma_{s,0}^2 \\ \sigma_{s,0}^2 & \sigma_{v,0}^2 \end{pmatrix}$  und  $\vec{x}_S$  ist der Schwerpunkt des Konzentrationsfeldes. Die Varianzen  $\sigma_{h,0}$  und  $\sigma_{v,0}$  geben die horizontale bzw. vertikale Halbbreite des Konzentrationsfeldes an. Die Fläche kann mittels  $\pi\sqrt{\det(A)}$  bestimmt werden. In den 3-dimensionalen Simulationen wird das Feld anfänglich homogen in der  $y$ -Richtung angenommen. Unter der Annahme, daß die Konzentration unter dem Turbulenzeinfluß normalverteilt bleibt, kann man die Vergrößerung



**Abbildung 5.1:** zeitlicher Verlauf von  $q$  (durchgezogen),  $\sqrt{u^2}$  (gepunktet) und  $\sqrt{w^2}$  (gestrichelt) für Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_{BV} = 0.019 \text{ s}^{-1}$

des Fahnenquerschnitts mit den folgenden Formeln auswerten.

$$\sigma_h^2(t) = \frac{\sum_{i,k} (x_i - x_S)^2 c(\vec{x}_{i,k}, t)}{\sum c(\vec{x}_{i,k}, t)}$$

$$\sigma_v^2(t) = \frac{\sum_{i,k} (z_k - z_S)^2 c(\vec{x}_{i,k}, t)}{\sum c(\vec{x}_{i,k}, t)}$$

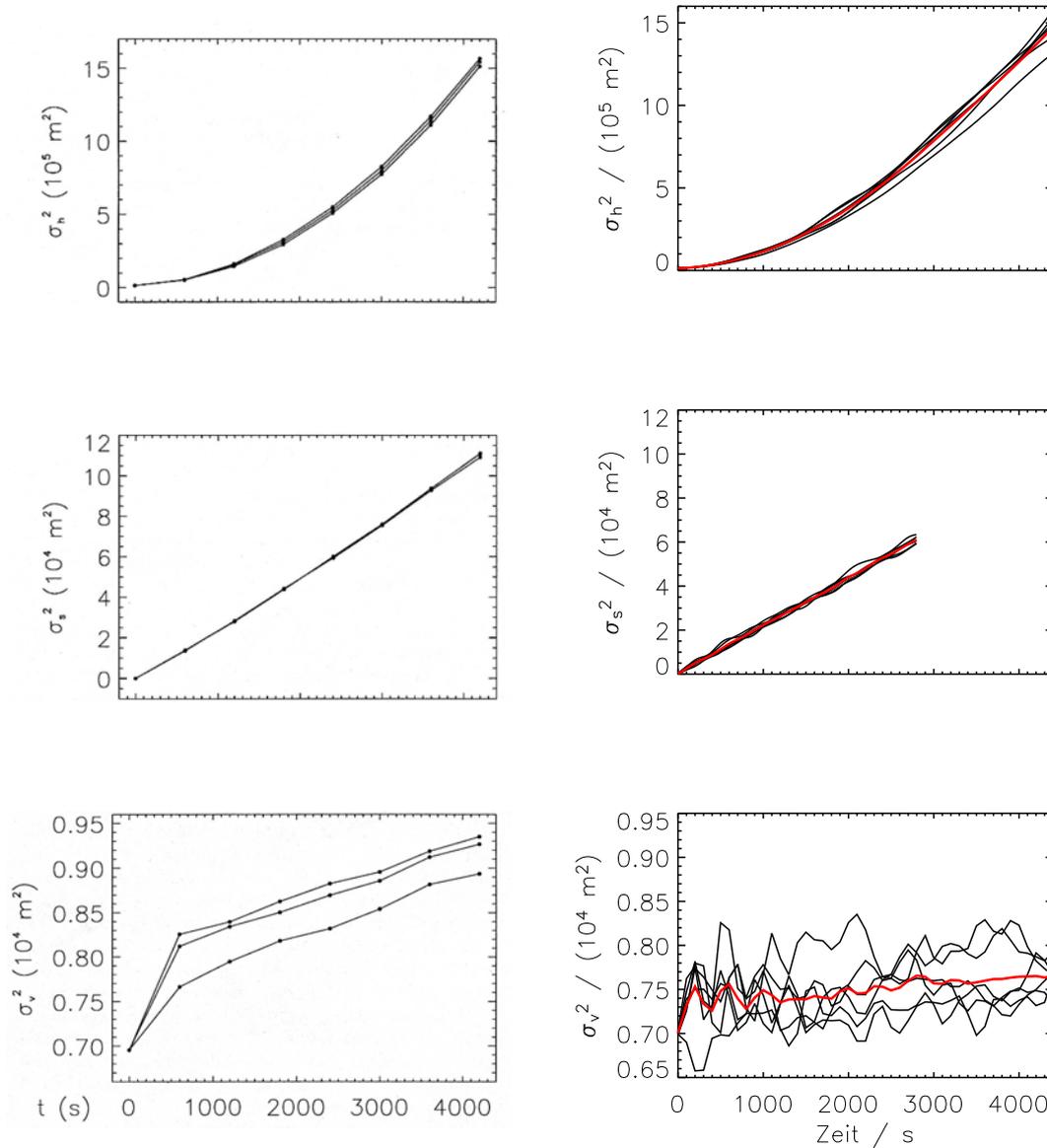
$$\sigma_s^2(t) = \frac{\sum_{i,k} (x_i - x_S)(z_k - z_S) c(\vec{x}_{i,k}, t)}{\sum c(\vec{x}_{i,k}, t)}$$

Im 3D-Fall wird zuerst noch über die y-Richtung gemittelt. Die turbulenten Diffusionskoeffizienten  $D_h$  und  $D_v$  sind im (scherungsfreien) Fall durch folgende Beziehung gegeben:

$$\sigma_h^2 = 2D_h t + \sigma_{h,0}^2$$

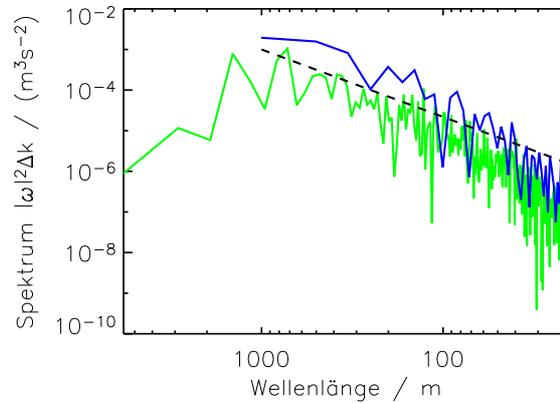
$$\sigma_v^2 = 2D_v t + \sigma_{v,0}^2$$

Diese und weitere Formeln, die die Berechnung von Diffusionskoeffizienten im nicht scherungsfreien Fall zeigen, sind in Konopka (1995) angegeben. In Abbildung 5.2 ist zeitliche Entwicklung der Größen  $\sigma_h^2$ ,  $\sigma_s^2$  und  $\sigma_v^2$  dargestellt. Links sind die Ergebnisse von Dürbeck übernommen (siehe Abbildung 7 in Dürbeck und Gerz, 1996), rechts sind die eigenen Ergebnisse abgebildet. In beiden Fällen ist  $N_{BV} = 0.019 \text{ s}^{-1}$  und  $s = 0.003 \text{ s}^{-1}$  und man startet mit gleichen Werten für  $\sigma_{h,0} = 1.4 \cdot 10^4 \text{ m}^2$  und  $\sigma_{v,0} = 7 \cdot 10^3 \text{ m}^2$ . In den Bildern rechts zeigen die roten Kurven die Mittelwerte über alle Konzentrationsfelder. Die schwarzen Kurven zeigen die Entwicklung von einzelnen Konzentrationsfeldern. Dies veranschaulicht die natürliche Variabilität, die man durch die unterschiedlichen Realisierungen der Turbulenzfelder erhält. In der linken Spalte sind ebenfalls Kurven für verschiedene Turbulenzrealisierungen gezeigt. Diese verlaufen jedoch glatter, da sie ein Mittelwert über die dritte Dimension darstellen. Es zeigt sich, daß das Höhenwachstum aufgrund der anisotropen Turbulenz in einer



**Abbildung 5.2:** Dargestellt ist von oben nach unten die zeitliche Entwicklung von  $\sigma_h^2$ ,  $\sigma_s^2$  und  $\sigma_v^2$ . In der linken Spalte sind die Ergebnisse von Dürbeck und Gerz (1996) gezeigt. Rechts sind die Werte aus EULAG-2D-Läufen abgebildet.

geschichteten Atmosphäre generell viel kleiner ist als das Breitenwachstum. Während  $\sigma_h^2$  um einen Faktor 100 – 1000 zunimmt, wächst  $\sigma_v^2$  lediglich um 30% (im 3D-Modell) an. Die  $\sigma_h(t)^2$  und  $\sigma_s(t)^2$ -Werte stimmen hervorragend in den beiden Modellen überein. Das vertikale Wachstum ist im 2D-Modell kleiner als im 3D-Modell. Dies fällt bei Kondensstreifensimulationen nicht so stark ins Gewicht, da das Höhenwachstum im Vergleich zur horizontalen Ausbreitung von untergeordneter



**Abbildung 5.3:** Energiedichte  $|\omega|^2$  der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen. Die grüne/blau Kurve verwendet  $w'$ -Werte entlang eines Horizontal/Vertikalschnitts, das zur Initialisierung der Dispersionsphase benutzt wird. Die schwarze Linie zeigt einen hypothetischen  $k^{-5/3}$ -Verlauf der Energiedichte, wobei  $k$  die Wellenzahl ist.

Natur ist und zweitens Kondensstreifen durch Sedimentations- und Strahlungsprozesse an Höhe gewinnen können. Die 2D-Modellergebnisse wurden für weitere  $N_{BV}$  und  $s$ -Werte mit den 3D-Werten verglichen. Auch dort sind die Übereinstimmungen ähnlich gut. In der Abbildung 5.3 ist die Energiedichte  $|\omega|^2$  der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuation abgebildet. Die Variable  $\omega$  ist die Fouriertransformierte der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuation  $w'$  entlang eines Horizontalschnitts oder Vertikalschnitts im Simulationsgebiet. Nach Kolmogorow fällt die Energiedichte im Inertialbereich des Turbulenzspektrums mit  $k^{-5/3}$  ab, wobei  $k$  die Wellenzahl ist. Messungen (Quante und Starr, 2002; Gulpepe und Starr, 1995) zeigen, daß Turbulenzspektren in Zirren Steigungen zwischen  $k^{-5/3}$  und  $k^{-3}$  haben. Der Energieabfall in den Geschwindigkeitsfeldern, mit denen die Dispersionsphasensimulationen initialisiert werden, ist in diesem Rahmen. Auf den kleinsten Skalen ist ein numerisch bedingter verstärkter Abfall zu verzeichnen, da die meisten Diskretisierungsschemata die kleinsten Wellenlängen am stärksten dämpfen.

In diesem Abschnitt wurde eine überraschend gute Übereinstimmung der 2D-Modellergebnisse mit 3D-Modellergebnissen sowie dem Kolmogorow-Gesetz gezeigt, obwohl in 2D-Modellen nicht alle physikalischen Voraussetzungen für eine realistische Simulation von Turbulenz erfüllt sind. Das vorliegende Modell ist somit geeignet, die Ausbreitung von Kondensstreifen zu studieren.

### 5.2.2 Vergleich mit empirischen Verdünnungsraten

Im Folgenden werden Simulationsergebnisse mit einer empirisch bestimmten Verdünnungsformel verglichen. Die Verdünnungsrate  $N_v$  einer Abgasfahne kann mit

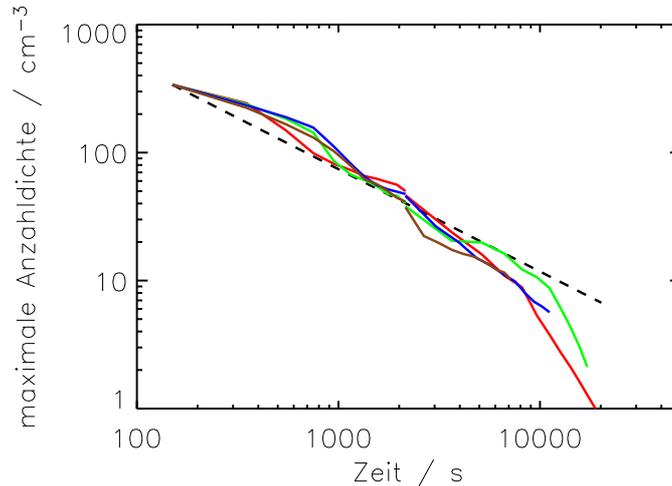
folgender empirischer Formel (Schumann et al., 1998) beschrieben werden:

$$N_v = 7000(t/t_0)^{0.8}, t_0 = 1 \text{ s} \quad (5.1)$$

Die Zeit  $t$  gibt das Alter der Abgasfahne an. Mehr als 70 Abgasfahnen mit Alter  $0.006 \text{ s} < t < 10^4 \text{ s}$  wurden vermessen. Für die meisten Abgasfahnen liegen die gemessenen Verdünnungsraten innerhalb eines Faktors 3 der angegebenen Formel. Die Verdünnungsrate ist invers proportional zur Maximalkonzentration  $M_v$  innerhalb der Abgasfahne. Daher gilt  $M_v \sim (t/t_0)^{-0.8}$ . Ist die Maximalkonzentration  $M_v$  zum Zeitpunkt  $t_{00}$  bekannt, kann mithilfe der obigen Formel die Maximalkonzentration zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t_{sim} + t_{00}$  bestimmt werden.

$$\frac{M_v(t_{sim} + t_{00})}{M_v(t_{00})} = \left( \frac{t_{sim} + t_{00}}{t_{00}} \right)^{-0.8} \quad (5.2)$$

Mit dieser Formel läßt sich leicht die Entwicklung der Maximalkonzentration während einer Simulation bestimmen.  $t_{00}$  und  $M_v(t_{00})$  geben das Alter des Kondensstreifens und die Maximalkonzentration zu Beginn der Simulation an,  $t_{sim}$  gibt den Zeitpunkt innerhalb der Simulation an. Das wirkliche Alter des Kondensstreifens ist dann  $t_{sim} + t_{00}$ . Die Abbildung 5.4 zeigt die maximale Anzahldichte während der Dispersionsphasensimulationen. Die Temperatur ist 217 K und die relative Feuchte ist 130%. Die Scherung variiert von  $0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  bis  $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Die gezeigten Werte zeigen eine schwache Abhängigkeit von der Scherung. Die schwarze Linie zeigt die



**Abbildung 5.4:** zeitliche Entwicklung der maximalen Eiskristallanzahldichten für  $T = 217 \text{ K}$  und  $RH_i^* = 130\%$ . Die Scherung ist  $0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (rot),  $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (grün),  $4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (dunkelblau) oder  $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (braun). Die gestrichelte schwarze Kurve zeigt die empirische  $t^{0.8}$ -Verdünnung nach Schumann et al. (1998) (Formel 5.2 mit  $t_{00} = 150 \text{ s}$ )

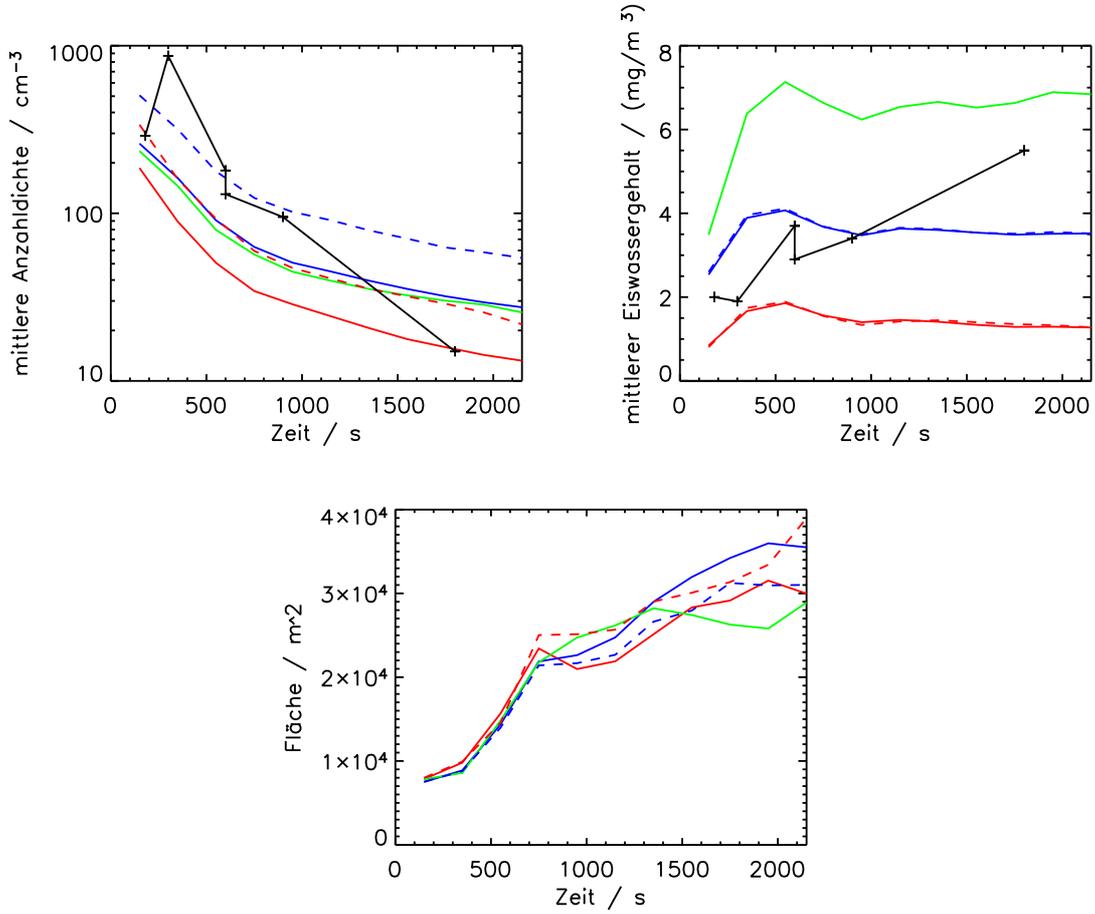
empirische Maximalkonzentration nach Formel 5.2. Zu Beginn der Simulation ist der Kondensstreifen ca. 150 s alt (Wirbelphase 135 s + Jetphase 20 s). Daher setzt man  $t_{00} = 150$  s. Bis zu  $t < 10000$  s liegen die simulierten Werte im Unsicherheitsbereich von Formel 5.2. Die Verdünnung im Modell ist daher realistisch. Ab  $t = 10000$  s nehmen die simulierten Anzahldichten stark ab. Das Auflösen des Kondensstreifens setzt ein und viele Eiskristalle im Inneren des Kondensstreifens verdampfen nun, so daß hier ein Vergleich mit der empirischen Formel nicht mehr sinnvoll ist.

### 5.3 Vergleich mit in-situ Meßdaten

In diesem Kapitel werden Simulationsergebnisse mit Meßdaten verglichen. In Schröder et al. (2000) wurden Kondensstreifen in-situ vermessen, die zwischen einigen Sekunden und einer halben Stunde alt waren. Für jeden vermessenen Kondensstreifen sind geschätztes Alter, typische Werte für die Eiskristallanzahldichte und den Eiswassergehalt sowie Umgebungstemperatur und -feuchte angegeben.

Die gemessenen Anzahldichten während der Jet- und Wirbelphase liegen zwischen  $2200 \text{ cm}^{-3}$  und  $1100 \text{ cm}^{-3}$ . Die geringe Streubreite bzw. die geringe Abnahme mit der Zeit ist ein Anzeichen dafür, daß die Eiskristalle mehrheitlich innerhalb der Wirbel gefangen sind und keine effiziente Verdünnung stattfindet. Die Anzahldichten in den Wirbelphasensimulationen kann man analytisch abschätzen. Unser Modell wird mit  $\mathcal{N}_0^{\text{Standard}} = 3.4 \cdot 10^{12}$  Eiskristallen pro Flugmeter initialisiert, die homogen auf zwei Kreisscheiben mit Radius 20 m verteilt sind und somit eine anfängliche Anzahldichte von  $\bar{N}_{sim} = \mathcal{N}_0^{\text{Standard}} / (2\pi(20 \text{ m})^2) \approx 1300 \text{ cm}^{-3}$  haben. Die Simulationen zeigen, daß sich die Querschnittsfläche des primären Nachlaufs während der ersten 2-3 Minuten in etwa verdoppelt. Die mittlere Anzahldichte  $\bar{N}_{sim}$  kann aufgrund der Verdünnung um einen Faktor 2 abnehmen. Durch Sublimation der Eiskristalle kann je nach Umgebungsfeuchte und Temperatur eine zusätzliche Minderung der Anzahldichten um einen Faktor 2 – 100 auftreten. Bei den Messungen sollte der Kristallverlust nicht so hoch sein, da starker Kristallverlust erst gegen Ende der Wirbelphase auftritt und die vermessenen Kondensstreifen meist jünger als 120 s waren. Ebenso wäre der primäre Nachlauf möglicherweise gar nicht mehr sichtbar, wenn die Sublimation zu hoch ist.

