



universität
wien

DISSERTATION

Titel der Dissertation

Modellierung des indirekten Strahlungseffekts des Hintergrundaerosols in
Österreich

angestrebter akademischer Grad

Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer.nat.)

Verfasserin / Verfasser:	Mag. David Neubauer
Matrikel-Nummer:	0104919
Dissertationsgebiet (lt. Studienblatt):	Physik
Betreuerin / Betreuer:	Ao. Univ.-Prof. Dr. Regina Hitzemberger

Wien, am 27. November 2009

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Frau Professorin Regina Hitzenberger danken. Sie gab die Anregung zu dieser Arbeit, hat sich immer für eine Diskussion der Materie Zeit genommen und hat mich nicht nur beim Verfassen meiner Dissertation sondern auch bei der Entwicklung meiner Karriere als Wissenschaftler unterstützt.

Herrn Doktor Aron Vrtala danke ich für seine Unterstützung bei der Implementation und den Tests der Koagulationsroutine und für anregende Diskussionen.

Herrn Professor Georg Reischl und Herrn Magister Gerhard Steiner danke ich für die Aufbereitung und die Erläuterung der DMA-Daten die während den Rax-Messkampagnen 1999 und 2000 gemessen wurden.

Herrn Professor Paul Wagner danke ich für die Anregung zur Untersuchung des Einflusses des Massen-Akkommodationskoeffizienten auf den Strahlungsantrieb des indirekten Effekts.

Ich danke den Wissenschaftlern des ehemaligen Instituts für Experimentalphysik der Universität Wien und des Instituts für Chemische Analytik und Technologien der Technischen Universität Wien (Gruppe H. Puxbaum) für die zur Verfügungstellung der Messdaten der Rax-Messkampagnen 1999 und 2000. Weiters danke ich dem Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (FWF) durch den die Messkampagnen im FWF Projekt P 131 43 – CHE finanziert wurden.

Herrn Professor Christoph Dellago danke ich dafür, dass ich einen großen Teil meiner Berechnungen auf dem Computercluster seiner Arbeitsgruppe durchführen durfte. Herrn Walter Penits danke ich für die Portierung meiner Programme nach Linux und für die

Hilfestellung beim Start meiner Programme auf dem Cluster.

Der Universität Wien danke ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit durch das Forschungsstipendium F-369.

Den Mitarbeitern der Zentralbibliothek für Physik Wien danke ich für ihre freundliche Hilfestellung bei meiner Literaturrecherche.

Ebenso bedanke ich mich bei meiner Familie und bei meinen Freunden und bei all jenen, die nicht namentlich Erwähnung finden, aber zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zusammenfassung

Aerosolpartikel und Treibhausgase sind die beiden wichtigsten Faktoren die zum anthropogenen Klimawandel beitragen. In dieser Arbeit wird der indirekte Aerosoleffekt simuliert. Die Effekte von schwarzem Kohlenstoff werden untersucht. Üblicherweise verwenden Modelle Aerosol- und Wolken Daten die unabhängig voneinander gemessen wurden. Das Modell, das in dieser Arbeit entwickelt wurde verwendet simultan gemessene Werte für das Aerosol und die daraus hervorgehende Wolke. Die Aerosol- und Wolken Daten die im Modell verwendet werden, wurden im Rahmen des FWF Projekt P 131 43-CHE im Jahr 2000 in einer Messkampagne auf einem Berg in der Nähe von Wien (Rax, 1680 m ü.d.M.) gewonnen.

Das Simulationsmodell besteht aus zwei Teilen, einem Wolkenröpfchenwachstumsmodell und einem Strahlungsmodell. Das Wachstumsmodell für die Wolkenröpfchen berechnet die Wolkenröpfchengrößenverteilung für gemessene Aerosolpartikelgrößenverteilungen. Der gemessene Flüssigwassergehalt der realen Wolken gibt vor welche der berechneten Wolkenröpfchengrößenverteilungen für die weiteren Rechnungen verwendet werden. Das Strahlungsmodell berechnet dann den Strahlungsantrieb für diese Wolkenröpfchengrößenverteilungen.