In der Dispersionsphase nehmen die gemessenen Anzahldichten durch Verdünnungsprozesse ab und Sublimation von Eiskristallen spielt bei persistenten Kondensstreifen erst nach mehreren Stunden eine Rolle. Da die Umgebungsbedingungen bei den Messungen unterschiedlich waren und die Angaben mit Unsicherheiten behaftet sind, werden Modellläufe mit verschiedenen Werten für die Temperatur, relative Feuchte und Anfangseiskristallanzahl  $\mathcal{N}_0$  ausgewertet. Die genauen Umstände der Messungen und wie daraus die Meßwerte abgeleitet werden, sind für den Einzelfall nicht bekannt. Dazu zählt, in welchem Winkel und auf welcher Höhe relativ zur Emissionshöhe der Kondensstreifen durchflogen wurde, die geflogene Strecke innerhalb des Kondensstreifens, wieviel Meßpunkte in welchen Zeitabständen zur Mittelung herangezogen wurden und ob ein scharfer Gradient in der Anzahldichte am Rand des

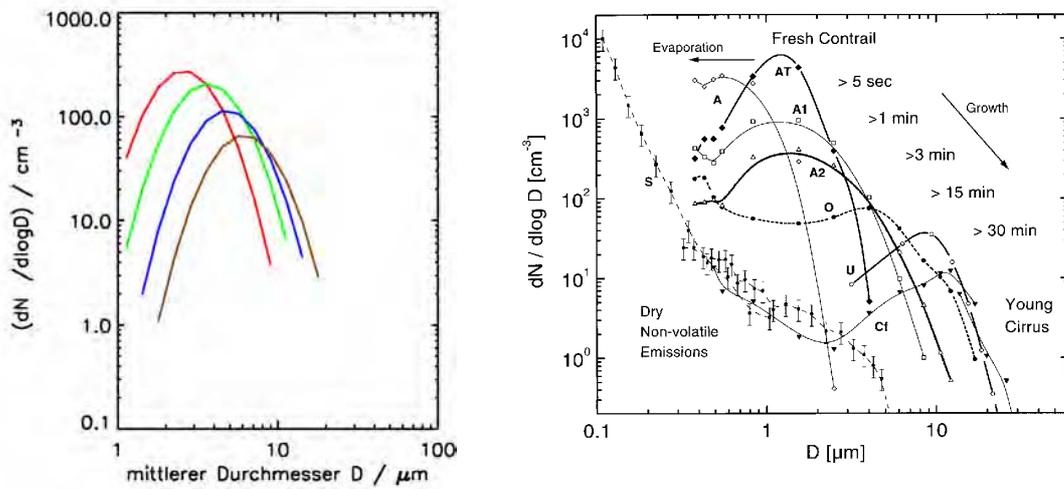


**Abbildung 5.5:** oben links: Anzahldichte, oben rechts: Eiswassergehalt, unten: Fläche des Mittelungsgebiets.  
gemessene Werte: schwarz; simulierte Werte mit  $(RH_i^*/\%, T/K) = (130, 217)$  grün,  $(110, 212)$  rot und  $(130, 212)$  blau. Die Läufe mit  $N_0 = 2 \cdot N_0^{Standard}$  sind gestrichelt dargestellt.

Kondensstreifens auftritt. Daher ist es nicht sinnvoll die Mittelung der simulierten Anzahldichten entlang eines bestimmten Flugpfades vorzunehmen. Stattdessen wird für alle Fälle die gleiche einfache Mittelungsprozedur verwendet. Als Mittelungsgebiet verwendet man den Bereich, wo die Anzahldichte höchstens um einen Faktor  $N_{rel} = 3$  kleiner ist als die maximale Anzahldichte und bildet über diesen Bereich das arithmetische Mittel.

$$\overline{N}_{sim} = \frac{\left( \sum_{N(i,j) > (N_{max}/N_{rel})} N(i,j) \right)}{\left( \sum_{N(i,j) > (N_{max}/N_{rel})} 1 \right)} \quad (5.3)$$

Die mittleren Eiswassergehalte  $\overline{IWC}_{sim}$  werden über den gleichen Bereich gemittelt. Der Parameter  $N_{rel}$  ist klein gewählt, da auch die Meßwerte nur den dichtesten



**Abbildung 5.6:** links: Größenverteilung aller gemessenen Kondensstreifenpartikel nach 3, 6, 10 und 30 Minuten (rot, blau, grün, braun)  
 rechts: Größenverteilung der gemessenen Eiskristalle übernommen aus Schröder et al. (2000)

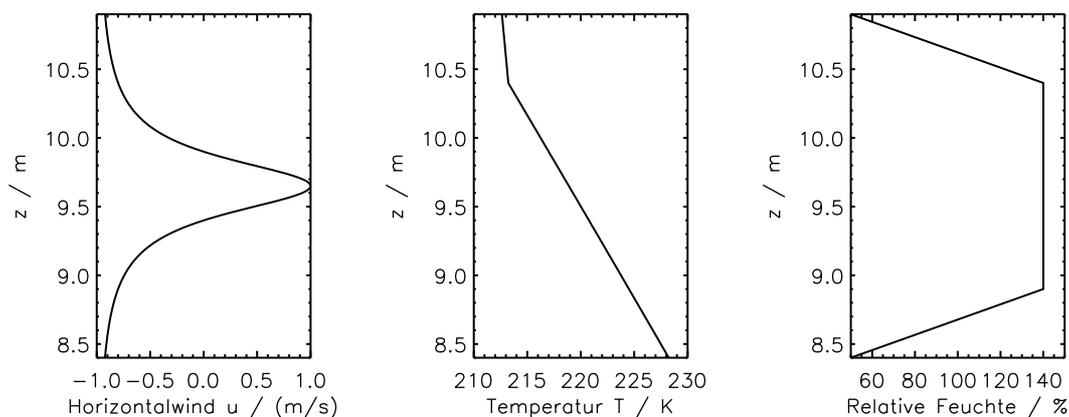
Teil des Kondensstreifens repräsentieren (siehe Abschnitt 3 in Schröder et al., 2000). Das Mittelungsgebiet wächst mit der Zeit an (siehe Abbildung 5.5 rechts) konsistent mit der Tatsache, daß die durchflogene Strecke bei älteren Kondensstreifen größer ist. In Abbildung 5.5 werden die gemessenen mit den simulierten Anzahldichten  $\bar{N}_{sim}$  (links) und Eiswassergehalten  $\overline{IWC}_{sim}$  (Mitte) verglichen. Die gemessenen Werte liegen zwischen  $890 \text{ cm}^{-3}$  und  $16 \text{ cm}^{-3}$  (siehe Tabelle 2 in Schröder et al., 2000) und sind wie schon in der Wirbelphase im oberen Streubereich der Modellwerte zu finden. Am besten stimmt die Meßkurve mit den Läufen mit verdoppelter Anfangseiskristallanzahl überein. Die gemessenen Eiswassergehalte liegen immer innerhalb der Modellwerte, zeigen jedoch im Gegensatz zu den Modellwerten einen deutlichen Anstieg mit der Zeit. In den Messungen wurde nie derselbe Kondensstreifen zu mehreren Zeitpunkten vermessen, so daß die Schlußfolgerung, Eiswassergehalte nähmen im Kondensstreifen zu, nicht zulässig ist, da die älteren Kondensstreifen möglicherweise bei höheren Feuchte gemessen wurden. In Abbildung 5.6 links ist die typische Größenverteilung der Teilchendurchmesser der Eiskristalle im Modell dargestellt. Auch hier wurden, analog zu oben, nur Teilchen im Mittelungsbereich berücksichtigt. Der Übersichtlichkeit halber werden nur die Ergebnisse der Simulation mit  $T = 212 \text{ K}$  und  $RH_i^* = 130\%$  gezeigt, da sich die Werte der weiteren Simulationen nur geringfügig davon unterscheiden. Anfangs sind Teilchen mit Durchmesser  $D = 1 \mu\text{m}$  am häufigsten vertreten, nach 30 Minuten Teilchen mit  $D = 10 \mu\text{m}$ . Das Anwachsen und die Verdünnung der Teilchendurchmesser paßt sehr gut zu den gemessenen Größenverteilungen, die im rechten Teil der Abbildung 5.6 dargestellt sind. Zusammenfassend kann man festhalten, daß die Anzahldichte, Eis-

wassergehalte und Größenverteilung gut mit den Messungen übereinstimmen, wobei die Übereinstimmung der Anzahldichten am besten ist, wenn im Modell die Anfangseiskristallanzahl verdoppelt wird.

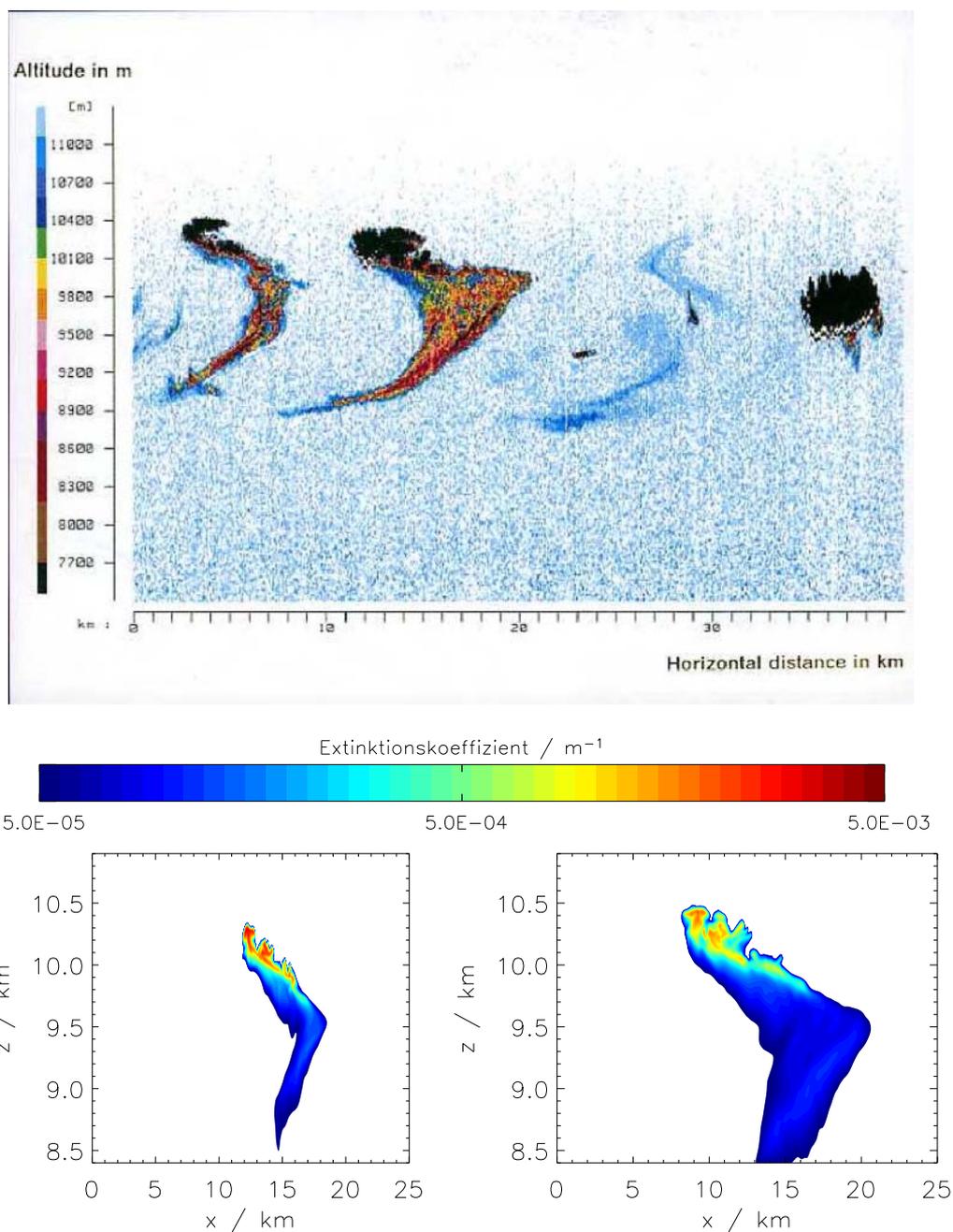
## 5.4 Vergleich mit Lidardaten

### 5.4.1 Einzelstudie ALEX-Lidar

Der im Weiteren untersuchte Fall wurde am 7. November 1990 über Süddeutschland mit Hilfe eines ALEX-Lidars, das an Bord eines Forschungsflugzeugs montiert war, vermessen. Dieser Fall wurde erstmalig in Schumann (1994) beschrieben. Die gelagerten Kondensstreifen (Alter unbekannt) weisen mächtige Fallstreifen auf und erstrecken sich vertikal über 1.5 km. Im Folgenden wird gezeigt, daß das Modell imstande ist, solch mächtige Kondensstreifen zu produzieren. Das Modellgebiet ist 2.5 km hoch und 25 km breit. Im Modellgebiet ( $z = 8.4 \text{ km} - 10.9 \text{ km}$ ) wird die Flughöhe auf  $H = 9.8 \text{ km}$  festgelegt. Die Initialisierung der Simulation wird an meteorologische Messungen, sofern vorhanden, angepaßt. Das Temperaturprofil wurde aus Radiosondenaufstiegen von München und Stuttgart geschätzt. Mit beiden Sonden wurde auf 300 hPa eine Temperatur von 222 K gemessen. Bei  $p = 250 \text{ hPa}$  und 200 hPa wurde jeweils 213 K gemessen, was auf eine sehr stabile Schichtung hindeutet. Im Bereich  $z = 8.4 \text{ km} \dots 10.4 \text{ km}$  wurde die Standardstabilität  $N_{BV} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  verwendet, darüber  $N_{BV} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Beim (horizontalen) Windfeld wird nicht auf die Radiosondendaten zurückgegriffen, da die Form der Kondensstreifen nicht auf ein Windfeld mit uniformer Scherung schließen läßt und die vertikale Auflösung der Radiosondendaten zu gering ist. Es wurde ein Windfeld mit einem „Witch of Agnesi“-Profil ( $u \propto \frac{1}{1+(z-z_0)^2}$ ) vorgegeben. Da keine verlässliche Information über



**Abbildung 5.7:** Anfangsprofile von Horizontalwind, Temperatur und relativer Feuchte



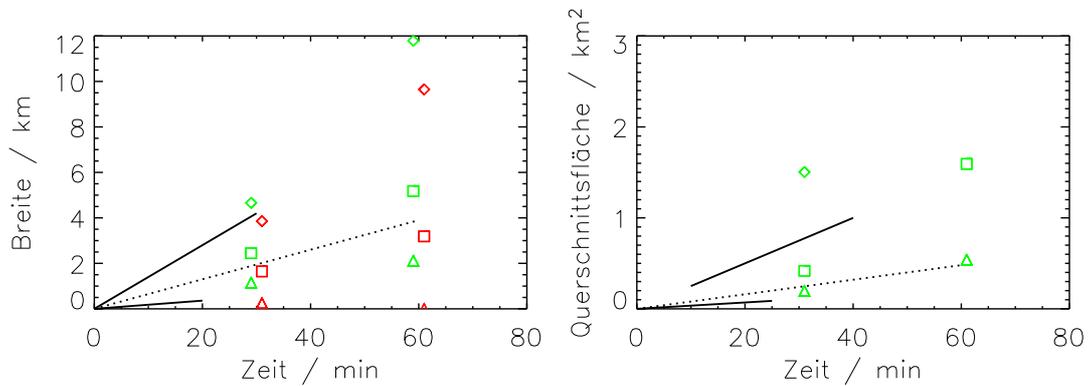
**Abbildung 5.8:** oben: Rückstreusignal mehrerer Kondensstreifen, das mit dem ALEX-Lidar an Bord der Falcon am 7. November 1990, 15:20 Uhr über Süddeutschland gemessen wurde.  
 unten: Extinktion in  $\text{m}^{-1}$  des simulierten Kondensstreifens nach 1 Stunde (links) und 2 Stunden (rechts)

die Feuchte, die in den Radiosondenprofilen mit 10 – 20% angegeben wird, vorhanden ist, wird eine relative Feuchte von 140% vorgegeben. Dieser hohe Wert ist wegen der starken Fallstreifen anzunehmen. Die Vertikalprofile von Wind, Temperatur und relativer Feuchte sind in Abbildung 5.7 abgebildet. Die Temperatur auf Flughöhe ist 217 K, die mikrophysikalischen Anfangsfelder werden daher aus dem Wirbelphasenlauf ( $T = 217 \text{ K}$ ,  $RH_i^* = 140\%$ ) entnommen. Das Modell lief mit aktivierter Strahlungsroutine und ebenso war homogene Nukleation zugelassen. Exemplarisch ist im unteren Teil von Abbildung 5.8 die Extinktion eines Kondensstreifens nach 1 und 2 Stunden dargestellt. Die ausfallenden großen Teilchen bilden einen ca. 1 km dicken Fallstreifen. Die vertikale Erstreckung des Kondensstreifens erhöht sich außerdem durch Strahlungseffekte, da der Kondensstreifen über 500 m aufsteigt. Oberhalb von  $z = 10.4 \text{ km}$  ist der Kondensstreifen schwach, da sowohl die relative Feuchte nach oben hin abnimmt als auch ein weiteres Aufsteigen durch die sehr stabile Schichtung unterdrückt wird. Qualitativ stimmt die räumliche Extinktionsverteilung sehr gut mit den gemessenen Kondensstreifen überein. Insbesondere weist der simulierte Kondensstreifen die gleiche angedeutete Hufeisenform auf, was einerseits auf der starken Sedimentation beruht, andererseits auf dem vorgegebenen Windfeld mit Maximalscherung im Höhenbereich  $z = 9.5 \text{ km}$ .

### 5.4.2 Lidarmessungen von Freudenthaler

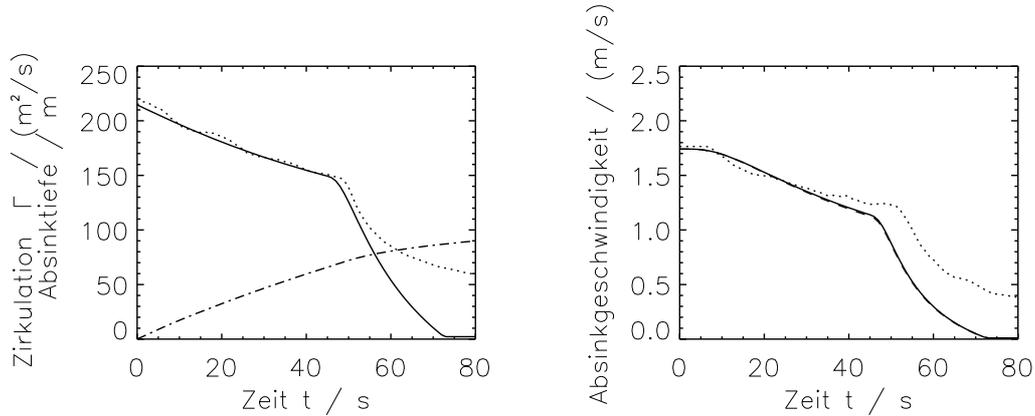
In Freudenthaler et al. (1995) wurden die Rückstreusignale von 81 Kondensstreifen mit einem bodengestützten Lidargerät gemessen. Typische Querschnittsflächen und Breiten von Kondensstreifen, die bis zu eine Stunde alt sind, wurden daraus abgeleitet. Das maximale und minimale Breitenwachstum  $\dot{B}$  wird mit 140 m/min und 18 m/min angegeben. Das mittlere Breitenwachstum  $\dot{B}$  liegt bei 65 m/min. Die daraus berechneten, linear mit der Zeit ansteigenden Breiten sind in der Abbildung 5.9 links dargestellt. Bei der Auswertung der Simulationen wurden zwei Definitionen der Breite benutzt. Man verwendet entweder einen Extinktionsschwellwert  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  oder einen Schwellwert für die optische Dicke  $\tau_0 = 0.02$ . Aus den 64 Standardsimulationen wurden die maximale, mittlere und minimale Breite zu den Zeitpunkten  $t = 30 \text{ min}$  und  $t = 60 \text{ min}$  bestimmt. Bei der Mittelung wurden alle Simulationen gleichgewichtet, obwohl die Auftrittshäufigkeiten für die einzelnen Parameterkombinationen unterschiedlich sind. Es zeigt sich, daß die Werte sehr gut mit den Lidarbeobachtungen übereinstimmen. Bei der Untersuchung hat sich außerdem herausgestellt, daß die Breite nicht sehr sensitiv von den vorgegebenen Schwellwerten abhängt. Breitenwerte, die mit  $\chi_0 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  und  $\tau_0 = 0.03$  berechnet wurden, zeigen eine ebenso gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden diese Größen nicht in die Abbildung aufgenommen. Im rechten Schaubild ist die zeitliche Entwicklung der Querschnittsfläche dargestellt. In Freudenthaler et al. (1995) wurden beim Flächenwachstum als Maximum 25000 m<sup>2</sup>/min und als Minimum 3500 m<sup>2</sup>/min gefunden. Die Querschnittsflächen sind in den Simulationen generell größer. Bei  $t = 60 \text{ min}$  liegt der Maximalwert

7.8 km<sup>2</sup> sogar außerhalb des gezeigten Bereichs. Im Gegensatz zur Breite zeigt sich, daß die Querschnittsfläche sensitiv von dem vorgegebenen Schwellwert  $\chi_0$  abhängt. Durch eine moderate Erhöhung von  $\chi_0$  könnte man die Simulationen an die Beobachtungsdaten anpassen. Generell ist Berechnung der Querschnittsfläche aufgrund der Zweidimensionalität weniger robust als die Berechnung von eindimensionalen Größen wie der Breite. Die gefundenen Flächenwerte hängen also stärker von der jeweiligen Definition ab. Diese Diskrepanz zwischen den Simulations- und Beobachtungswerten kann daher aus den unterschiedlichen Flächendefinitionen in den beiden Arbeiten folgen. Man kann aus der Diskrepanz nicht schließen, daß die Kondensstreifenausbreitung im Modell zu groß ist. Die Breiten und optischen Dicken, die in Kombination auch die zweidimensionale Struktur des Kondensstreifens beschreiben, stimmen sehr wohl mit Beobachtungsdaten überein.



**Abbildung 5.9:** Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung der Breite (links) und der Querschnittsfläche (rechts).