Das Wolkenmodell ist ein Wolkenpaketmodell, das ein aufsteigendes Luftpaket beschreibt welches die Wolkenröpfchen enthält. Turbulente Diffusion (die wichtig für stratiforme Wolken ist) ist durch einen einfachen Ansatz realisiert. Das Modell beinhaltet Nukleation, Kondensation, Koagulation und Strahlungseinflüsse. Durch die Erwärmung/Abkühlung der Tröpfchen durch Strahlung kann sich die Temperatur und die kritische Übersättigung der Tröpfchen ändern. Für die Strahlungstransferrechnungen wurde das frei erhältliche Strahlungstransferprogramm ‚Streamer‘ für diese Arbeit angepasst.

‚Streamer‘ berücksichtigt die Streuung und Absorption durch atmosphärische Gase und Aerosolpartikel im ganzen Spektralbereich. Für die Albedo der Erdoberfläche gibt es vordefinierte Typen oder die Albedo kann angegeben werden.

Die Strahlungseigenschaften der Wolken hängen von den Einzelstreuparametern der Wolkenröpfchen ab, die wiederum von der chemischen Zusammensetzung der Wolkenröpf-

chen abhängt. In dieser Arbeit wird angenommen, dass die Wolkenröpfchen aus Wasser und schwarzem Kohlenstoff bestehen. Verschiedene Mischungsarten für schwarzen Kohlenstoff in den Wolkenröpfchen werden für die Berechnungen verwendet. Die Absorption von Sonnenstrahlung kann sich stark erhöhen wenn schwarzer Kohlenstoff in den Tröpfchen ist.

Die Sensitivitätsanalyse hat ergeben, dass der Strahlungsantrieb des indirekten Effekts stark von der geometrischen Wolkendicke, der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets abhängt. Für eine Wolkendicke von 100 m, eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,35 m/s und eine Kurzwellen-Albedo von 0,35 (Eis) beträgt der Strahlungsantrieb $-0,57 \text{ W/m}^2$, für eine Kurzwellen-Albedo von 0,0 (frischer Schnee) beträgt er $-0,15 \text{ W/m}^2$ im Mittel für die gesamte Dauer der Messkampagne. Der schwarze Kohlenstoff bewirkt einen positiven Strahlungsantrieb von $0,02 \text{ W/m}^2$.

Abstract

Aerosols and greenhouse gases are the two most important contributors to the anthropogenic climate change. The indirect aerosol effect is simulated in this study. The effects of black carbon are investigated. Usually, models use measured aerosol data as input, and their predictions are compared to cloud parameters measured independently from the aerosol measurements. The model developed in this study uses simultaneously measured values for the aerosol and the subsequent cloud. This way, more realistic predictions for the indirect aerosol effect can be expected. The model uses data from an earlier intensive measurement campaign at an Austrian background site. The aerosol and cloud data are taken from the FWF project P 131 43 – CHE and had been collected in 2000 at a measurement site on a mountain in the proximity of Vienna (Rax, 1680 m a.s.l.).

The simulation model consists of two parts, a cloud droplet growth model and a radiative model. The growth model for cloud droplets computes the cloud droplet distribution originating from a measured aerosol distribution. The calculated cloud droplet size distributions that are used for further calculations are selected according to the measured liquid water content of the real-world cloud. The radiative model then computes the radiative forcing using the calculated cloud droplet size distribution.

The cloud model is a cloud parcel model which describes an ascending air parcel containing the droplets. Turbulent diffusion (important for stratiform clouds) is realized through a simple approach. The model includes nucleation, condensation, coagulation and radiative effects. Because of radiative heating/cooling of the cloud droplets the temperature and the critical super-saturation of the droplets can change. For radiative transfer calculations, the radiative transfer code of the public domain program ‘Streamer’ was adapted for this study.

‘Streamer’ accounts for scattering and absorption of radiation in the whole spectral region by gases and particles. Built-in types of surface albedo as well as other values can be chosen.

The radiative properties of the cloud depend on the single scattering properties of the cloud droplets, which in turn depend on the composition of the cloud droplets. In this study the cloud droplets are assumed to consist of water and black carbon. Different

mixing types of black carbon in the cloud droplets are used for the calculations. The absorption of solar radiation of a cloud droplet can be significantly increased by black carbon.

Sensitivity analysis showed that the radiative forcing due to the indirect effect depends strongly on the geometrical cloud thickness, shortwave surface albedo and on the rate of ascent. For 100 m cloud thickness, 0.35 m/s rate of ascent and a shortwave surface albedo of 0.35 (ice) the radiative forcing is -0.57 W/m^2 and -0.15 W/m^2 for a shortwave surface albedo of 0.9 (fresh snow), on average for the whole measurement campaign. Black carbon causes a positive forcing of 0.02 W/m^2 .

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	11
2. Hintergrundinformationen	13
2.1. Die Erdatmosphäre	13
2.1.1. Geometrie der Sonneneinstrahlung	13
2.1.2. Die Zusammensetzung der Atmosphäre	16
2.1.3. Die thermische Schichtung der Atmosphäre	17
2.1.4. Luftdruck	19
2.1.5. Skalenhöhe	20
2.1.6. Standardatmosphäre	21
2.1.7. Energie- und Strahlungsbilanz	21
2.2. Aerosole	25
2.2.1. Beschreibung von Aerosolpartikeln und -verteilungen	26
2.2.2. Messmethoden	28
2.3. Wolken	31
2.3.1. Wolkenarten	31
2.3.2. Entstehung von Wolken	32
2.3.3. Wolken und Klima	34
2.4. Aerosoleffekte	34
2.4.1. Direkter Aerosoleffekt	34
2.4.2. Indirekte Aerosoleffekte	35
3. Grundlagen	38
3.1. Wachstum durch Diffusion	38
3.1.1. Köhlertheorie	38
3.1.2. Kondensation/Verdunstung	41
3.1.3. Erweiterte Köhlertheorie	45
3.2. Kontinuierliche und stochastische Koagulation	46
3.2.1. Kontinuierliche Koagulation	46

3.2.2.	Stochastische Koagulation	48
3.3.	Streuung von elektromagnetischer Strahlung durch Partikel	49
3.3.1.	Rayleigh-Streuung	50
3.3.2.	Mie-Streuung	51
3.3.3.	Extinktionseffizienz	52
3.3.4.	Optische Dicke	54
3.3.5.	Vermischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff	54
3.4.	Strahlungstransfer	56
3.4.1.	Strahlungstransfergleichung	56
3.4.2.	Strahlungsantrieb	58
4.	Experimentelle Daten und frühere Ergebnisse	60
4.1.	Raxmesskampagne 2000	60
4.2.	Messmethoden	61
4.2.1.	Messungen während einer Wolke	61
4.2.2.	Messungen während der gesamten Messkampagne	61
4.3.	Wolkenereignisse während der Messkampagne	62
4.4.	Ausgangsaerosolverteilung für die Simulation	65
4.5.	Ergebnisse für den direkten Aerosoleffekt	66
5.	Beschreibung des Simulationsmodells	68
5.1.	Verknüpfung der experimentellen Daten für das Aerosol und die Wolke mit dem Simulationsprogramm	69
5.2.	Wachstumsmodell	69
5.2.1.	Größenklassen der Kondensationskerne und der Partikel	69
5.2.2.	Das geschlossene System von Differentialgleichungen	71
5.2.3.	Kinematik	73
5.2.4.	Mikrophysikalische Prozesse	74
5.2.5.	Ein- und Ausgabeparameter des Wachstumsmodells	80
5.3.	Verbindung von Wachstumsmodell und Strahlungstransferprogramm	81
5.4.	Strahlungstransfermodell	81
5.4.1.	Einzelstreuparameter der Wolkentröpfchen	81
5.4.2.	Strahlungstransferprogramm - Streamer	82
6.	Tests der Modelle	90
6.1.	Tests des Wachstumsmodells	90