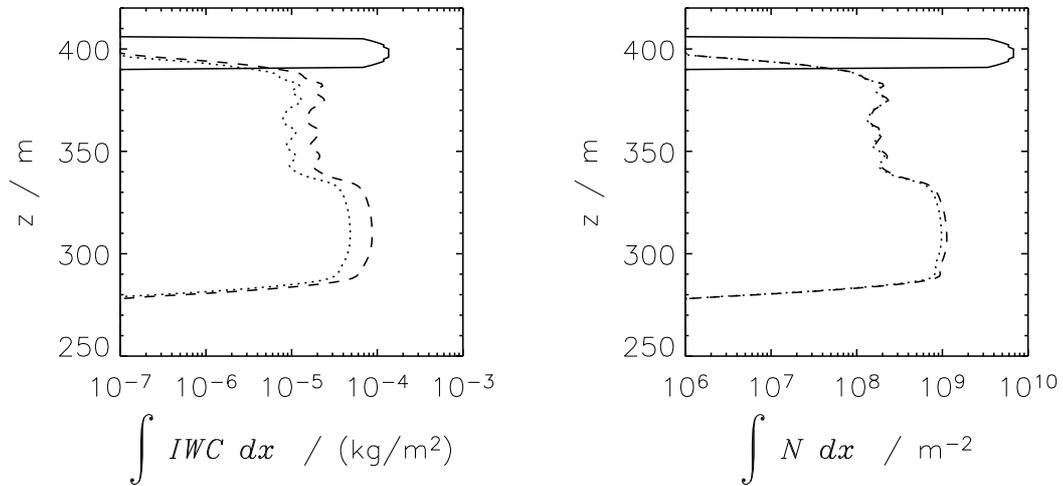
Die schwarzen Kurven sind aus Freudenthaler et al. (1995) übernommen und zeigen die minimale, die mittlere und die maximale Breite/Querschnittsfläche über alle Messungen. Die Symbole zeigen Simulationen nach 30 und 60 Minuten. Die Kästchen zeigen die Mittelwerte über alle 64 Standardsimulationen. Dabei wurde jedoch nicht mit der Auftrittshäufigkeit der Parameterwerte gewichtet. Die Dreiecke und Rauten zeigen Minimal- und Maximalwerte aller 64 Standardsimulationen. Die grüne Farbe zeigt die Breite und Fläche, die mit dem Extinktionsschwellwert  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  bestimmt werden. Die roten Symbole zeigen die Breiten mit einem Schwellwert der optischen Dicke  $\tau_0 = 0.02$ .



**Abbildung 5.10:** links: zeitliche Entwicklung der Zirkulation  $\Gamma_{ZK}$  (durchgezogene Linie) und der Zirkulation  $\Gamma_{num}$  im Modell (gepunktete Linie). Absinktiefe des Wirbelpaares (Strich-Punkt-Muster).  
rechts: Absinkgeschwindigkeit als Funktion der Zeit. Die durchgezogene/gestrichelte Kurve zeigt den theoretischen Wert (ohne/mit Beachtung des Auftriebsterms). Die gepunktete Kurve zeigt die Werte der Simulation.

## 5.5 Vergleich mit in-situ Messung eines Embraer170-Kondensstreifens

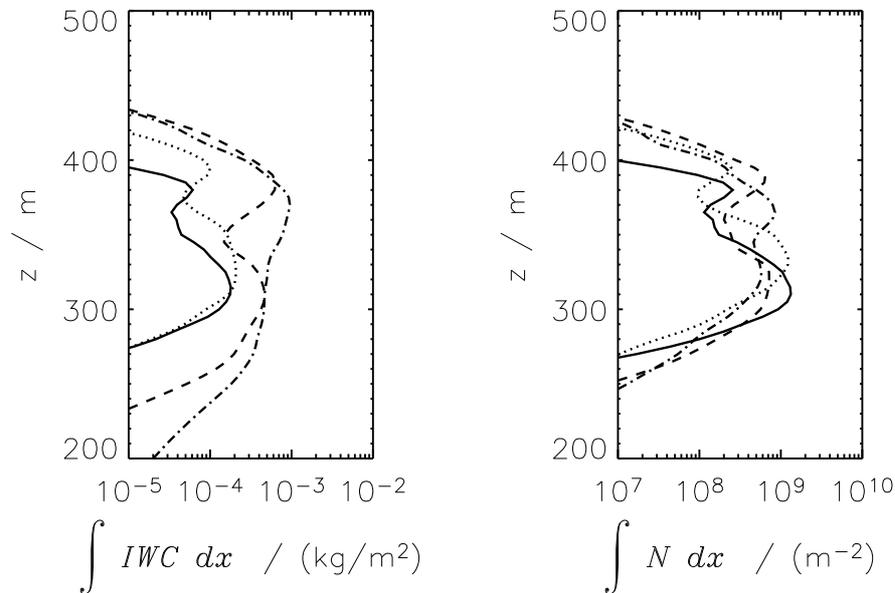
Während der Pazi-Launch-Kampagne wurde ein Kondensstreifen eines Embraer170-Flugzeugs zu mehreren Zeitpunkten vermessen. Da dieser Flugzeugtyp kleiner ist als eine B747, mußte für die folgenden Simulationen die Flugzeuggeometrie angepaßt werden. Sowohl die Eigenschaften des Abgasstrahls als auch des Wirbelpaares wurden angepaßt. Die Unterschiede zur Standardinitialisierung waren: Die anfängliche Eiskristallanzahl pro Flugmeter  $\mathcal{N}_0 = 1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-1}$  ist kleiner, ebenso der Wasserdampfstoß (Kerosinverbrauch  $\dot{m}_f = 0.3 \text{ kg/s}$ ). Die Eismasse im Abgasstrahl ist daher im Vergleich zu einer B747 ( $\dot{m}_f = 3 \text{ kg/s}$ ) 10 Mal kleiner. Die anfängliche Zirkulation  $\Gamma$  ist  $240 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ , die Spannweite ist 25 m. Aufgrund der schwächeren Wirbel sinkt das Wirbelpaar langsamer ab ( $w_W = 1.8 \text{ m/s}$ ) und seine Lebenszeit ist kürzer. Das Wirbelpaar zerfällt in weniger als 80 s und die Wirbelzentren sinken ca. 80 m ab (siehe Abbildung 5.10). Die Initialisierung der meteorologischen Werte orientiert sich an den Messungen. Auf Flughöhe (im Modellgebiet liegt sie auf  $z_{FH} = 400 \text{ m}$ ) ist die Temperatur  $T = 213 \text{ K}$  und der Druck  $p = 187 \text{ hPa}$  vorgegeben. Die Standardstabilität  $N_{BV} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  wird beibehalten und die vertikale Windscherung ist konstant  $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ . Es wurden Läufe mit unterschiedlichen relativen Feuchten durchgeführt ( $RH_i^* = 120\%$  bzw.  $110\%$ ). Die Simulation der Wirbelphase zeigt, daß 72% ( $RH_i^* = 120\%$ ) bzw. 65% ( $RH_i^* = 110\%$ ) der Eiskristalle überleben. Im Vergleich zu den B747-Rechnungen überleben mehr Eiskristalle und die schwächere Wirbeldynamik hat einen geringen Kristallverlust zur Folge. Bei Kleinflugzeugen



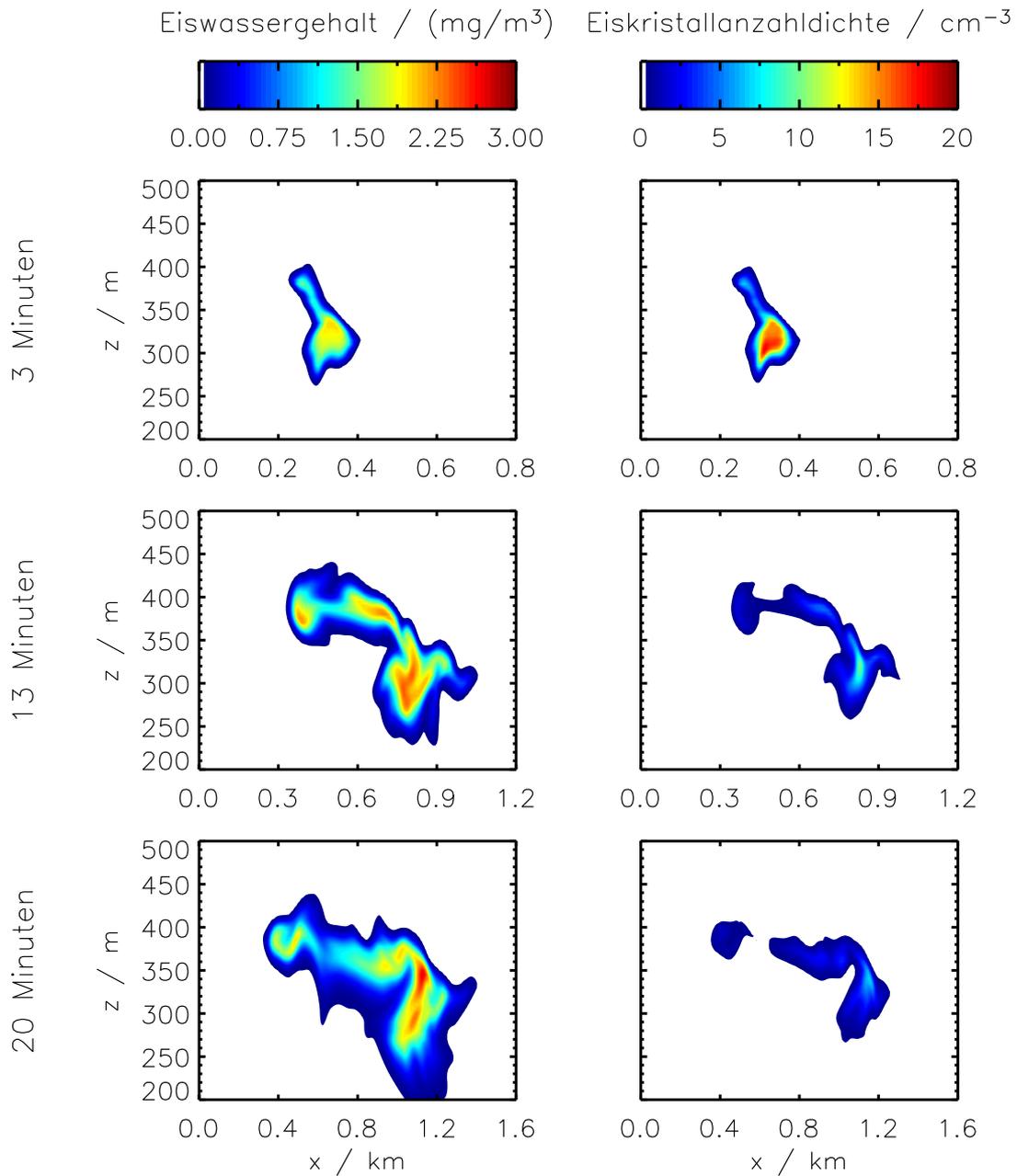
**Abbildung 5.11:** Vertikalprofil von Eismasse (links) und Eiskristallen (rechts) nach 0 s (Initialisierung der Wirbelphase, durchgezogene Linie) und nach 70 s (Ende der Wirbelphase, gepunktet:  $RH_i^* = 110\%$ , gestrichelt:  $RH_i^* = 120\%$ ). Die ursprüngliche Flughöhe  $z_{FH}$  liegt auf 400 m.

tritt also bei einer 10%-Übersättigung nur unkritischer „Kristallverlust“ (Definition siehe Abschnitt 3.4) auf. Die Unsicherheit in der überlebenden Eiskristallanzahl durch die Feuchteänderung ist vernachlässigbar im Vergleich zu der Unsicherheit, die bei der Schätzung der anfänglichen Gesamtanzahl der Eiskristalle  $\mathcal{N}_0$  vorhanden ist. Die überhöhte Absinkgeschwindigkeit im Modell (siehe Abbildung 5.10), welche eine Überschätzung des Kristallverlusts zur Folge hat, ist vernachlässigbar, da sowieso ein Großteil der Eiskristalle überlebt und zum Zeitpunkt des Wirbelauf lösen der Eiskristallverlust pro Zeiteinheit gering ist. Aufgrund der geringen vertikalen Auslenkung des Wirbelpaares ist der Kondensstreifen nur ca. 100 m hoch. Der primäre und sekundäre Nachlauf sind am Ende der Wirbelphase nur schwach voneinander separiert (siehe Abbildung 5.11). Während der Dispersionsphase verwischt die Aufteilung in primären und sekundären Nachlauf mehr und mehr (siehe Abbildung 5.12), da der untere Teil des Kondensstreifens aufsteigt. Die in den Wirbel mitgeführte Luft ist wärmer als die Umgebung und steigt auf und befördert einen Teil der Kristalle wieder Richtung Ausgangshöhe. Die Schicht mit den meisten Eiskristallen wandert innerhalb weniger Minuten von  $z = 305$  m auf  $z = 330$  m. Der sekundäre Nachlauf ist anfänglich durch ein lokales Maxima auf ca. 380 m zu finden. Nach ca. 15 Minuten sind weiterhin zwei Maxima im Eiskristallvertikalprofil vorhanden. Allerdings hat die Teilchenanzahl im sekundären Nachlauf und primären Nachlauf nun die gleiche Größenordnung. Dies erklärt auch die Schwierigkeit, in den in-situ Meßdaten eine Unterscheidung in primären und sekundären Nachlauf vorzunehmen und während der Messung gezielt einen bestimmten Teil des Kondensstreifens anzuvisieren. Die in Abbildung 5.13 gezeigten Konturdiagramme von Eiswassergehalt, Eiskristallan-

zahldichte und Extinktion verdeutlichen dies. Febvre et al. (2008) geben  $68.3 \text{ cm}^{-3}$  als Richtwert für die Anzahldichte in einem jungen Kondensstreifen (2.5 Minuten alt) und  $18.3 \text{ cm}^{-3}$  in gealterten Kondensstreifen ( $> 10$  Minuten) an. Eine Hauptschwierigkeit in der zitierten Arbeit war, festzustellen, ob die Messung im primären oder sekundären Nachlauf des Kondensstreifens stattfand. Da die maximalen Anzahldichten in der Simulation sowohl im primären als auch sekundären Nachlauf ca. um einen Faktor 2 – 10 unter den Messungen liegen, kann das Modell auch keine weiteren Anhaltspunkte liefern, in welchem Bereich des Kondensstreifens gemessen wurde. Letztendlich zeigen die Simulationen aber, daß eine Unterscheidung in diese beiden Bereiche bei kleinen Flugzeugtypen nicht sinnvoll ist. Eine Sensitivitätsstudie, bei der die anfängliche Eiskristallanzahl um einen Faktor 5 erhöht wurde ( $\mathcal{N}_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ), kann die gemessenen Werte reproduzieren. Wie schon in einer Sensitivitätsstudie in Abschnitt 3.3.3 gezeigt wurde, kann die Eiskristallanzahl in erster Näherung mit der Anfangseiskristallanzahl skaliert werden. Diese Tatsache verdeutlicht, daß die Anzahlkonzentration von der Anzahl der anfangs gebildeten Eiskristalle abhängt und die Kenntnis von  $\mathcal{N}_0$  wichtig ist.



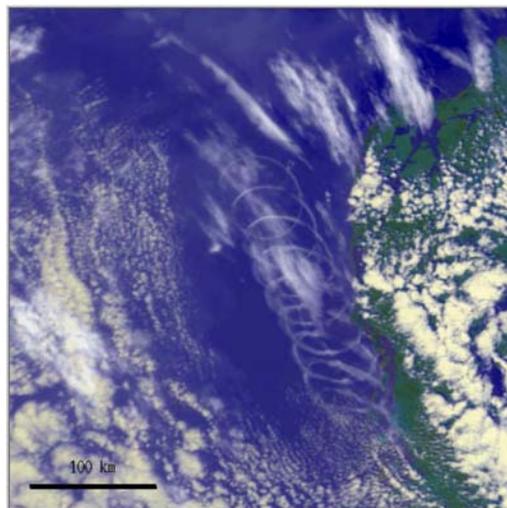
**Abbildung 5.12:** Vertikalprofil der Eismasse (links) und Eiskristallanzahl (rechts) bei  $RH_i^* = 120\%$  zu den Zeitpunkten 3, 4.7, 13 und 20 Minuten (durchgezogen, gepunktet, gestrichelt, gepunktet-gestrichelt). Die ursprüngliche Flughöhe  $z_{FH}$  liegt auf 400 m.



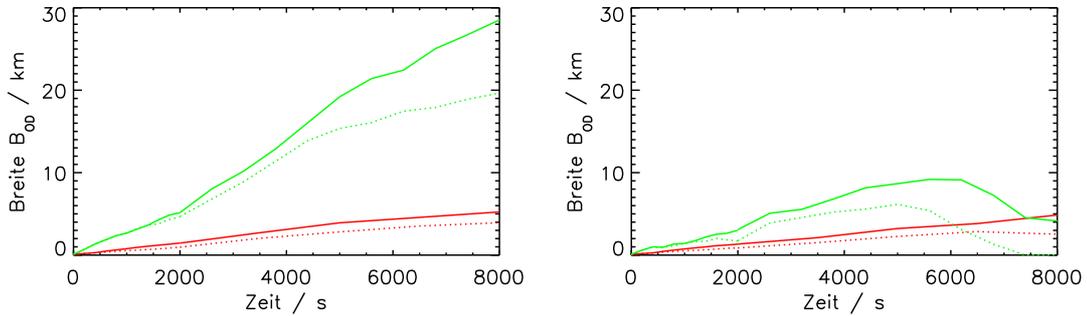
**Abbildung 5.13:** Konturplot von Eiswassergehalt, Eiskristallanzahldichte zu den angegebenen Zeitpunkten 3, 13 und 20 Minuten. Die Gebietsbreite nimmt mit der Zeit zu. Die ursprüngliche Flughöhe  $z_{FH}$  liegt auf 400 m.

## 5.6 Vergleich mit Satellitenbeobachtungen

Der Vergleich mit Satellitenbeobachtungen gestaltet sich schwierig, da die Kondensstreifenentwicklung sensitiv von meteorologischen Parametern und dem Flugzeugtyp abhängt, diese Größen aber oft nur mit einem großen Unsicherheitsbereich vorliegen. Bei Satellitenbildern ist oft eine Vielzahl von Kondensstreifen zu sehen, die sich im Detail unterschiedlich entwickeln. Informationen über die Flugzeuge sind nur selten vorhanden und können im Modell nur durch einen Standardflugzeugtyp repräsentiert werden. Meteorologische Größen sind zwar aus Radiosondendaten bekannt, jedoch kann die Temperatur nur ansatzweise abgeleitet werden, da die genauen Flughöhen meist unbekannt sind. Die relative Feuchtemessung von Radiosonden in der oberen Troposphäre ist meist nicht verlässlich (Pratt, 1985; Gierens, 1996), wie auch der vorgestellte Fall in Abschnitt 5.4.1 verdeutlicht hat. Die effektive Windscherung, die den Winkel zwischen Flugrichtung und maximaler Windscherung berücksichtigt, kann ebenfalls nur grob aus den Winddaten abgeleitet werden. Meine Erfahrung ist, daß die aus den Radiosondendaten abgeleiteten Scherungswerte den Zustand vor Ort nur sehr vage widerspiegeln. Der Vergleich von Modellergebnissen mit den Satellitenmessungen liefert nur wenig Erkenntnisgewinn, da erstens die Variabilität der Modellergebnisse für einen schwach eingegrenzten Parameterraum groß ist und zweitens die geometrischen Eigenschaften signifikant von den Detektionsschwellwerten  $\tau_0$  und  $\chi_0$  abhängen, die für Satelliten nicht genau bestimmt sind, aber auf jeden Fall über der Sichtbarkeitsschwelle  $\tau_0 = 0.02$  liegen. Satelliten sehen daher nur Kondensstreifen, die sich in feuchter Luft ausbreiten, da bei geringen Übersättigungen nur optisch dünne Kondensstreifen entstehen. Interessant ist die



**Abbildung 5.14:** *Spiralförmiger Kondensstreifen westlich von Dänemark beobachtet am 22.Mai 1998 mit dem NOAA-14 AVHRR Satellit (erstellt von Hermann Mannstein)*



**Abbildung 5.15:** zeitliche Entwicklung der Breite des Kondensstreifens mit Schwellwert  $\tau_0 = 0.1$  (links) und  $0.2$  (rechts) für  $RH_i^* = 140\%$ ,  $T = 222\text{ K}$  und  $s = 0\text{ s}^{-1}$  (rot) bzw.  $10 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$  (grün); ohne Strahlung (gepunktet), mit Strahlung (durchgezogen).

Satellitenbeobachtung eines Kondensstreifens, der von einem AWACS-Militärflugzeug erzeugt wurde, das mehrmals einen Kreis von 60 km Radius durchflogen hat. Eine genaue Beschreibung dieser Satellitenbeobachtung wird in Schumann (2002) gegeben, die Auswertung der optischen Dicke wird in Kästner (2002) vorgestellt. Der Kondensstreifen hat aufgrund der Windverdriftung eine Spiralform (siehe Abbildung 5.14). Die ältesten Abschnitte sind ungefähr zwei Stunden alt. Es ist jedoch nicht bekannt, ob sich der Kondensstreifen im Anschluß aufgelöst hat oder ob in diesem Bereich nie ein Kondensstreifen existiert hat. Abhängig von der effektiven Windscherung (Definition siehe Abschnitt A.1) verbreitern sich die einzelnen Abschnitte des Kondensstreifens verschieden stark und sind nach 2–3 Stunden maximal 10 km breit. Die (maximale) optische Dicke ist laut Satellitendaten zu Beginn 0.5 und steigt auf 0.9 an. In Abbildung 5.15 ist die zeitliche Entwicklung der Breite  $B_{OD}$  der Kondensstreifen für  $\tau_0 = 0.1$  (links) und  $0.2$  (rechts) dargestellt. Dazu wurden die in Abschnitt 4.4.3 vorgestellten Läufe mit  $RH_i^* = 140\%$ ,  $T = 222\text{ K}$  und aktivierter Strahlungsroutine ausgewertet. Die Scherung ist entweder 0 oder  $10 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$ , um die unterschiedlich starke effektive Windscherung zu berücksichtigen. In erster Linie demonstriert die Abbildung die Signifikanz des Detektionsparameters  $\tau_0$ , da sich die Werte beim Fall mit Scherung stark unterscheiden ( $B_{OD}(\tau_0 = 0.1; t = 2h) \approx 20\text{ km}$  und  $B_{OD}(\tau_0 = 0.2; t = 2h) \lesssim 10\text{ km}$ ). Die Größenordnung der Werte  $B_{OD}(\tau_0 = 0.2)$  stimmen gut mit der Satellitenbeobachtung überein. Der Fall mit  $10 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$  zeigt, daß die Verdünnung ein möglicher Grund für das Verschwinden des Kondensstreifens auf dem Satellitenbild ist. Weiterhin sorgt der Strahlungseinfluß für höhere optische Dicken, jedoch ist der Feuchtenachschub während des Aufgleitens des Kondensstreifens zu klein, um eine Zunahme mit der Zeit zu erzielen. Die Nukleation von Eiskristallen könnte die optische Dicke ebenso erhöhen, tritt aber in den Simulationen nicht auf. Die Simulationen deuten daher darauf hin, daß die optische Dicke zeitlich nur durch synoptische Einflüsse zunehmen kann.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

### 6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Entwicklung von Kondensstreifen während der Wirbelphase und Dispersionsphase untersucht. Da die Simulationsergebnisse jeweils am Ende der Kapitel 3 und 4 zusammengefaßt wurden, werden hier nur noch die allerwichtigsten Ergebnisse aufgezählt.

Während der Wirbelphase ist der Kristallverlust im primären Nachlauf das prominente Merkmal. Das Ausmaß des Kristallverlusts hängt sensitiv von den Umgebungsbedingungen und den Flugzeugeigenschaften ab und kann in drei Szenarien eingeteilt werden:

- unkritischer Kristallverlust bei  $t_{crit} + t_{MP} \gg t_{breakup}$ ,
- quasi-totaler Kristallverlust bei  $t_{crit} + t_{MP} < t_{breakup}$ ,
- kritischer Kristallverlust bei  $t_{crit} + t_{MP} \approx t_{breakup}$ .

Welches Szenario vorliegt, wird durch das Zusammenspiel der drei Zeitskalen  $t_{crit}$ ,  $t_{MP}$  und  $t_{breakup}$  festgelegt, die hauptsächlich von der Feuchte, der Temperatur und dem Flugzeugtyp abhängen.

Bei kalten und feuchten Bedingungen ist der Kristallverlust unkritisch und es überleben 50–70% der anfänglichen Eiskristalle. Bei geringen Übersättigungen und hohen Temperaturen tritt quasi-totaler Kristallverlust auf. Dabei gehen alle Eiskristalle im primären Nachlauf verloren und nur ein kleiner Bruchteil der Eiskristalle überlebt im sekundären Nachlauf. Im kritischen Bereich ( $RH_i \leq 120\%$  bei Großflugzeugen bzw.  $\leq 110\%$  bei kleineren Flugzeugen) hängt der Bruchteil überlebender Eiskristalle am sensitivsten von den Umgebungsparametern ab. Ebenso haben die sonst untergeordneten Parameter Stabilität und Schichtung einen deutlichen Einfluß auf das Ausmaß des Kristallverlusts.

In der Dispersionsphase ist neben der relativen Feuchte und der Temperatur die vertikale Windscherung ein wichtiger Parameter. Während der Dispersionsphase verbreitern sich die Kondensstreifen durch Scherung und in kleinerem Maße durch

turbulente Diffusion. Unter Scherungseinfluß bleiben die Kondensstreifen nur sichtbar, wenn die Umgebungsfeuchte mindestens 110% beträgt und so die räumliche Verdünnung durch Kristallwachstum kompensiert wird. Ein sichtbarer substanzialer Breitenzuwachs tritt nur bei  $RH_i \geq 120\%$  auf. Wird der Kondensstreifen mit einem Lidar detektiert, breitet er sich im Gegensatz zur visuellen Erscheinung immer aus, sobald die Atmosphäre übersättigt ist. Bei geringen Übersättigungen ist der Kondensstreifen daher größtenteils unsichtbar.

Die Gesamtextinktion eines Kondensstreifens, die als Maß für die Beurteilung der Klimawirksamkeit dienen kann, hängt primär von der Eismasse des Kondensstreifens ab und sekundär von der Eiskristallanzahl. Die Gesamtextinktion hängt daher am stärksten von der Umgebungsfeuchte ab. Bei geringen Übersättigungen  $RH_i \leq 110\%$  ist die Gesamtextinktion nur schwach von der Temperatur abhängig, da bei höheren Temperaturen der Effekt der größeren Eismasse durch den erhöhten Kristallverlust während der Wirbelphase kompensiert wird. Ebenso ist der Scherungseinfluß bei geringen Übersättigungen klein, womit die Gesamtextinktion und potentiell die Klimawirksamkeit unabhängig von der Sichtbarkeit ist. Bei höheren Feuchten  $RH_i \geq 120\%$  nimmt die Gesamtextinktion jedoch mit ansteigender Temperatur und Scherung zu, da die Eismasse ansteigt.

Die optischen Dicken sind geringer als 0.4, nur bei sehr hohen Temperaturen sind höhere Werte möglich. Eine zeitliche Zunahme der optischen Dicke tritt nur in Aufgleitsituationen auf, bei denen die Umgebungsfeuchte stetig zunimmt.

Kondensstreifen bilden einen Fallstreifen aus, der zwar nur einen kleinen Bruchteil ( $\approx 2\%$ ) der Eiskristalle enthält, aber trotzdem signifikant Eismasse aus dem Kondensstreifen abwärts transportiert. Falls kein synoptisches Absinken die Auflösung des Kondensstreifens erzwingt, löst er sich letztendlich durch Sedimentation auf. Bei statischen Verhältnissen (d.h.  $w_0 = 0, T_{amb} = const, RH_{i, amb} = const$ ) beträgt die typische Lebensdauer ungefähr 4 – 6 Stunden.

Die Effektivradien im Hauptbereich des Kondensstreifens sind  $\lesssim 20 \mu\text{m}$  und nur schwach von der Feuchte abhängig. Im Fallstreifen können die Eiskristalle Effektivradien bis zu  $\mathcal{O}(100 \mu\text{m})$  haben.

Strahlung kann die Entwicklung des Kondensstreifens beeinflussen. Insbesondere wenn die Atmosphäre frei von Wasserwolken ist und die Bodentemperatur hoch ist, steigen die Kondensstreifen auf und nehmen zusätzlichen Wasserdampf auf. Die Sedimentationsverluste können somit ausgeglichen werden und der Kondensstreifen löst sich langsamer auf. Weiterhin wurde gezeigt, daß unterschiedliche Anfangseiskristallanzahlen die Eigenschaften eines gealterten Kondensstreifens beeinflussen. Somit ist die Kenntnis über die Anzahl anfänglich gebildeter Eiskristalle wichtig.

## 6.2 Ausblick

Der starke Temperatureinfluß auf den Kristallverlust während der Wirbelphase wurde in dieser Arbeit erstmalig untersucht und festgestellt. Aufgrund der unterschiedlich hohen Anzahl überlebender Eiskristalle hängen die Effektivradien während der

Dispersionsphase am stärksten von der Temperatur ab. Somit kontrolliert die Temperatur, wie schnell sich die Kondensstreifen durch Sedimentation auflösen (hier ist nicht die visuelle Erscheinung gemeint, die hauptsächlich durch Feuchte und Scherung bestimmt ist, sondern die zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion). Aufgrund dieser weitreichenden Implikation sollte der Temperatureinfluß experimentell nachgewiesen werden.

In dem hier vorgestellten numerischen Modell ist die optische Dicke der Kondensstreifen meist kleiner als die aus Satellitendaten abgeleiteten Werte. Außerdem nimmt die optische Dicke im numerischen Modell zeitlich nur zu, wenn eine Aufgleitsituation vorliegt. Es sollte daher untersucht werden, in wie weit Kondensstreifen, die in Satellitenbildern zu erkennen sind, in Situationen mit synoptischem Aufgleiten auftreten.

Der Einfluß von vertikalen Luftbewegungen auf die Kondensstreifenentwicklung sollte mit dem vorliegenden numerischen Modell genauer studiert werden, da Subsidenz neben Sedimentation die Lebenszeit von Kondensstreifen begrenzt. Dabei sollten auch mögliche Unterschiede zwischen natürlich gebildeten Zirren und flugzeuginduzierten Zirren herausgearbeitet werden.

Im Kondensstreifen wird im Gegensatz zu natürlich gebildeten Zirren die Übersättigung großflächig abgebaut. Durch turbulente Schwankungen entstehen kurzzeitig Untersättigungen, welche zu einem „turbulenten“ Verdampfen der Kristalle führen. Ob dies ein weiterer Prozeß ist, der zu einem Auflösen des Kondensstreifens führt, konnte mit dem vorliegenden Modell nicht abschließend geklärt werden. Turbulentes Verdampfen sollte daher eingehender mit analytischen Methoden oder methodisch überlegenen Mikrophysikmethoden (spektral oder Einzelverfolgung der Eiskristalle wie in Sölch, 2008) untersucht werden und anschließend die Sublimationsparametrisierung im vorhandenen Mikrophysikmodell verbessert werden.

Die Gesamtextinktion diente in dieser Arbeit als Maß für die Beurteilung der Klimawirksamkeit. Diese Größe liefert nur eine qualitative, aber keine quantitative Einschätzung, wie groß der Strahlungsantrieb der Kondensstreifen bei bestimmten Umgebungsbedingungen ist. Daher läßt sich damit nicht bewerten, wie groß der Anteil der optisch dünnen (inklusive der unsichtbaren) flugzeuginduzierten Zirren am gesamten kondensstreifeninduzierten Strahlungsantrieb ist. Da geringe Übersättigungen viel häufiger auftreten als hohe Übersättigungen, sollte in Betracht gezogen werden, daß die optischen dünnen flugzeuginduzierten Zirren einen nicht vernachlässigbaren Strahlungsantrieb haben.

Mit dem vorhandenen Modell ist es möglich, sogenannte Contrail-Cluster, also einen Verbund aus mehreren Kondensstreifen, zu simulieren, sofern die Größe des Simulationsgebiets gegenüber den hier vorgestellten Simulationen moderat erhöht wird und die räumliche Auflösung beibehalten wird. Damit sollte untersucht werden, wie stark sich Kondensstreifen gegenseitig beeinflussen, da dies insbesondere in stark beflogenen Gegenden das in der Regel auftretende Phänomen ist.

# Anhang A

## Verschiedenes

### A.1 Messungen von Scherung und Stabilität in der Tropopausenregion

Es werden 102 Meßflüge des DLR-Forschungsflugzeugs Falcon aus den Jahren 1992 bis 1999 ausgewertet, um typische Werte der vertikalen Scherung und der Stabilität in Flughöhe zu bestimmen. Die aufbereiteten Rohdaten hat Robert Baumann dankeswerterweise zur Verfügung gestellt. Teile der Daten wurden in früheren Studien zur Turbulenzcharakterisierung der oberen Troposphäre verwendet (Schumann et al., 1995a,b).

Der Großteil der Flüge fand in der nördlichen Hemisphäre über Europa oder im nordatlantischen Flugkorridor im Frühling oder Herbst statt. Die Daten wie Wind, Druck, Temperatur liegen in 20 s-Abständen vor. Der Scherungsvektor ist gegeben durch  $\vec{s} = \left( \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right)$ . Oft wird die Windscherung mit dem Betrag dieses Vektors  $s = \sqrt{\left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2}$  (absolute Scherung) gleichgesetzt. Die Richtung des Schervektors (Richtung maximaler Scherung) wird durch  $\phi_s = \text{atan} \left( \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} \right)$  festgelegt. Die typischen Werte für die Windscherung  $s$  bzw. Stabilität  $N_{BV} = \sqrt{g \frac{\partial \ln \theta}{\partial z}}$  auf Flughöhe werden aus den Wind- und Temperaturvertikalprofilen gewonnen. Daher werden nur Flugabschnitte betrachtet, in denen der Luftdruck  $p < 300$  hPa ist und die Flughöhe der Falcon sich innerhalb von 20 s um mindestens  $\Delta h_1 = 40$  m ändert. Ebenso werden zwei aufeinanderfolgende Datenpunkte aussortiert, wenn die Höhendifferenz größer als  $\Delta h_2 = 200$  m ist. Insgesamt erfüllen über 4000 Datenpunkte die Kriterien. Der Steigungswinkel des Meßflugzeugs und dazu korrespondierend die horizontale Positionsänderung während eines 20 s-Intervalls korrelieren nur schwach mit den gemessenen Scherungsvektoren. Die horizontalen Gradienten sind daher vernachlässigbar und die Unterschiede in zwei aufeinanderfolgenden Meßwerten beruhen daher größtenteils auf der Höhenänderung. Bei der numerischen Berechnung wird die Ableitung nach  $z$  durch zentrierte Differenzen ersetzt, im Nenner kommt der Term  $dz_i = z_{i+1} - z_{i-1}$  vor. Der Abstand der hierbei verwendeten Datenpunkte liegt daher

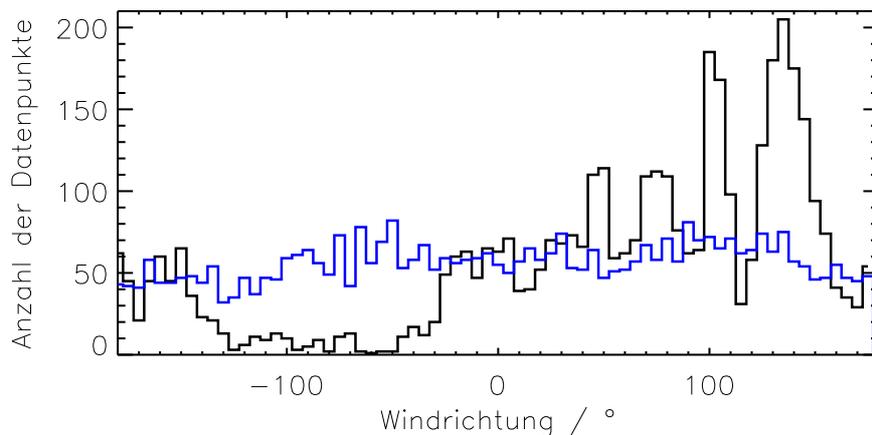
zwischen  $2\Delta h_1 = 80$  m und  $2\Delta h_2 = 400$  m. Im Mittel über alle Datenpunkte ist der Abstand  $|dz_i|$  circa 150 m. Optional werden die Winddaten noch mit einem gleitendem Mittel über  $n_{gM}$  benachbarte Meßpunkte geglättet. Im weiteren Verlauf zeigen wir Daten mit  $n_{gM} = 4$ . Die vorhandene Auflösung der Vertikalprofile ist optimal, um damit Aussagen über die Beschaffenheit idealisierter Windfelder bei mesoskaligen Simulationen machen zu können. Durch Inhomogenitäten in den Winddaten können trotz Glättung lokal große Gradienten auftreten, die zu hohen Scherungswerten führen, sich aber nie über mehrere hundert Meter erstrecken. Um Aussagen über dickere Schichten zu erhalten, wird zusätzlich zur obigen Berechnungsart noch die durchschnittliche Scherung über Schichten mit einer Mindestdicke von 500 m untersucht. Es werden über 250 solcher Schichten ausgewertet. Im Folgenden werden die beiden Berechnungsarten durch die Indizes  $ngM$  und  $SD$  unterschieden. Neben der (absoluten) Scherung des Windes  $s$  wird eine effektive Scherung  $s_{eff}$  bestimmt, da nur der Anteil des Scherungsvektor, der normal zur Flugrichtung steht, für die unterschiedliche Verdriftung der Abgasfahne sorgt.

$$s_{eff} = s \cdot |\sin(\phi_s - \phi_{Flugrichtung})|$$

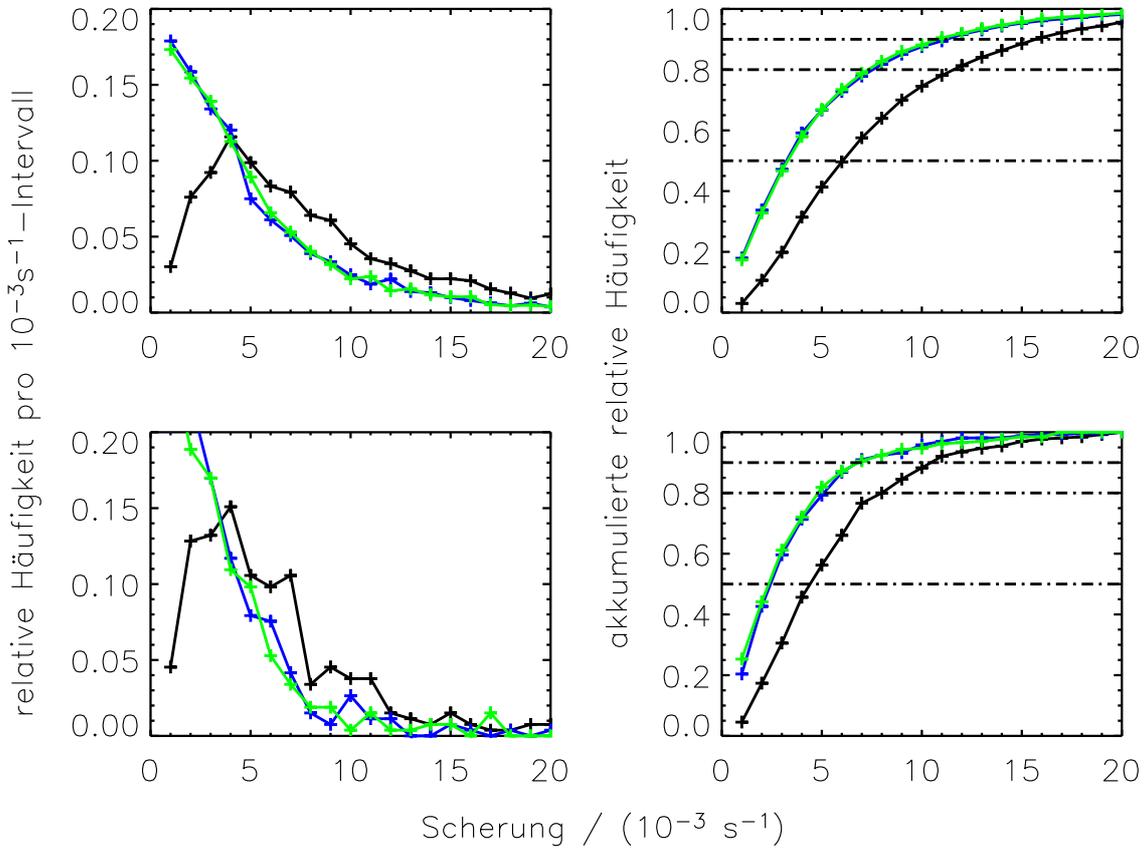
Ist die Flugrichtung und/oder die Scherrichtung nicht bekannt, kann man unter der Annahme, daß jeder Schnittwinkel  $\phi_{eff} = \phi_s - \phi_{Flugrichtung}$  gleich wahrscheinlich ist, eine mittlere effektive Scherung berechnen. Die mittlere effektive Scherung ist dann durch

$$\bar{s}_{eff} = s \cdot \frac{\int_0^{2\pi} |\sin(\phi_{eff})| d\phi_{eff}}{\int_0^{2\pi} 1 d\phi} = s \cdot 2/\pi$$

gegeben. Obwohl im untersuchten Gebiet Westwinde vorherrschen, gibt es bei den Schervektoren keine bevorzugte Richtung (siehe Abbildung A.1). Diese Tatsache



**Abbildung A.1:** Häufigkeit der Windrichtung (schwarz) bzw. Scherrichtung (blau) pro  $5^\circ$ -Intervall.  $0^\circ$  entspricht Norden,  $90^\circ$  Westen,  $180^\circ$  Süd und  $-90^\circ$  Osten



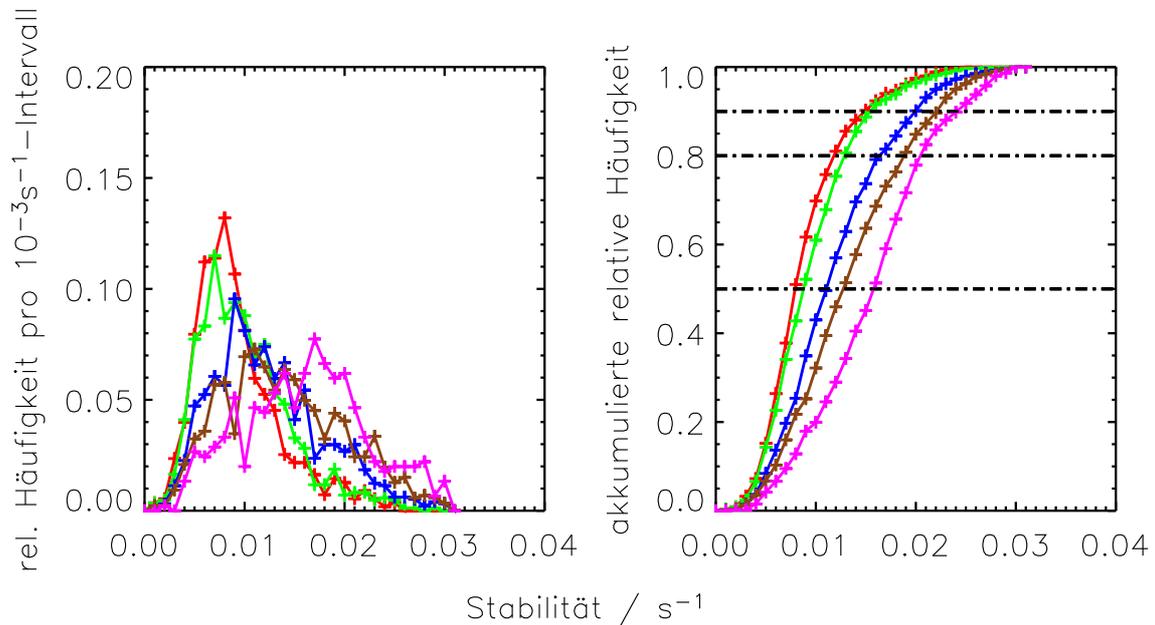
**Abbildung A.2:** links: relative Häufigkeit der Scherungswerte in einem  $10^{-3}\text{s}^{-1}$ -Intervall, rechts: akkumulierte relative Häufigkeit der Scherungswerte  
 schwarz: absolute Scherung, blau: effektive Scherung bei Flügen in West-Ost-Richtung, grün: effektive Scherung bei Flügen in Nordwest-Südost-Richtung  
 oben: Scherung  $s_{ngM}$  mit  $n_{gM} = 4$ , unten: mittlere Scherung  $s_{SD}$  über Flugabschnitte mit Schichtdicken über 500 m

ist wichtig, da im nordatlantischen Flugkorridor viele Flüge in zonaler Richtung erfolgen, und es dann durchaus eine Häufung von bestimmten Winkeln  $\phi_{eff}$  geben könnte. Daher werden effektive Scherungen für eine fest gewählte östliche ( $\phi_{Flugrichtung} = 90^\circ$ ) bzw. südöstliche ( $\phi_{Flugrichtung} = 135^\circ$ ) Flugrichtung untersucht. Abbildung A.2 gibt einen Überblick über die Häufigkeit von Scherungswerten in Höhen mit  $p < 300$  hPa. Der Mittelwert der absoluten Scherung ist  $s_{ngM} = 8.1 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$  über alle Datenpunkte bzw.  $s_{SD} = 5.0 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$  über alle Schichten (gewichtet mit der Schichtdicke). Diese und weitere Zahlenwerte sind Tabelle A.1 zusammengefasst. Absolute Scherungswerte um  $s = 4 - 5 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$  sind am häufigsten vertreten. Die Häufigkeit nimmt mit zunehmender Scherung kontinuierlich ab. Scherungen  $s_{ngM}$  über  $15 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$  werden in weniger als 10% der Fälle beobachtet. Setzt man

Scherung $s_{ngM}$ bzw. $s_{SD}$ in $10^{-3}s^{-1}$	Mittelwert	0.5-Quantil	0.8-Quantil	0.9-Quantil
absolute Scherung	8.1 / 5.0	6.0 / 4.4	11.6 / 8.0	15.8 / 10.4
effektive Scherung mit $\phi_{Flugrichtung} = 90^\circ$	5.1 / 3.2	3.2 / 2.4	7.6 / 5.1	11.2 / 6.8
effektive Scherung mit $\phi_{Flugrichtung} = 135^\circ$	4.9 / 2.4	3.3 / 2.4	7.3 / 4.8	10.8 / 6.8

**Tabelle A.1:** Mittelwert und Quantile der Scherungsverteilung

eine Schichtdicke von mindestens 500 m voraus, sind sogar Scherungen  $s_{SD}$  über  $10 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  selten. Wählt man eine feste Flugrichtung, so sind die kleinsten Werte am häufigsten vertreten und die Häufigkeit nimmt mit zunehmender Scherung rasch ab. Die genaue Wahl der Flugrichtung  $\phi_{Flugrichtung} = 135^\circ$  oder  $90^\circ$  ist unerheblich. In beiden Fällen gibt es oft kleine Schnittwinkel  $\phi_{eff}$ , die einen geringen effektiven Scherungseinfluß auf die Abgasfahne zur Folge haben, ungeachtet der Scherung in  $\phi_s$ -Richtung. Die Mittelwerte der effektiven Scherungen sind entsprechend kleiner als die der absoluten Scherung und liegen zwischen  $5.1 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  und  $2.4 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ . Der Median der effektiven Scherungen liegt bei  $3.3 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  bis  $2.4 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ . 10%



**Abbildung A.3:** links: relative Häufigkeit der Stabilität in einem  $10^{-3}s^{-1}$ -Intervall, rechts: akkumulierte relative Häufigkeit. Die Untergrenze des 500-m-Höhenbereichs ist durch die Farbe markiert: rot: 9000 m, grün: 9500 m, blau: 10000 m, braun: 10500 m, magenta: 11000 m

der effektiven Scherungen sind größer als  $11.2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  bis  $6.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Wie schnell sich die Scherungen zeitlich ändern, kann nicht aus den Daten abgeleitet werden. Nimmt man an, daß Situationen mit hohen Scherungen kurzlebiger sind als solche mit kleinen Scherungen, so scheint es vernünftig, die maximale Scherung in den Simulationen auf  $s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  zu begrenzen. In Dürbeck (1997) wurden typische Scherungswerte aus EZMW-Daten (TOGA basic level 3) abgeleitet. Die mittlere Windscherung ist  $s = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  und in 95% der Fälle ist die Scherung kleiner als  $8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Die Werte sind kleiner als die hier ermittelten Werte, was an der niedrigeren vertikalen Auflösung der EZMW-Daten liegen mag. Im Folgenden wird die Stabilität der Atmosphäre in der Tropopausenregion untersucht und typische Werte der Brunt-Väisälä-Frequenz  $N_{BV}$  angegeben. Da die Temperaturprofile glatter sind als die Windprofile, ist die Auswertung der Meßergebnisse leichter. Die Ergebnisse hängen vom gewählten Höhenbereich ab. Die Abbildung A.3 zeigt die relativen Häufigkeiten der Stabilitätswerte gestaffelt nach 500 m dicken Höhenbereichen. Die angegebene Höhe stellt jeweils die untere Grenze des Bereichs dar. Stratosphärische Werte weisen ein Maxima um  $2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  auf, troposphärische Werte bei weniger als  $1 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Da die Stratosphäre trockener als die Troposphäre ist, sind die meisten persistenten Kondensstreifen in der Troposphäre zu finden. Als Standardstabilität in den Simulationen wird daher der Wert  $N_{BV} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  verwendet. Die Werte und die Höhenabhängigkeit von  $N_{BV}$  findet man sehr ähnlich in Dürbeck (1997).

## A.2 Lognormalverteilung

Wir nehmen an, die Massen einzelner Eiskristalle in einer Gitterbox seien lognormalverteilt mit

$$n(m) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_m m} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{\log \frac{m}{m_0}}{\log \sigma_m} \right)^2 \right). \quad (\text{A.1})$$

Die Parameter  $m_0$  und  $\sigma_m$  geben die Medianmasse und die Breite der Verteilung an. Die Momente  $\mathcal{M}_k$  der Ordnung  $k$  sind gegeben durch

$$\mathcal{M}_k := \int_0^\infty m^k n(m) dm = N \cdot m_0^k \exp \left( \frac{1}{2} (k \log(\sigma_m))^2 \right). \quad (\text{A.2})$$

Das nullte Moment gibt die Eiskristallanzahldichte (in  $\text{m}^{-3}$ ) an:  $\mathcal{M}_0 = N$

Das erste Moment gibt die Eismassenkonzentration (in  $\text{kg m}^{-3}$ ) an:  $\mathcal{M}_1 = IWC$

Die mittlere Masse  $\bar{m}$  ist gegeben durch

$$\bar{m} = \mathcal{M}_1 / \mathcal{M}_0 = m_0 \exp \left( \frac{1}{2} (\log \sigma_m)^2 \right).$$

Die Parameter  $m_0$  und  $\sigma_m$  sind festgelegt durch die Angabe von  $N$  und  $IWC$  und der zusätzlichen Beziehung:

$$\sigma_m = 3.246 =: \exp \left( \sqrt{\log(r_0)} \right)$$

Der konstante Parameter  $r_0 := 4$  legt die Breite der Verteilung fest. In Sensitivitätsstudien wird der Einfluß von  $r_0$  überprüft. Die Änderung von  $N$  und IWC wird mittels prognostischen Gleichungen beschrieben (siehe Abschnitt 2.2). Aus den neuen Werten können dann die Parameter der Verteilung zum neuen Zeitpunkt berechnet werden. Das Verhältnis von mittlerer Masse  $\bar{m}$  und Medianmasse  $m_0$  wird durch die obige Definition erheblich vereinfacht:

$$m_0 = \bar{m} / \sqrt{r_0}$$

Verwendet man die Massen-Längenrelation nach Heymsfield und Iaquinta (2000)

$$\frac{m}{m_{ref}} = A \left( \frac{L}{L_{ref}} \right)^B \quad (\text{A.3})$$

mit  $m_{ref} = 1 \text{ kg}$  und  $L_{ref} = 1 \text{ m}$ , dann sind auch die Eiskristallgrößen lognormalverteilt. Die Größe eines Eiskristall wird durch dessen maximale Länge  $L$  charakterisiert. Es gilt  $n(m)dm = \tilde{n}(L)dL$

$$\begin{aligned} \tilde{n}(L) &= \frac{N}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_m A L^B} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{\log \frac{AL^B}{m_0}}{\log \sigma_m} \right)^2 \right) \frac{dm}{dL} = \\ &= \frac{N}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_m^{1/B} B A L^B} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{\log \frac{L}{(m_0/A)^{1/B}}}{\log \sigma_m^{1/B}} \right)^2 \right) B L^{B-1} A = \\ &= \frac{N}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_m^{1/B} L} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{\log \frac{L}{(m_0/A)^{1/B}}}{\log \sigma_m^{1/B}} \right)^2 \right) \end{aligned}$$

Die Parameter der längenabhängigen Lognormalverteilung sind durch  $\sigma_L = \sigma_m^{1/B}$  und  $L_0 = (m_0/A)^{1/B}$  gegeben. Die Parameter  $A$  und  $B$  sind abschnittsweise konstant gewählt (siehe Tabelle A.2). Bei Eiskristallen mit Längen  $L < L_1 = 7.41 \mu\text{m}$  (das entspricht der Masse  $m_1 = 2.146 \cdot 10^{-13} \text{ kg}$ ) ist  $B = 3.0$  und die Masse wächst kubisch mit der Länge  $L$  an. Ist  $L > L_1$ , gilt  $B = 2.2$ , d.h die Kristalle wachsen nicht in alle 3 Raumrichtungen gleich schnell an. Die maximale Länge  $L$  nimmt schneller zu als die Ausdehnung in den beiden anderen Raumrichtungen. Die Teilchen werden länglicher

$L$	$A(L)$	$B(L)$
$L < L_1$	526.1	3.0
$L \geq L_1$	0.04142	2.2

**Tabelle A.2:** Werte für die Parameter  $A$  und  $B$  in der Massen-Längenrelation. Die Länge  $L_1 = 7.41 \mu\text{m}$  gibt den Übergang zwischen Teilchen mit Aspektverhältnis  $r_{La} = 1$  und zunehmenden Aspektverhältnis an.

und man nimmt weiterhin an, daß sie eine Säulchenform haben. Das Verhältnis von Länge zu Durchmesser der Grundfläche eines Eiskristalls, das Aspektverhältnis, nimmt mit zunehmender Masse zu und fließt in die Berechnung der Effektivradien ein (siehe Kapitel 2.6). Die Momente der längenabhängigen Lognormalverteilung  $\tilde{n}(L)$  sind durch

$$\mathcal{L}_k := \int_0^\infty L^k \tilde{n}(L) dL = N \cdot L_0^k \exp\left(\frac{1}{2}(k \log(\sigma_L))^2\right) \quad (\text{A.4})$$

gegeben.

Die mittlere Länge ist definiert als

$$\bar{L} = \mathcal{L}_1/\mathcal{L}_0 = L_0 \exp\left(\frac{1}{2}(\log \sigma_L)^2\right) = (m_0/A)^{1/B} \exp\left(\frac{1}{2B^2}(\log \sigma_m)^2\right).$$

Im Falle von abschnittsweise konstanten  $L_0$  und  $\sigma_L$  definiert man trunkierte Momente:

$$\mathcal{L}_{k,u} := \int_0^{L_1} L^k n(L) dL \quad \mathcal{L}_{k,o} := \int_{L_1}^\infty L^k n(L) dL$$

Deren Berechnung ist in Jawitz (2004) angegeben.

### A.3 Detektionsschwellwert bei einem Lidar

Die molekulare Rückstreuung an Luftteilchen durch Rayleighstreuung kann in der Troposphäre mit dieser Formel abgeschätzt werden:

$$\beta_{mol} = 1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4 \exp\left(-\frac{z}{z_{mol}}\right) \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (\text{A.5})$$

mit  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$  und  $z_{mol} = 8 \text{ km}$ . Über die Höhe  $z$  in der Atmosphäre wird die Luftdichte bzw. Anzahl der Luftteilchen abgeschätzt. Die molekulare Extinktion der Luftpartikel ist proportional zur Rückstreuung (die Proportionalitätskonstante ist das Lidarverhältnis).

$$\chi_{mol} = \frac{8\pi}{3} \beta_{mol}$$

Mögliche Wellenlängen, bei denen ein Lidar mißt, sind 730 nm (ALEX-Lidar) oder 532 nm (Freudenthaler et al., 1995). Nimmt man  $z = 10 \text{ km}$  als mittlere Flughöhe an, folgt für den molekularen Extinktionskoeffizienten

$$\chi_{mol} \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} - 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$$

Um einen Kondensstreifen als solchen mit Hilfe eines Lidar beobachten zu können, muß die Extinktion der Eisteilchen größer sein als die ubiquitäre molekulare Extinktion. Als Detektionsschwellwert wird daher  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  festgelegt. In der Regel kann ein Lidar Wolken erkennen, die nicht für einen menschlichen Betrachter sichtbar sind. Eine 100 m hohe Wolke mit  $\chi = 5 \cdot \chi_0$  hat eine optische Dicke von  $5 \cdot 10^{-3}$ , während Sichtbarkeit ab  $\tau > O(10^{-2})$  gegeben ist.

## **A.4 Tabellarischer Überblick über alle durchgeführten Simulationen**

Auf den Seiten 154ff wird ein tabellarischer Überblick über alle durchgeführten Simulationen der Wirbel- und der Dispersionsphase gegeben.

## **A.5 Abbildungssammlung**

Auf den Seiten 158ff sind zusammenfassend optische, mikrophysikalische und geometrische Eigenschaften der Kondensstreifen in Abhängigkeit von den drei Parametern Feuchte, Temperatur und Scherung gegeben.

## Überblick über Wirbelphasensimulationen

### STANDARDSIMULATIONEN

$RH_i^*/\%$	100	103	105	110	120	130	140
Farbe	gelb	-	rot	grün	dunkelblau	braun	magenta
T / K	209	212	217	222			
Farbe	rot	grün	dunkelblau	braun			

freie Kombination der beiden Parameter ergibt  $7 \cdot 4 = 28$  Standardsimulationen

Standardwerte der restlichen Parameter:

$$\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3; N_{BV} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}; \Gamma_0 = 650 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}; \mathcal{N}_0^{\text{Standard}} = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1}; p_0 = 250 \text{ hPa}; \alpha = 1.1; r_0 = 4; \Delta x = \Delta z = 1 \text{ m}$$

### SENSITIVITÄTSTESTS

Parameter	Wertebereich					Läufe bei ( $RH_i^*/\%$ , T/ K)
$\epsilon/(3.5 \text{ m}^2/\text{s}^3)$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	<span style="border: 1px solid black;"><math>10^{-5}</math></span>	$10^{-6}$		(105, 217), (120, 217), (105, 209)
$N_{BV}/(10^{-2} \text{ s}^{-1})$	0	0.7	<span style="border: 1px solid black;">1</span>	1.3	2	(105, 217), (120, 217), (105, 209)
$\Gamma_0/(\text{m}^2/\text{s})$	500	600	<span style="border: 1px solid black;">650</span>	700		(105, 217)
$\mathcal{N}_0/\mathcal{N}_0^{\text{Standard}}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{2}$	<span style="border: 1px solid black;">1</span>	2	10	(105, *)
$\mathcal{N}_0/\mathcal{N}_0^{\text{Standard}}$	$\frac{1}{8}$	<span style="border: 1px solid black;">1</span>				(*, 222)
$p_0/\text{hPa}$	350	<span style="border: 1px solid black;">250</span>	150			(105, 217)
$\alpha$	1.05	<span style="border: 1px solid black;">1.1</span>	1.15	1.5		(105, 217), (120, 217)
$r_0$	3	<span style="border: 1px solid black;">4</span>				(105, 217)
$(\Delta x, \Delta z)/\text{m}$	0.5	<span style="border: 1px solid black;">1</span>	2			(105, 217)
Embraer170-Konfiguration			$\mathcal{N}_0, b_0, \Gamma_0$ kleiner			(110,213),(120,213)

**Tabelle A.3:** Überblick über alle Wirbelphasensimulationen. Ein Stern in der rechten Spalte gibt an, daß der jeweilige Parameter über den ganzen Parameterbereich variiert wird. In der Tabelle „SENSITIVITÄTSTESTS“ ist die Standardparameterwahl jeweils umrahmt.

## Überblick über Dispersionsphasensimulationen

### STANDARDSIMULATIONEN

$RH_i^*$	105%	110%	120%	130%
Farbe	rot	grün	dunkelblau	braun
$T$	209 K	212 K	217 K	222 K
$s$	$0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
Linienmuster	durchgezogen	gepunktet	gestrichelt	gepunktet-gestrichelt

freie Kombination der drei Parameter ergibt  $4 \cdot 4 \cdot 4 = 64$  Standardsimulationen

Standardwerte der restlichen Parameter:

$\epsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ;  $N_{BV} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ;  $\alpha = 1.1$ ;  $r_0 = 4$ ;  $L_{RH_i^*} = 1 \text{ km}$ ; Strahlungsroutine aus

### SENSITIVITÄTSTESTS

Parameter	Wertebereich	Läufe bei ( $RH_i^*/\%$ , $T/\text{K}$ , $s/(10^{-3} \text{ s}^{-1})$ )
$\epsilon/(3.5 \text{ m}^2/\text{s}^3)$	<span style="border: 1px solid black; padding: 2px;"><math>10^{-5}</math></span> $10^{-6}$	(130, 212, *)
$N_{BV}/(10^{-2} \text{ s}^{-1})$	0.7 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">1</span> 1.3	(120, 217, *)
Strahlungsszenario	festgelegt durch Jahreszeit, Tageszeit, Bewölkung	(130, 217, 0)
$\alpha$	1.05 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">1.1</span> 1.15 1.5	(105, 217, 2) (120, 217, 2)
Eiskristallanzahl/ Eismasse	0.5/0.5 0.5/1 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">1/1</span> 2/2 2/1	(130, 222, 0)
$L_{RH_i^*}/\text{m}$	400 600 800 <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">1000</span>	(120, 217, 0)

Die Auflistung wird auf der nächsten Seite fortgesetzt.

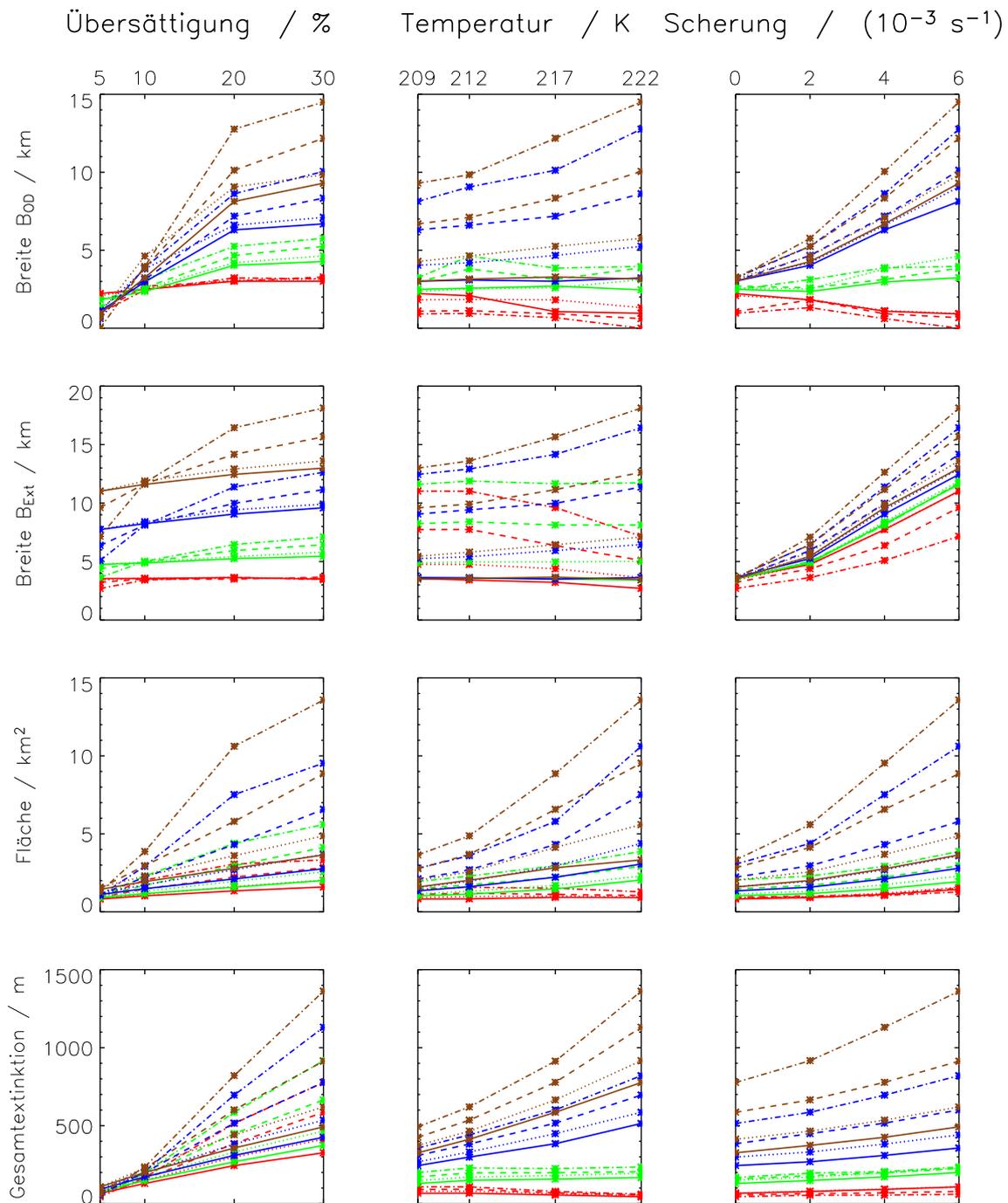
## Überblick über Dispersionsphasensimulationen (Fortsetzung)

### SONDERSIMULATIONEN

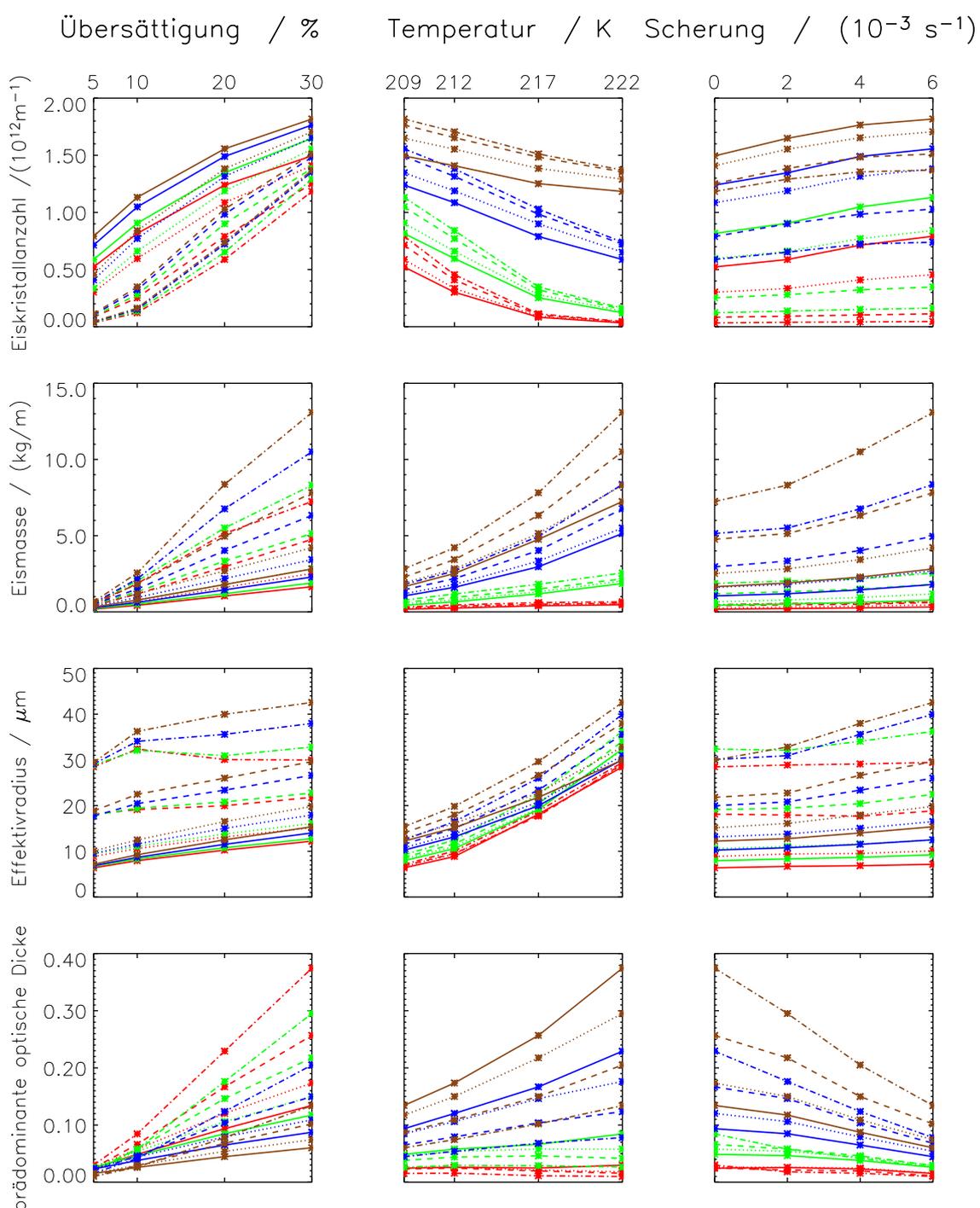
Bezeichnung	Merkmale	Läufe bei ( $RH_i^*/\%$ , $T/\text{K}$ , $s/(10^{-3}\text{s}^{-1})$ )
Warmer Fall	$T = 227\text{ K}$	(130, 227, 0), (140, 227, 0) (130, 227, 6), (140, 227, 6)
synoptischer Vertikaltransport <i>Referenzlauf 1</i>	variabler Sublimationsparameter $\alpha$	(120, 217, 0)
<i>Referenzlauf 2</i>	variabler Sublimationsparameter $\alpha$ $w_0 = 5\text{ cm s}^{-1}$ bei $1000\text{ s} \leq t \leq 3000\text{ s}$ $w_0 = -5\text{ cm s}^{-1}$ bei $4000\text{ s} \leq t \leq 6000\text{ s}$	(120, 217, 0), (152, 217, 0), (120, 215, 217, 0)
<i>homogene Nukleation</i>	wie <i>Referenzlauf 2</i> , zusätzlich homogene Nukleation zugelassen	siehe <i>Referenzlauf 2</i>
<i>heterogene Nukleation</i>	wie <i>Referenzlauf 2</i> , zusätzlich heterogene Nukleation zugelassen $RH_{het} = 110, 120, 130\%$	siehe <i>Referenzlauf 2</i>
strahlungsbedingte Nukleation	mit Strahlung, mit homogener Nukleation	(140, 222, 0), (140, 222, 10)
ALEX-Lidar	angepaßtes Temperatur- und Windfeld	(140, 217, x)
Embraer170-Konfiguration	$\mathcal{N}_0, b_0, \Gamma_0$ kleiner	(110, 213, 4), (120, 213, 4)

**Tabelle A.4:** Überblick über alle Dispersionsphasensimulationen. Ein Stern in der rechten Spalte gibt an, daß der jeweilige Parameter über den ganzen Parameterbereich variiert wird. Ein Kreuz zeigt an, daß kein konstanter Parameter vorgegeben wurde. In der Tabelle „SENSITIVITÄTSTESTS“ ist die Standardparameterwahl jeweils umrahmt.

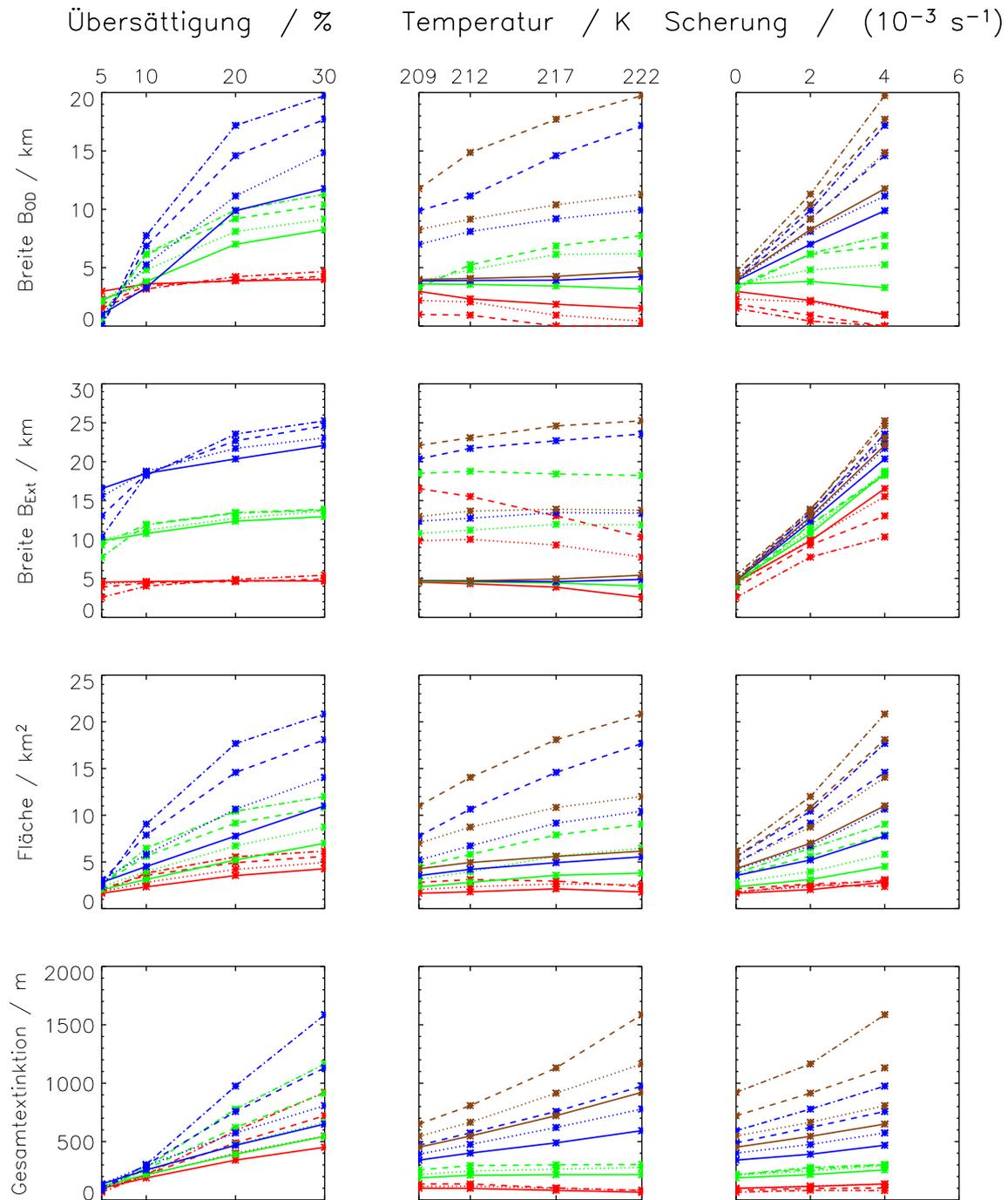




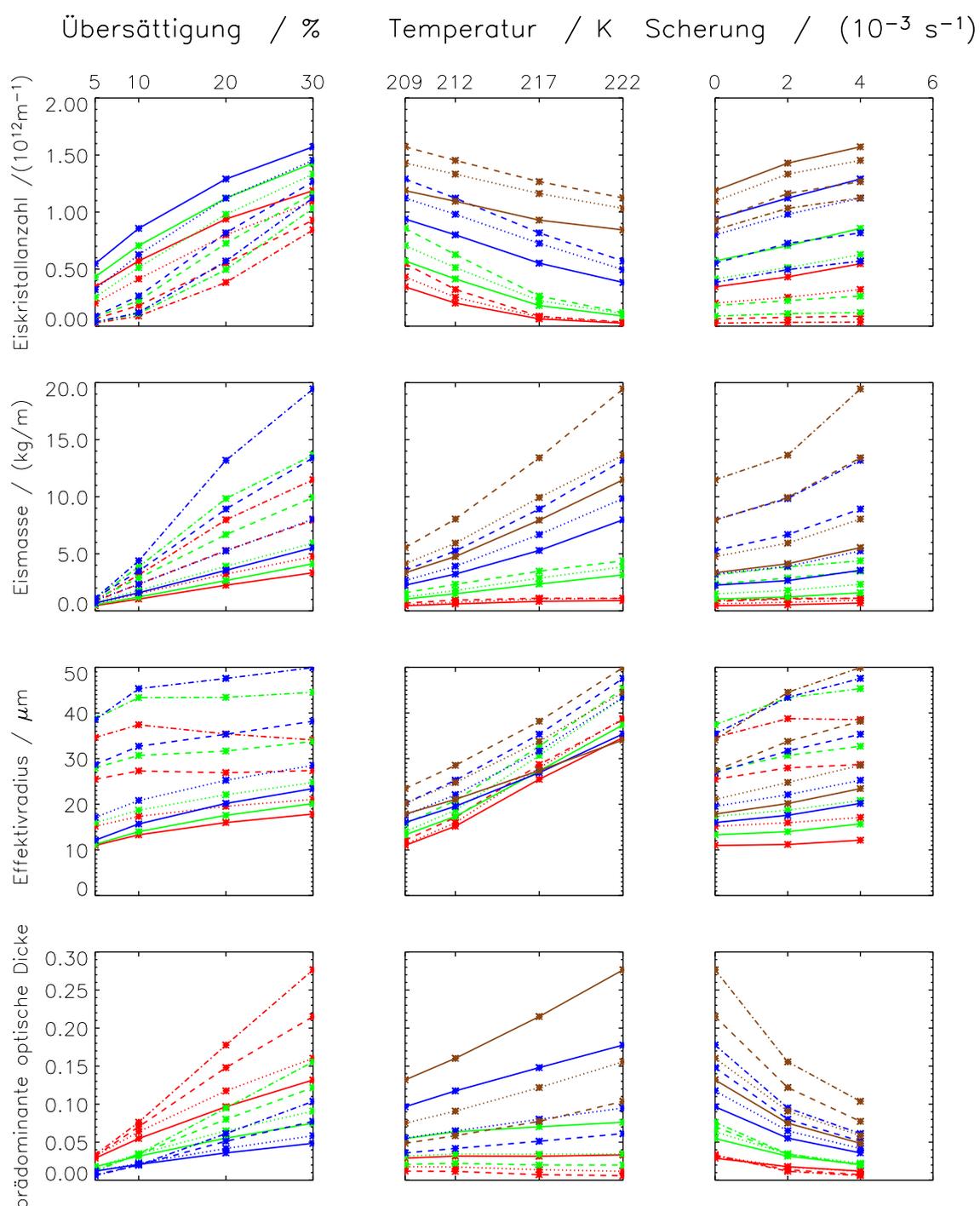
**Abbildung A.4:** dargestellt ist von oben nach unten die Breite  $B_{OD}$  mit  $\tau_0 = 0.02$ , die Breite  $B_{Ext}$ , die Fläche (jeweils mit  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ ) und die Gesamtextinktion der Kondensstreifen in den Standardsimulationen in Abhängigkeit von der relativen Feuchte (links), der Temperatur (Mitte) und der Scherung (rechts) nach  $t = 5000 \text{ s}$ . Durch Farbe und Linienmuster sind jeweils die beiden anderen Parameter gekennzeichnet.



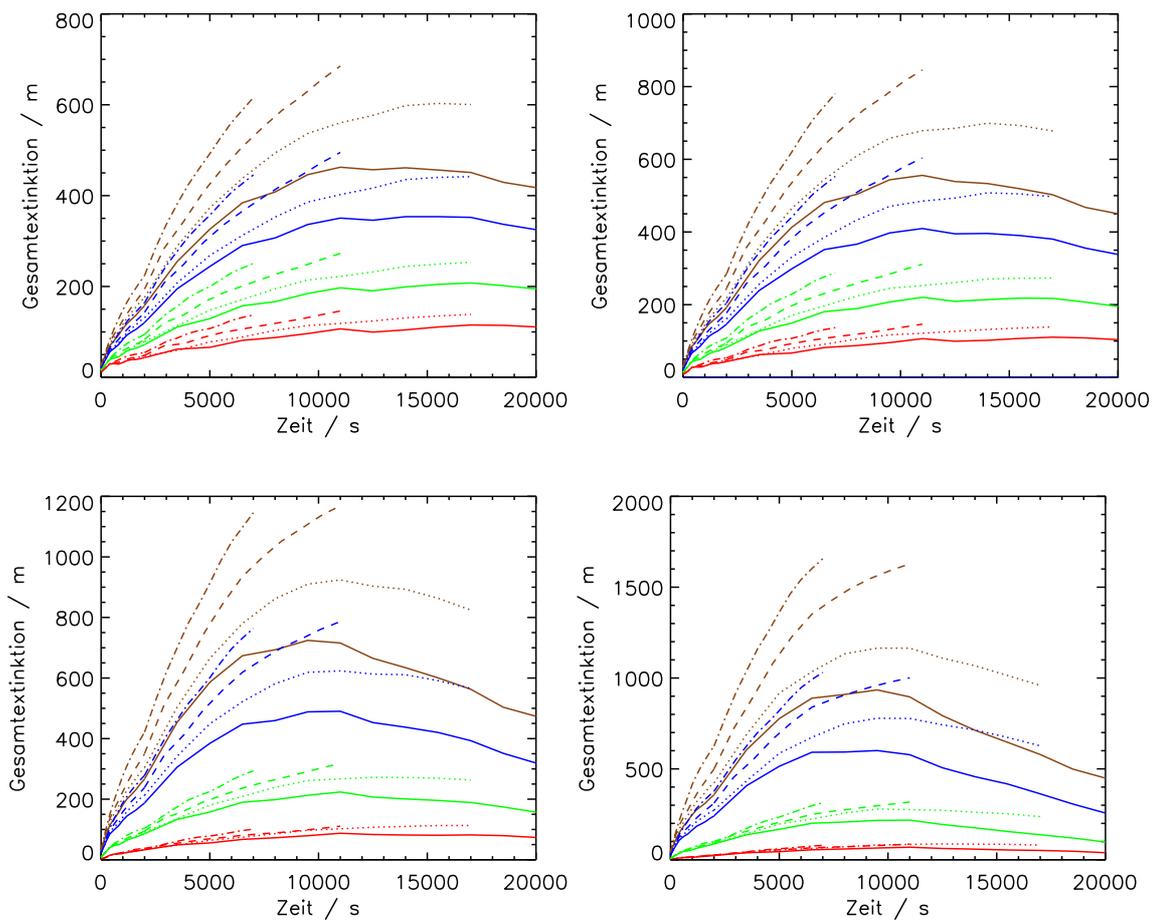
**Abbildung A.5:** dargestellt ist von oben nach unten die Eiskristallanzahl, die Eismasse, der mittlere extinktionsgewichtete Effektivradius und die prädominante optische Dicke der Kondensstreifen in den Standardsimulationen in Abhängigkeit von der relativen Feuchte (links), der Temperatur (Mitte) und der Scherung (rechts) nach  $t = 5000$  s. Durch Farbe und Linienmuster sind jeweils die beiden anderen Parameter gekennzeichnet.



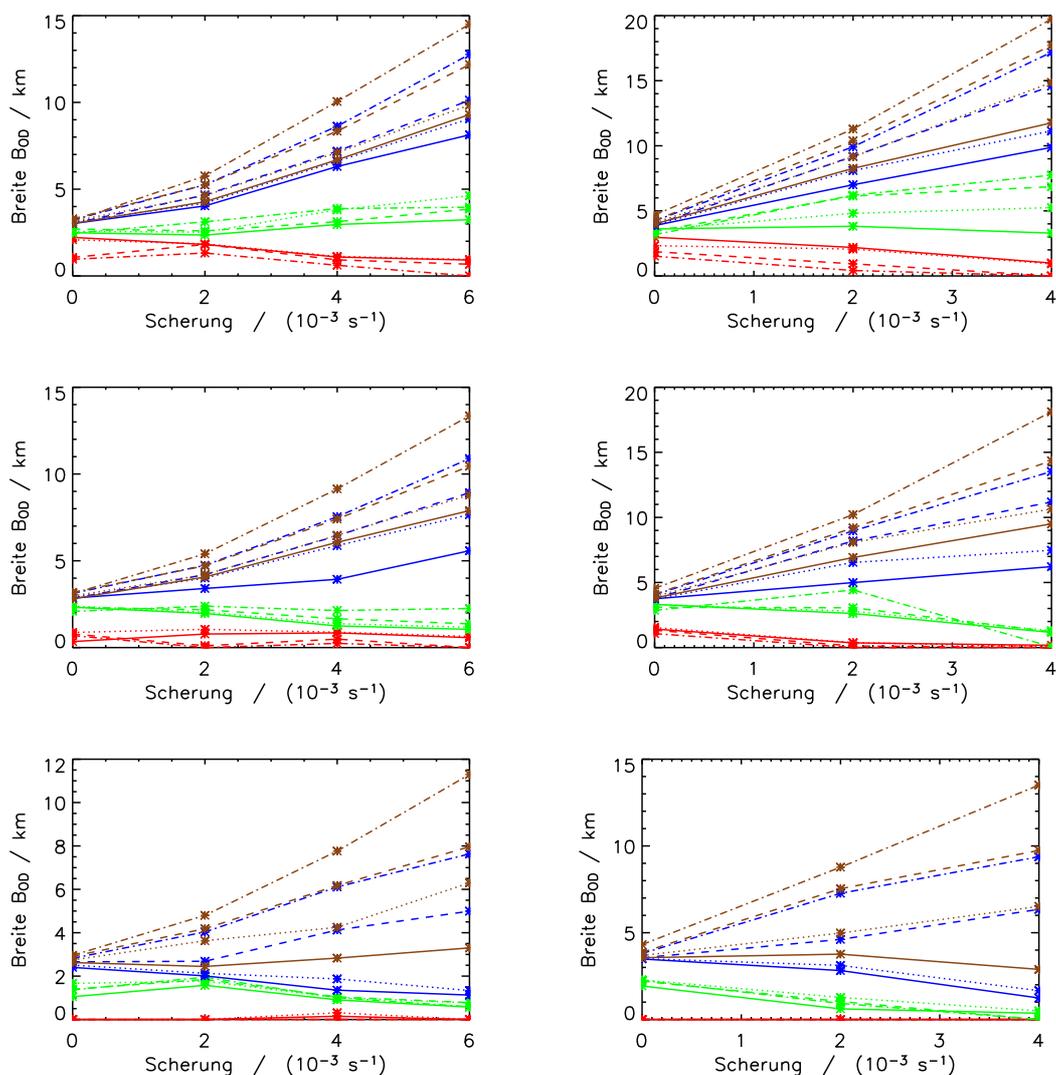
**Abbildung A.6:** dargestellt ist von oben nach unten die Breite  $B_{OD}$  mit  $\tau_0 = 0.02$ ,  $B_{Ext}$ , Fläche (jeweils mit  $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ ) und Gesamtextinktion der Kondensstreifen in den Standardsimulationen in Abhängigkeit von der relativen Feuchte (links), der Temperatur (Mitte) und der Scherung (rechts) nach  $t = 10000 \text{ s}$ . Durch Farbe und Linienmuster sind jeweils die beiden anderen Parameter gekennzeichnet.



**Abbildung A.7:** dargestellt ist von oben nach unten die Eiskristallanzahl, die Eismasse, der mittlere extinktionsgewichtete Effektivradius und die prädominante optische Dicke der Kondensstreifen in den Standardsimulationen in Abhängigkeit von der relativen Feuchte (links), der Temperatur (Mitte) und der Scherung (rechts) nach  $t = 10000$  s. Durch Farbe und Linienmuster sind jeweils die beiden anderen Parameter gekennzeichnet.



**Abbildung A.8:** zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion für  $T = 209$  K (links oben),  $T = 212$  K (rechts oben),  $T = 217$  K (links unten) und  $T = 222$  K (rechts unten). Farb- und Linienkodierung wie in Tabelle 4.2 angegeben.



**Abbildung A.9:** zeitliche Entwicklung der Breite  $B_{OD}$  in Abhängigkeit von der Scherung für verschiedene Schwellwerte  $\tau_0$  (0.02 oben, 0.03 Mitte und 0.05 unten) zu den Zeitpunkten  $t = 5000$  s (links) und  $t = 10000$  s (rechts). Relative Feuchte und Temperatur sind durch Farbe (siehe Tabelle 4.2) bzw. Linienmuster gekennzeichnet ( $T = 209$  K (durchgezogen);  $T = 212$  K (gepunktet);  $T = 217$  K (gestrichelt);  $T = 222$  K (gepunktet-gestrichelt)).

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schwellwerttemperatur nach dem Schmidt-Appleman-Kriterium . . .	7
1.2	Durchschnittliche Temperaturwerte auf Flughöhe aus MOZAIC-Daten	8
2.1	Schematischer Überblick über die Module des Wirbelphasen- und des Dispersionsphasenmodells . . . . .	11
2.2	Photographien von Kondensstreifen in unterschiedlichen Umgebungsbedingungen . . . . .	13
2.3	Zeitliche Entwicklung von $\Gamma_{5-15}$ nach Holzäpfel (2003) und im Wirbelphasenmodell . . . . .	21
2.4	Absinkgeschwindigkeit des Wirbelpaares nach Holzäpfel (2003) und im Wirbelphasenmodell . . . . .	22
2.5	Vertikalprofile von Temperatur und Wasserdampfkonzentration zur Übergabe an das Strahlungsmodul . . . . .	24
2.6	Vergleich mit 3D-Strahlungsroutine . . . . .	26
2.7	Aspektverhältnis als Funktion von der maximalen Länge eines Eiskristalls . . . . .	28
2.8	mittlere Länge und Effektivradius eines Eiskristalls als Funktion seiner mittleren Masse . . . . .	30
2.9	Extinktion als Funktion von der mittleren Masse bei konstantem Eiswassergehalt $IWC = 0.1 \text{ mg/m}^3$ ; Eiswassergehalt $IWC$ und Extinktion $\chi$ als Funktion von der Höhe . . . . .	31
3.1	überschüssiger atmosphärischer Wasserdampf im jungen Abgasstrahl	35
3.2	zeitliche Entwicklung der primären Eismasse für verschiedene Feuchten	36
3.3	Geschwindigkeitsfelder bei der Initialisierung des Wirbelphasenmodells	38
3.4	Eiskristallkonzentration, Eiswassergehalt und relative Feuchte während der Wirbelphase . . . . .	41
3.5	normierte Eiskristallanzahl, normierte Eismasse und mittlerer Durchmesser der Eiskristalle am Ende der Wirbelphase nach 135 s in Abhängigkeit von der relativen Feuchte . . . . .	44
3.6	normierte Eiskristallanzahl, normierte Eismasse und mittlerer Durchmesser der Eiskristalle am Ende der Wirbelphase nach 135 s in Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	45

3.7	Parametersierung der normierten Eiskristallanzahl und Eismasse am Ende der Wirbelphase . . . . .	48
3.8	Vertikalprofil der Eiskristalle und -masse am Ende der Wirbelphase für verschiedene Werte der Hintergrundturbulenz, Stabilität und Zirkulation . . . . .	49
3.9	normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der Hintergrundturbulenz und von der Schichtung . . . . .	51
3.10	normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Anfangseiskristallanzahlen . . . . .	55
3.11	normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der relativen Feuchte für verschiedene Anfangseiskristallanzahlen . . . . .	56
3.12	zeitlicher Verlauf der normierten Eiskristallanzahl und -masse für verschiedene Werte des Sublimationsparameters $\alpha$ . . . . .	57
3.13	zeitlicher Verlauf der normierten Eiskristallanzahl und -masse für verschiedene Maschenweiten . . . . .	59
4.1	Simulationsgebiet im Dispersionsphasenmodell . . . . .	66
4.2	Vertikalprofil der relativen Feuchte im Dispersionsphasenmodell . . . . .	67
4.3	Eiskristallkonzentration, Eiswassergehalt, Extinktion und relative Feuchte während der Dispersionsphase . . . . .	70
4.4	zeitliche Entwicklung der Querschnittsfläche eines Kondensstreifens in den Standardsimulationen . . . . .	72
4.5	zeitliche Entwicklung der Breite eines Kondensstreifens in den Standardsimulationen . . . . .	74
4.6	Vertikalprofile der optischen Dicke $\tau_{hor}$ entlang der horizontalen Sichtachse zu den Zeitpunkten 2000 s, 6500 s und 11000 s in den Standardsimulationen . . . . .	77
4.7	zeitliche Entwicklung des vertikalen Schwerpunktes eines Kondensstreifens in den Standardsimulationen . . . . .	78
4.8	zeitliche Entwicklung der Eismasse eines Kondensstreifens in den Standardsimulationen . . . . .	79
4.9	zeitliche Entwicklung der Eiskristallanzahl eines Kondensstreifens in den Standardsimulationen . . . . .	80
4.10	zeitliche Entwicklung des Kristallverlusts durch Sedimentation und turbulentes Verdampfen in den Standardsimulationen . . . . .	81
4.11	zeitliche Entwicklung des mittleren Durchmessers und des mittleren extinktionsgewichteten Effektivradius in den Standardsimulationen . . . . .	83
4.12	Temperaturabhängigkeit des mittleren extinktionsgewichteten Effektivradius in den Standardsimulationen . . . . .	84
4.13	räumliche Verteilung der Effektivradien der Eiskristalle zu den Zeitpunkten 3500 s und 6500 s . . . . .	85
4.14	zeitliche Entwicklung der maximalen optischen Dicke und der prädominanten optischen Dicke in den Standardsimulationen . . . . .	86

4.15	optische Dicke von Kondensstreifen zu den Zeitpunkten 3500 s, 6500 s und 11000 s . . . . .	87
4.16	zeitliche Entwicklung der Gesamttextinktion in den Standardsimulationen . . . . .	89
4.17	Streuung der Eismasse bei unterschiedlichen Turbulenzrealisierungen	91
4.18	zeitliche Entwicklung der Gesamttextinktion für verschiedene Werte der Hintergrundturbulenz . . . . .	92
4.19	räumliche Verteilung der Erwärmungsrate . . . . .	94
4.20	Vertikalprofile der mittleren Erwärmungsraten für verschiedene Strahlungsszenarios . . . . .	96
4.21	Vertikalprofile der optischen Dicke $\tau_{hor}$ zu den Zeitpunkten $t = 2000$ s und $t = 6500$ s für verschiedene Strahlungsszenarios . . . . .	97
4.22	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften für verschiedene Strahlungsszenarios . . . . .	99
4.23	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften für geänderte initiale Eiskristallanzahlen und -massen . . . . .	101
4.24	Vertikalprofile der optischen Dicke $\tau_{hor}$ entlang der horizontalen Sichtachse für verschiedene Dicken der übersättigten Schicht . . . . .	102
4.25	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften für verschiedene Dicken der übersättigten Schicht . . . . .	103
4.26	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften für verschiedene Werte des Sublimationsparameters $\alpha$ . . . . .	104
4.27	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften bei $T = 227$ K . . . . .	108
4.28	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften bei den Referenzläufen mit synoptischem Vertikaltransport . . . . .	110
4.29	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Eigenschaften des Kondensstreifens und Zirrus bei Läufen mit synoptischem Vertikaltransport und homogener Nukleation . . . . .	112
4.30	Eiswassergehalt, Eiskristallanzahldichte und relative Feuchte von einem Zirrus mit Kondensstreifen . . . . .	113
4.31	Optische Dicke, Extinktion und Effektivradius von einem Zirrus mit Kondensstreifen . . . . .	114
4.32	zeitliche Entwicklung von ausgewählten Kondensstreifeneigenschaften bei Läufen mit synoptischem Vertikaltransport und heterogener Nukleation . . . . .	115
4.33	relatives Feuchtefeld bei Lauf mit strahlungsbedingter Dynamik . . . . .	116
5.1	zeitlicher Verlauf des rms-Werts für Brunt-Väisälä-Frequenz $N_{BV} = 0.019 \text{ s}^{-1}$ . . . . .	126
5.2	zeitliche Entwicklung von $\sigma_h^2$ , $\sigma_s^2$ und $\sigma_v^2$ nach Dürbeck und Gerz (1996) und im EULAG-Modell . . . . .	127
5.3	Energiedichte $ \omega ^2$ der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen . . . . .	128

5.4	zeitliche Entwicklung der maximalen Eiskristallanzahldichte nach Schumann et al. (1998) und im Modell . . . . .	129
5.5	Anzahldichte und Eiswassergehalt nach Schröder et al. (2000) und im Modell . . . . .	131
5.6	Eiskristallgrößenverteilungen nach Schröder et al. (2000) und im Modell	132
5.7	Anfangsprofile von Horizontalwind, Temperatur und relativer Feuchte für ALEX-Vergleichsfall . . . . .	133
5.8	mit ALEX-Lidar gemessenes Rückstreuungssignal im Vergleich mit simulierten Extinktionswerten . . . . .	134
5.9	zeitliche Entwicklung der Breite und der Querschnittsfläche nach Freudenthaler et al. (1995) und im Dispersionsphasenmodell . . . . .	136
5.10	zeitliche Entwicklung der Zirkulation und der Absinkgeschwindigkeit bei einem Embraer170-Flugzeug . . . . .	137
5.11	Vertikalprofile von Eismasse und Eiskristallen am Ende der Wirbelphase bei einem Embraer170-Flugzeug . . . . .	138
5.12	Vertikalprofile von Eismasse und Eiskristallen in der Dispersionsphase bei einem Embraer170-Flugzeug . . . . .	139
5.13	räumliche Verteilung von Eiswassergehalt und Eiskristallanzahldichte zu den Zeitpunkten 3, 13 und 19.7 Minuten bei einem Embraer170-Flugzeug . . . . .	140
5.14	Spiralförmiger Kondensstreifen westlich von Dänemark beobachtet am 22.Mai 1998 mit dem NOAA-14 AVHRR Satellit (erstellt von Hermann Mannstein) . . . . .	141
5.15	zeitliche Entwicklung der Breite des Kondensstreifens für Läufe mit strahlungsbedingtem Aufgleiten . . . . .	142
A.1	Häufigkeit der Windrichtung und Scherrichtung in der UT/LS-Region im nordatlantischen Flugkorridor . . . . .	147
A.2	(akkumulierte) relative Häufigkeit der Scherungswerte in der UT/LS-Region im nordatlantischen Flugkorridor . . . . .	148
A.3	(akkumulierte) relative Häufigkeit der Stabilität in der UT/LS-Region im nordatlantischen Flugkorridor . . . . .	149
A.4	Überblick über Standardsimulationen - Teil 1 $t = 5000$ s . . . . .	158
A.5	Überblick über Standardsimulationen - Teil 2 $t = 5000$ s . . . . .	159
A.6	Überblick über Standardsimulationen - Teil 1 $t = 10000$ s . . . . .	160
A.7	Überblick über Standardsimulationen - Teil 2 $t = 10000$ s . . . . .	161
A.8	zeitliche Entwicklung der Gesamttextinktion für alle Temperaturen . .	162
A.9	zeitliche Entwicklung der Breite $B_{OD}$ für verschiedene Schwellwerte $\tau_0$	163

# Tabellenverzeichnis

2.1	Gewichte für Effektivradiusberechnung mit variablem Aspektverhältnis . . . . .	29
2.2	Optische Dicke einer 1 km dicken Zirruswolke für verschiedene Berechnungsarten. . . . .	32
3.1	Überblick über die drei Zeitskalen, deren Zusammenspiel den Eismassenverlust und Eiskristallverlust während der Wirbelphase regelt. . .	36
3.2	Parameterraum für relative Feuchte und Temperatur in den Standardsimulationen der Wirbelphase . . . . .	39
3.3	Werte der Parameter in Potenz-Näherungsformel für verschiedene Temperaturen $T_{FH}$ . . . . .	47
3.4	Überblick über die Ergebnisse der Sensitivitätsstudie „Hintergrundturbulenz“ . . . . .	50
3.5	Überblick über die Ergebnisse der Sensitivitätsstudie „Schichtung“ .	52
3.6	Überblick über die Ergebnisse der Sensitivitätsstudie „Anfangszirkulation“ . . . . .	53
3.7	Eiskristallanzahldichte in einer 3 s alten Abgasfahne in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. . . . .	54
4.1	Gesamtlaufzeit $t_{disp}$ der Dispersionsphasensimulationen und die Gebietsbreiten $L_{x2}$ der Teil2-Simulationen in Abhängigkeit von der Scherung. . . . .	67
4.2	Parameterraum für relative Feuchte, Temperatur und Scherung in den Standardsimulationen der Dispersionsphase . . . . .	68
5.1	normierte Anzahl überlebender Eiskristalle in Abhängigkeit von der relativen Feuchte und bei den angegebenen Temperaturen in verschiedenen Modellen . . . . .	122
A.1	Mittelwert und Quantile der Scherungsverteilung . . . . .	149
A.2	Werte für die Parameter $A$ und $B$ in der Massen-Längenrelation . . .	151
A.3	Überblick über alle Wirbelphasensimulationen . . . . .	154
A.4	Überblick über alle Dispersionsphasensimulationen . . . . .	156

## Symbolverzeichnis

### Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	siehe Abschnitt
$b_0$	Abstand der Wirbelzentren	2.4
$b_{span}$	Spannweite des Flugzeugs	2.4
$B_{Ext}$	Breite des Kondensstreifens bzgl. der Extinktion	4.2.1
$B_{OD}$	Breite des Kondensstreifens bzgl. der optischen Dicke,	4.2.1
$c_p$	Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck = $1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	
$\overline{D}_{diffart}$	künstlich erhöhte Diffusion im Zirkulationsmodell	
$\overline{D}$	mittlerer Durchmesser von massenäquivalenten kugelförmigen Teilchen, in der Dispersionsphase mit Extinktionskriterium	3.2.1 und 4.2.2
$D$	Grundfläche der Eiskristalle mit Säulchenform	
$D_h$	horizontaler Diffusionskoeffizient	
$D_v$	vertikaler Diffusionskoeffizient	
$E$	Gesamtextinktion eines Kondensstreifens	
$EI_{H20}$	Emissionsindex Wasserdampf = $1.25 \text{ kg/kg}$	
$e_s$	Sättigungsdampfdruck bzgl. Eis	
$f_n$	Bruchteil verdampfter Eiskristallanzahl während eines Zeitschritts	
$f_m$	Bruchteil verdampfter Eiskristallmasse während eines Zeitschritts	
$F$	Querschnittsfläche des Kondensstreifens bzgl. der Extinktion	4.2.1
$g$	Gravitationskonstante = $9.81 \text{ m s}^{-2}$	
$IWC$	Eiswassergehalt	
$\overline{IWC}_{sim}$	mittlerer Eiswassergehalt	5.3
$\mathcal{I}$	Eismasse pro Flugmeter, in der Dispersionsphase mit Effektivradiuskriterium	4.2.2
$\mathcal{I}_0$	anfängliche Eismasse pro Flugmeter	
$\mathcal{I}_{tot}$	normierte Gesamteismasse	3.2.1
$\mathcal{I}_{prim}$	Eismasse pro Flugmeter im primären Nachlauf,	3.2.1
$\mathcal{I}_{sek}$	Eismasse pro Flugmeter im sekundären Nachlauf,	3.2.1

## Lateinische Buchstaben (Fortsetzung der Auflistung)

Symbol	Bedeutung	siehe Abschnitt
$L$	(maximale) Länge eines Eiskristalls mit Säulchenform	
$\bar{L}$	mittlere Länge der Eiskristalle (in einer Gitterbox)	
$L_0$	Medianlänge	
$L_1$	Teilchengröße unterhalb derer alle Teilchen Aspektverhältnis 1 haben	A.2
$L_{Rh_i^*}$	Dicke der Schicht mit uniformer relativer Feuchte	
$\mathcal{L}_k$	Moment der Ordnung k der längenabhängigen Lognormalverteilung	A.2
$\mathcal{L}_{k,u}, \mathcal{L}_{k,o}$	trunkierte Momente für $L < L_1$ bzw. $L > L_1$	A.2
$m$	Masse eines einzelnen Eiskristalls	
$m_0$	Medianmasse	A.2
$m_1$	Eiskristallmasse unterhalb derer alle Teilchen Aspektverhältnis 1 haben	A.2
$\dot{m}_f$	Kerosinverbrauch	
$M$	Masse (des Flugzeugs)	
$N_{BV}$	Brunt-Väisälä-Frequenz	
$N$	Eiskristallkonzentration/anzahldichte	
$\bar{N}_{sim}$	mittlere Anzahlkonzentration	5.3
$\mathcal{N}$	Gesamteiskristallanzahl pro Flugmeter	
$\mathcal{N}_0$	anfängliche Eiskristallanzahl pro Flugmeter	
$\mathcal{N}_0^{Standard}$	anfängliche Standardeiskristallanzahl pro Flugmeter	
$\mathcal{N}_{tot}$	normierte Gesamteiskristallanzahl	
$\mathcal{N}_{prim}$	normierte Eiskristallanzahl im primären Nachlauf	
$\mathcal{N}_{sek}$	normierte Eiskristallanzahl im sekundären Nachlauf	
$\mathcal{M}_k$	Moment der Ordnung k der massenabhängigen Lognormalverteilung	A.2
$\mathcal{M}_{k,u}, \mathcal{M}_{k,o}$	trunkierte Momente für $m < m_1$ bzw. $m > m_1$	A.2
$p_0$	Druck am Unterrand des Simulationsgebiets	
$q$	Wurzel der mittleren quadratischen (Geschwindigkeits)abweichung	
$q_v$	Wasserdampfmischungsverhältnis	

## Lateinische Buchstaben (Fortsetzung der Auflistung)

Symbol	Bedeutung	siehe Abschnitt
$q_s$	Sättigungsmischungsverhältnis bzgl. Eis	
$r_c$	Kernradius	2.4
$r_e$	Effektivradius	2.6
$\bar{r}_e$	extinktionsgewichteter mittlerer Effektivradius	2.6
$r_0$	Maß für Breite der Lognormalverteilung	A.2
$r_{LA}$	Aspektverhältnis	2.6
$RH_i$	relative Feuchte bzgl. Eis	
$RH_i^*$	relative Feuchte bzgl. Eis in der Umgebung	
$s$	Scherung	
$s_{eff}$	effektive Scherung	A.1
$s_i$	Übersättigung $RH_i - 1$	
$t$	Zeit	
$t_{breakup}$	Zeitpunkt des Wirbelaufösens, Dauer der Wirbelphase	2.4 und 3.1
$t_{crit}$	kritischer Zeitpunkt der Wirbelphase	3.1
$t_{MP}$	mikrophysikalische Zeitskala der Wirbelphase	3.1
$T$	Temperatur	
$T_e$	Hintergrundtemperatur	
$T_{FH}$	Temperatur auf Flughöhe	
$\tilde{T}_e$	Hintergrundtemperatur mit zusätzlichem externen Antrieb für synoptischen Vertikaltransport	
$U$	Reisegeschwindigkeit des Flugzeugs = 250 m/s	
$v_\theta$	Tangentialgeschwindigkeit	
$w_0$	synoptischer Vertikaltransport	
$w_W$	anfängliche Absinkgeschwindigkeit des Wirbelpaares	2.4
$\Delta z$	vertikale Auslenkung des Wirbelpaares	
$\Delta z_{breakup}$	maximale vertikale Auslenkung des Wirbelpaares am Ende der Wirbelphase	
$\Delta z_{crit}$	kritische Auslenkung des Wirbelpaares	3.1
$z_{FH}$	Flughöhe im Simulationsgebiet	

## Griechische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	siehe Abschnitt
$\alpha$	Sublimationsparameter	2.3
$\epsilon$	Eddy-Dissipationsrate	
$\eta$	Vortriebswirkungsgrad	
$\theta$	potentielle Temperatur	
$\Gamma_d$	trockenadiabatischer Temperaturgradient = $g/c_p$	
$\Gamma_{5-15}$	radius-gemittelte Zirkulation	2.4
$\Gamma_{num}$	numerisch ausgewertete Zirkulation	2.4
$\Gamma_{ZK}$	Zirkulations-Richtwerte nach Holzäpfel	2.4
$\Gamma_0$	anfängliche Zirkulation	3.2.1
$\rho_{Eis}$	Dichte von Eis := 810 kg/m <sup>3</sup>	
$\rho_{Luft}$	Dichte der Luft $\approx 0.4$ kg/m <sup>3</sup>	
$\rho_s$	Sättigungswasserdampfkonzentration bzgl. Eis	
$\rho_v$	Wasserdampfkonzentration	
$\sigma_L$	Breite der längenabhängigen Lognormalverteilung	A.2
$\sigma_m$	Breite der massenabhängigen Lognormalverteilung	A.2
$\tau$	optische Dicke	2.6
$\tau_{hor}$	optische Dicke entlang der horizontalen Sichtachse	4.2.1
$\tau_{prä}$	prädominante optische Dicke	4
$\tau_0$	Sichtbarkeitsschwellwert = 0.02	4.2.1
$\chi$	Extinktion	2.6
$\chi_0$	Extinktionsschwellwert = $1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$	4.2.1
$\omega$	y-Komponente des Vorticity-Vektors	2.4

# Literaturverzeichnis

- G. Anderson, S. Clough, F. Kneizys, J. Chetwynd, and E. Shettle. AFGL Atmospheric Constituent Profiles (0-120 km). *AFGL (OPI), Hanscom AFB, MA 01736*, AFGL-TR-86-0110, 1986.
- H. Appleman. The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 34(1):14–20, 1953.
- S. Bakan, M. Betancor, V. Gayler, and H. Graßl. Contrail frequency over Europe from NOAA-satellite images. *Annales Geophysicae*, 12(10):962–968, 1994.
- O. Boucher. Air traffic may increase cirrus cloudiness. *Nature*, 397(6714):30, 1999.
- U. Burkhardt, B. Kärcher, M. Ponater, and R. Sausen. A Parameterization for Contrail Cirrus for GCMs. *AGU Fall Meeting, EOS Trans., 87, San Francisco, CA (USA)*, 2006.
- U. Burkhardt, B. Kärcher, M. Ponater, K. Gierens, and A. Gettelman. Contrail cirrus supporting areas. *Geophysical Research Letters*, 35, 2008. doi: 10.1029/2008GL034056.
- A. Chlond. Large-Eddy Simulation of Contrails. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(5):796–819, 1998.
- CIAP. *The Stratosphere perturbed by Propulsion Effluents, Monograph 3*. U.S. Dep. of Transport, Washington, D.C., 1975.
- T. Corti, B. Luo, Q. Fu, H. Vömel, T. Peter, P. Home, and T. Friend. The impact of cirrus clouds on tropical troposphere-to-stratosphere transport. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6:2539–2547, 2006.
- S. Crow. Stability theory for a pair of trailing vortices. *AIAA Journal*, 8:2172–2179, 1970.
- P. DeMott. An Exploratory Study of Ice Nucleation by Soot Aerosols. *Journal of Applied Meteorology*, 29(10):1072–1079, 1990.
- P. DeMott, Y. Chen, S. Kreidenweis, D. Rogers, and D. Sherman. Ice formation by black carbon particles. *Geophysical Research Letters*, 26:2429–2432, 1999.

- P. DeMott, D. Cziczo, A. Prenni, D. Murphy, S. Kreidenweis, D. Thomson, R. Borys, and D. Rogers. Measurements of the concentration and composition of nuclei for cirrus formation. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100:14655–14660, 2003.
- A. Dörnbrack and T. Dürbeck. Turbulent dispersion of aircraft exhausts in regions of breaking gravity waves. *Atmospheric Environment*, 32(18):3105–3112, 1998.
- T. Dürbeck. *Grobstruktursimulation von Mischungsprozessen in der freien Atmosphäre*. Doktorarbeit, LMU München, 1997. URL <http://elib.dlr.de/32279>.
- T. Dürbeck and T. Gerz. Large-eddy simulation of aircraft exhaust plumes in the free atmosphere: effective diffusivities and cross-sections. *Geophysical Research Letters*, 22(23):3203–3206, 1995.
- T. Dürbeck and T. Gerz. Dispersion of aircraft exhausts in the free atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 101(D20):26007–26016, 1996.
- E. Ebert and J. Curry. A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *Journal of Geophysical Research*, 97(D4):3831–3836, 1992.
- K. Eleftheratos, C. Zerefos, P. Zanis, D. Balis, G. Tselioudis, K. Gierens, and R. Sausen. A study on natural and manmade global interannual fluctuations of cirrus cloud cover for the period 1984–2004. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7:2631–2642, 2007.
- C. Emde and B. Mayer. Simulation of solar radiation during a total solar eclipse: a challenge for radiative transfer. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7:2259–2270, 2007.
- G. Febvre, J. Gayet, A. Minikin, H. Schlager, V. Shcherbakov, O. Jourdan, R. Busen, M. Fiebig, B. Kärcher, and U. Schumann. On optical and microphysical characteristics of contrails and cirrus. *Journal of Geophysical Research*, 113:submitted, 2008.
- FLYSAFE-Abschlussbericht. *Kapitel 5.1, WP 2.3.1- On-board wake prediction and alert, D 2.3.1-1: Report on available inputs from ADS-B and ground WIMS and definition of operational performance for an airborne software for wake vortex prediction*. 2006.
- P. Forster, V. Ramaswamy, P. Artaxo, et al. Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing, Climate Change 2007 The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC. *Climate Change 2007 The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC edited by: Solomon, S., Qin, D., Manning, M., et al., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, pages 129–234*, 2007.

- V. Freudenthaler, F. Homburg, and H. Jäger. Contrail observations by ground-based scanning lidar: Cross-sectional growth. *Geophysical Research Letters*, 22(24):3501–3504, 1995.
- Q. Fu. An accurate parametrization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models. *Journal of Climate*, 9:2058 – 2082, 1996.
- Q. Fu and K. Liou. Parametrization of the radiation properties of cirrus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50:2008 – 2025, 1993.
- Q. Fu, P. Yang, and W. Sun. An accurate parameterization of the infrared radiative properties of cirrus clouds for climate models. *Journal of Climate*, 11:2223–2237, 1998.
- F. Fusina, P. Spichtinger, and U. Lohmann. Impact of ice supersaturated regions and thin cirrus on radiation in the midlatitudes. *Journal of Geophysical Research*, 112, 2007.
- F. Garnier, S. Brunet, and L. Jacquin. Modelling exhaust plume mixing in the near field of an aircraft. *Annales Geophysicae*, 15(11):1468–1477, 1997.
- T. Gerz and T. Ehret. Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes. *Aerospace Science and Technology*, 1(7):463–474, 1997.
- T. Gerz and F. Holzäpfel. Wing-tip vortices, turbulence, and the distribution of emissions. *AIAA Journal*, 37(10):1270–1276, 1999.
- T. Gerz, T. Dürbeck, and P. Konopka. Transport and effective diffusion of aircraft emissions. *Journal of Geophysical Research*, 103(25):905–25, 1998.
- T. Gerz, F. Holzäpfel, and D. Darracq. Commercial aircraft wake vortices. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(3):181–208, 2002.
- S. Ghosh, S. Dobbie, J. Marsham, and P. Jonas. On the importance of the diffusional uptake of water vapour for the development and radiative properties of high altitude clouds: a large eddy model sensitivity study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 133(628):1731, 2007.
- K. Gierens. On the transition between heterogeneous and homogeneous freezing. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 3:437–446, 2003.
- K. Gierens. Numerical Simulations of Persistent Contrails. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(22):3333–3348, 1996.
- K. Gierens. The Influence of Radiation on the Diffusional Growth of Ice Crystals. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 67(3):181–193, 1994.

- K. Gierens and E. Jensen. A numerical study of the contrail-to-cirrus transition. *Geophysical Research Letters*, 25(23):4341–4344, 1998.
- K. Gierens and J. Ström. A Numerical Study of Aircraft Wake Induced Ice Cloud Formation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(21):3253–3263, 1998.
- K. Gierens, U. Schumann, M. Helten, H. Smit, and A. Marengo. 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.
- W. Grabowski and P. Smolarkiewicz. A Multiscale Anelastic Model for Meteorological Research. *Monthly Weather Review*, 130(4):939–956, 2002.
- G. Greene. An approximate model of vortex decay in the atmosphere. *Journal of Aircraft*, 23(7):566–573, 1986.
- I. Gultepe and D. O. Starr. Dynamical structure and turbulence in cirrus clouds: aircraft observations during fire. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52:4159 – 4182, 1995.
- J. Harrington, M. Meyers, R. Walko, and W. Cotton. Parameterization of ice crystals conversion processes due to vapor deposition for mesoscale models using double-moment basis functions. I- Basic formulation and parcel model results. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52(23):4344–4366, 1995.
- J. Hendricks, B. Kärcher, U. Lohmann, and M. Ponater. Do aircraft black carbon emissions affect cirrus clouds on the global scale. *Geophysical Research Letters*, 32, 2005.
- A. Heymsfield and J. Iaquinta. Cirrus Crystal Terminal Velocities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(7):916–938, 2000.
- A. Heymsfield, R. Lawson, and G. Sachse. Growth of ice crystals in a precipitating contrail. *Geophysical Research Letters*, 25(9):1335–1338, 1998.
- F. Holzäpfel. Probabilistic two-phase wake vortex decay and transport model. *Journal of Aircraft*, 40(2):323–331, 2003.
- F. Holzäpfel. Probabilistic Two-Phase Aircraft Wake-Vortex Model: Further Development and Assessment. *Journal of Aircraft*, 43(3):700–708, 2006.
- F. Holzäpfel and R. Robins. Probabilistic Two-Phase Aircraft Wake-Vortex Model-Application and Assessment. *Journal of Aircraft*, 41(5):1117–1126, 2004.
- F. Holzäpfel, T. Gerz, F. Köpp, E. Stumpf, M. Harris, R. Young, and A. Dolfi-Bouteyre. Strategies for Circulation Evaluation of Aircraft Wake Vortices Measured by Lidar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 20(8):1183–1195, 2003.

- W. Huebsch and D. Lewellen. Sensitivity Study on Contrail Evolution. *36 th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2006-3749*, 2006.
- ICAO. Environmental Report 2007. *Environmental Unit of the International Civil Aviation Organization*, pages 1–231, 2007.
- J. Jawitz. Moments of truncated continuous univariate distributions. *Advances in Water Resources*, 27(3):269–281, 2004.
- E. Jensen, A. Ackerman, D. Stevens, O. Toon, and P. Minnis. Spreading and growth of contrails in a sheared environment. *Journal of Geophysical Research*, 103(D24):31557–31568, 1998.
- B. Kärcher and P. Fabian. Dynamics of aircraft exhaust plumes in the jet-regime. *Annales Geophysicae*, 12(10):911–919, 1994.
- B. Kärcher, T. Peter, U. Biermann, and U. Schumann. The Initial Composition of Jet Condensation Trails. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(21):3066–3083, 1996.
- B. Kärcher, R. Busen, A. Petzold, F. Schröder, U. Schumann, and E. Jensen. Physicochemistry of aircraft-generated liquid aerosols, soot, and ice particles. 2. Comparison with observations and sensitivity studies. *Journal of Geophysical Research*, 103(D14):17129–17148, 1998.
- B. Kärcher, B. Mayer, K. Gierens, U. Burkhardt, H. Mannstein, and R. Chatterjee. Aerodynamic contrails: Microphysics and optical properties. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65:in press, 2008.
- M. Kästner. Analysis of the Optical Depth Evolution in a Spiral Contrail using AVHRR Data. In *The 2002 EUMETSAT Meteorological Satellite Conference*, editor, *EUM P.36, 2002 EUMETSAT Meteorological Satellite Conference, Dublin, Ireland 2002-09-02 - 2002-09-06*, page 705. 2002. ISBN ISBN 92-9110-049-8.
- J. Key, P. Yang, B. Baum, and S. Nasiri. Parameterization of shortwave ice cloud optical properties for various particle habits. *Journal of Geophysical Research*, 107:4181, 2002. doi: 10.1029/2001JD000742.
- L. Koenig. Numerical Modeling of Ice Deposition. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(2):226–237, 1971.
- P. Konopka. Analytical gaussian solutions for anisotropic diffusion in a linear shear flow. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 20(1):78–91, 1995.
- T. Koop, B. Luo, A. Tsias, and T. Peter. Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. *Nature*, 406(6796):611–4, 2000.

- D. Lewellen and W. Lewellen. The Effects of Aircraft Wake Dynamics on Contrail Development. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(4):390–406, 2001.
- K. Liou. Influence of Cirrus Clouds on Weather and Climate Processes: A Global Perspective. *Monthly Weather Review*, 114(6):1167–1199, 1986.
- H. Liu, P. Wang, and R. Schlesinger. A Numerical Study of Cirrus Clouds. Part I: Model Description. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(8):1075–1084, 2003a.
- H. Liu, P. Wang, and R. Schlesinger. A Numerical Study of Cirrus Clouds. Part II: Effects of Ambient Temperature, Stability, Radiation, Ice Microphysics, and Microdynamics on Cirrus Evolution. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(9):1097–1119, 2003b.
- H. Mannstein, R. Meyer, and P. Wendling. Operational detection of contrails from NOAA-AVHRR-data. *International Journal of Remote Sensing*, 20(8):1641–1660, 1999.
- S. Marquart, M. Ponater, F. Mager, and R. Sausen. 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.
- B. Mayer. I3rc phase 1 results from the mystic monte carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*, pages 49–54. University of Arizona Press, New York, 1999. ISBN ISBN 0-9709609-0-5.
- B. Mayer. I3rc phase 2 results from the mystic monte carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*, pages 107–108. University of Arizona Press, New York, 2000. ISBN ISBN 0-9709609-0-5.
- R. Meyer, H. Mannstein, R. Meerkötter, U. Schumann, and P. Wendling. Regional radiative forcing by line-shaped contrails derived from satellite data. *Journal of Geophysical Research*, 107(10.1029), 2002.
- P. Minnis, D. Young, D. Garber, L. Nguyen, W. Smith Jr, and R. Palikonda. Transformation of contrails into cirrus during SUCCESS. *Geophysical Research Letters*, 25(8):1157–1160, 1998.
- P. Minnis, J. Ayers, R. Palikonda, and D. Phan. Contrails, Cirrus Trends, and Climate. *Journal of Climate*, 17(8):1671–1685, 2004.
- P. Minnis, R. Palikonda, B. J. Walter, J. K. Ayers, and H. Mannstein. Contrail properties over the eastern north pacific from avhrr data. *Meteorologische Zeitschrift*, 14:515 – 523, 08 2005. doi: 10.1127/0941-2948/2005/0056. URL <http://elib.dlr.de/19425>.

- R. Palikonda, P. Minnis, D. P. Duda, and H. Mannstein. Contrail coverage derived from 2001 avhrr data over the continental united states of america and surrounding areas. *Meteorologische Zeitschrift*, 14:525 – 536, 08 2005. doi: 10.1127/0941-2948/2005/0051. URL <http://elib.dlr.de/19426>.
- R. Paoli, F. Laporte, B. Cuenot, and T. Poinso. Dynamics and mixing in jet/vortex interactions. *Physics of Fluids*, 15:1843, 2003.
- R. Paoli, J. Hélie, and T. Poinso. Contrail formation in aircraft wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 502:361–373, 2004.
- R. Paugam. *Simulation numerique de l'évolution d'une trainee de condensation et de son interaction avec la turbulence atmospherique*. Doktorarbeit, CERFACS Toulouse MAS Ecole Centrale Paris, 2008.
- M. Ponater, S. Brinkop, R. Sausen, and U. Schumann. Simulating the global atmospheric response to aircraft water vapour emissions and contrails: a first approach using a GCM. *Annales Geophysicae*, 14(9):941–960, 1996. URL <http://elib.dlr.de/32150>.
- M. Ponater, S. Marquart, and R. Sausen. Contrails in a comprehensive global climate model: Parameterization and radiative forcing results. *Journal of Geophysical Research*, 107(13):941–960, 2002.
- M. Ponater, S. Marquart, R. Sausen, and U. Schumann. On contrail climate sensitivity. *Geophysical Research Letters*, 32:L10706–1 – L10706–5, 2005. doi: 10.1029/2005GL022580. URL <http://elib.dlr.de/10340>.
- R. Pratt. Review of Radiosonde Humidity and Temperature Errors. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2(3):404–407, 1985.
- H. Pruppacher and J. Klett. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 1996.
- M. Quante and D. Starr. Dynamical process in cirrus clouds: A review of observational results. In D. Lynch, K. Sassen, D. Starr, and G. Stephens, editors, *Cirrus*, pages 346–374. Oxford Univ. Press, New York, 2002.
- R. Sausen, I. Isaksen, V. Grewe, D. Hauglustaine, D. Lee, G. Myhre, M. Köhler, G. Pitari, U. Schumann, F. Stordal, et al. Aviation radiative forcing in 2000: An update on IPCC (1999). *Meteorologische Zeitschrift*, 14(4):555–561, 2005.
- E. Schmidt. Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren. *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung*, 44:1–15, 1941.
- F. Schröder, B. Kärcher, C. Durore, J. Ström, A. Petzold, J. Gayet, B. Strauss, P. Wendling, and S. Borrmann. On the Transition of Contrails into Cirrus Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(4):464–480, 2000.

- U. Schumann. On the effect of emissions from aircraft engines on the state of the atmosphere. *Annales Geophysicae*, 12(5):365–384, 1994.
- U. Schumann. On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteorologische Zeitschrift, NF*, 5:4–23, 1996.
- U. Schumann. Contrail cirrus. In D. Lynch, K. Sassen, D. Starr, and G. Stephens, editors, *Cirrus*, pages 231–256. Oxford Univ. Press, New York, 2002.
- U. Schumann, R. Baumann, T. Dürbeck, P. Konopka, and H. Schlager. Wie turbulent ist es an der Tropopause über dem Nordatlantik? *Annalen der Meteorologie*, 31:372–373, 1995a.
- U. Schumann, P. Konopka, R. Baumann, R. Busen, T. Gerz, H. Schlager, P. Schulte, and H. Volkert. Estimate of diffusion parameters of aircraft exhaust plumes near the tropopause from nitric oxide and turbulence measurements. *Journal of Geophysical Research*, 100:14147–14162, 1995b.
- U. Schumann, J. Ström, R. Busen, R. Baumann, K. Gierens, M. Krautstrunk, F. Schröder, and J. Stingl. In situ observations of particles in jet aircraft exhausts and contrails for different sulfur-containing fuels. *Journal of Geophysical Research*, 101(D3):6853–6870, 1996.
- U. Schumann, H. Schlager, F. Arnold, R. Baumann, P. Haschberger, and O. Klemm. Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes. *Atmospheric Environment*, 32(18):3097–3103, 1998.
- U. Schumann, F. Arnold, R. Busen, J. Curtius, B. Kärcher, A. Kiendler, A. Petzold, H. Schlager, F. Schröder, and K. Wohlfrom. Influence of fuel sulfur on the composition of aircraft exhaust plumes: The experiments SULFUR 1-7. *Journal of Geophysical Research*, 107(D15), 2002.
- R. Sharman, C. Tebaldi, G. Wiener, and J. Wolff. An Integrated Approach to Mid-and Upper-Level Turbulence Forecasting. *Weather and Forecasting*, 21(3): 268–287, 2006.
- A. Shirgaonkar and S. Lele. Large Eddy Simulation of Early Stage Contrails: Effect of Atmospheric Properties. *44 th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, pages 1–13, 2006.
- P. Smolarkiewicz and L. Margolin. On Forward-in-Time Differencing for Fluids: an Eulerian/Semi-Lagrangian Non-Hydrostatic Model for Stratified Flows. *Numerical Methods in Atmospheric and Oceanic Modelling: The André J. Robert Memorial Volume*, 1997.
- P. Smolarkiewicz and L. Margolin. MPDATA: A Finite-Difference Solver for Geophysical Flows. *Journal of Computational Physics*, 140(2):459–480, 1998.

- I. Sölch. *Ein Euler-Lagrange'sches Zirruswolken Modell mit expliziter Aerosol- und Eismikrophysik. Studien zur Aggregation von Eispartikeln.* Doktorarbeit, LMU München, 2008.
- P. Spalart. Airplane trailing vortices. *Annual Reviews in Fluid Mechanics*, 30(1): 107–138, 1998.
- P. Spichtinger. *Eisübersättigte Regionen.* Doktorarbeit, LMU München, 2004. URL <http://elib.dlr.de/10241>.
- P. Spichtinger and K. Gierens. Modelling of cirrus clouds. Part 1: Model description and validation. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussion*, 8(1):601–686, 2008.
- P. Spichtinger, K. Gierens, and W. Read. The statistical distribution law of relative humidity in the global tropopause region. *Meteorologische Zeitschrift*, 11(2):83–88, 2002.
- D. Starr and S. Cox. Cirrus Clouds. Part II: Numerical Experiments on the Formation and Maintenance of Cirrus. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(23): 2682–2694, 1985.
- G. Stephens and P. Webster. Clouds and Climate: Sensitivity of Simple Systems. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(2):235–247, 1981.
- G. Stephens, S. Tsay, P. Stackhouse Jr, and P. Flatau. The Relevance of the Microphysical and Radiative Properties of Cirrus Clouds to Climate and Climatic Feedback. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(14):1742–1754, 1990.
- F. Stordal, G. Myhre, W. Arlander, T. Svendby, E. Stordal, W. Rossow, and D. Lee. Is there a trend in cirrus cloud cover due to aircraft traffic. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 5:2155–2162, 2005.
- J. Ström and S. Ohlsson. In situ measurements of enhanced crystal number densities in cirrus clouds caused by aircraft exhaust. *Journal of Geophysical Research*, 103 (D10):11355–11362, 1998.
- C. Stubenrauch and U. Schumann. Impact of air traffic on cirrus coverage. *Geophysical Research Letters*, 32, 2005.
- R. Sussmann and K. Gierens. Lidar and numerical studies on the different evolution of vortex pair and secondary wake in young contrails. *Journal of Geophysical Research*, 104:2131–2142, 1999.
- R. Sussmann and K. Gierens. Differences in early contrail evolution of two-engine versus four-engine aircraft- Lidar measurements and numerical simulations. *Journal of Geophysical Research*, 105:4899–4911, 2001.

- S. Unterstrasser, K. Gierens, and P. Spichtinger. The evolution of contrail microphysics in the vortex phase. *Meteorologische Zeitschrift*, 17(2):145–156, 2008.
- G. Vali. Nucleation terminology. *Journal of Aerosol Science*, 16:575–576, 1985.
- S. Widnall. The Structure and Dynamics of Vortex Filaments. *Annual Reviews in Fluid Mechanics*, 7(1):141–165, 1975.
- C. Zerefos, K. Eleftheratos, D. Balis, P. Zanis, G. Tselioudis, and C. Meleti. Evidence of impact of aviation on cirrus cloud formation. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 3:1633–1644, 2003.



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Physik der Atmosphäre am DLR Oberpfaffenhofen erstellt, das hervorragende Möglichkeiten bietet, um in dem Themenbereich „Klima und Flugverkehr“ zu promovieren. Ganz besonders möchte ich mich bei einigen Kollegen bedanken, die mir während der Promotion eine große Hilfe waren. Ich danke dem Institutsleiter und meinem Erstgutachter Prof. Dr. Ulrich Schumann für sein großes Interesse und für einige wichtige Anregungen.

Dr. Klaus Gierens danke ich für die optimale Betreuung der Arbeit und eine unaufgeregte Diskussionskultur.

Prof. Dr. Bernd Kärcher danke ich für den regen Austausch und die Übernahme der Zweitbegutachtung.

Dr. Andreas Dörnbrack gab mir sehr viele Hilfestellungen beim Umgang mit EULAG und trug so erheblich zu einem guten Start am Institut bei.

Dank geht an weitere Kollegen, die zum Gelingen der Arbeit beitragen haben: Ingo Sölch für viele interessante Diskussionen, Winfried Beer für die passenden Tips und Tricks bei Computerproblemen, Peter Spichtinger für das Überlassen des Codes für die Eismikrophysik und der Hilfestellung bei praktischen Fragen dazu, Claudia Emde für Vergleichsläufe mit 3D-Strahlungsrouitinen sowie Robert Baumann für das Aufbereiten der Falcondaten.

Weiterhin standen mir Thomas Gerz, Frank Holzäpfel, Andreas Minikin, Christoph Kiemle, Ulrich Hamann, Michael Ponater und Hermann Mannstein bei etlichen Fragen fachlich zur Seite.

Für das Korrekturlesen der Arbeit und wertvolle Tipps beim Verfassen der Arbeit bedanke ich mich bei Kaspar Graf, Klaus Gierens, Katharina Rasp, Eva Rasp, Martin Unterstraßer und Ingo Hennemann. Meiner Freundin danke ich für die moralische und tatkräftige Unterstützung in den Monaten des Zusammenschreibens.



# Lebenslauf

---

## PERSÖNLICHE DATEN

Name: Simon Unterstraßer

Geburtsdatum: 24. Februar 1979

Geburtsort: Kraiburg am Inn, Deutschland

---

## AUSBILDUNG

09/1985 – 07/1989 Besuch der Grundschule Aschau am Inn

09/1989 – 06/1998 Abitur am Gymnasium Gars  
Leistungskurse: Mathematik, Physik

10/1998 – 03/2005 Diplom in Technomathematik an der Technischen Universität München mit den Nebenfächern Meteorologie und Informatik  
Diplomarbeit: *Cooling by melting precipitation in alpine valleys: An idealized numerical modeling study* (Betreuer G. Zängl, LMU München)

09/2001 – 08/2002 Austauschjahr an der McGill University Montréal (Faculty of Science)

10/2005 – 10/2008 Promotionsstudium der Meteorologie an der Ludwig-Maximilians-Universität München

seit 09/2005 Doktorand am Institut für Physik der Atmosphäre, DLR Oberpfaffenhofen