6.1.1.	Implementation des Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion	91
6.1.2.	Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchen und für die Kondensationskerne	93
6.1.3.	Stabilitätsanalyse	94
6.1.4.	Tests der Routine für das Wachstum durch Diffusion	97
6.1.5.	Tests der Koagulationsroutine	101
6.2.	Tests des Strahlungstransfermodells	112
6.2.1.	Abhängigkeit der Einzelstreuparameter der Wolke von der numerischen Darstellung der Wolkentröpfchenverteilung	112
6.2.2.	Anzahl der „streams“	119
7.	Sensitivitätsanalyse	120
7.1.	geometrische Dicke der Wolke	122
7.2.	Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	138
7.3.	Auftriebsgeschwindigkeit	151
7.4.	Anzahlkonzentration der Wolkentröpfchen	169
7.5.	Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion	175
7.6.	Turbulenter Austausch	184
7.7.	Massen-Akkommodationskoeffizient	193
8.	Ergebnisse und Diskussion	199
A.	Parameter des Simulationsmodells	209
B.	wellenlängenabhängige Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff	213
C.	Rechenregeln für die Methode der Erhaltung der Momente	217
D.	Funktionen für die Größenklassen-Unterstruktur	220
E.	Liste verwendeter Symbole	224
	Literaturverzeichnis	233

1. Einleitung

Aerosolpartikel und Treibhausgase sind die beiden wichtigsten Faktoren des anthropogenen Klimawandels [1]. Während die Auswirkungen von Treibhausgasen bereits gut erforscht sind, ist die quantitative Auswirkung der Aerosoleffekte noch mit einem relativ großen Fehler behaftet. Die Unsicherheit ist dabei für den indirekten Aerosoleffekt größer als für den direkten Aerosoleffekt.

Zu Beginn der Forschung zum direkten Aerosoleffekt hat man sich auf streuende Partikel konzentriert. Vor einigen Jahren wurden dann auch absorbierende Partikel stärker miteinbezogen.

Auch beim indirekten Aerosoleffekt könnten absorbierende Partikel eine Rolle spielen [2]. Die absorbierende Wirkung der Partikel wird durch Brechung des Lichts an der Tröpfchenoberfläche zu den Partikeln verstärkt.

Die Berechnung des indirekten Aerosoleffekts erfolgt mit globalen oder mikrophysikalischen Simulationsmodellen. Globale Zirkulationsmodelle können die Auswirkung des indirekten Aerosoleffekts für die ganze Erde und für lange Zeiträume berechnen, haben aber den Nachteil, dass der indirekte Aerosoleffekt parametrisiert werden muss.

Mit mikrophysikalischen Modellen kann der indirekte Aerosoleffekt im Detail auch mit absorbierenden Partikeln in den Wolkentröpfchen simuliert werden. Diese Simulationen sind aber räumlich und zeitlich stärker eingeschränkt.

In dieser Arbeit wird der indirekte Aerosoleffekt mit einem mikrophysikalischen Simulationsmodell für Aerosolpartikelzusammensetzungen und Wolkendaten die auf der Rax (1680 ü.d.M.) in einer Messkampagne im März 2000 gemessen wurden berechnet. Das Simulationsmodell besteht aus einem Wachstumsmodell, das für diese Arbeit entwickelt wurde und einem Strahlungsmodell, das ein frei erhältliches Strahlungstransfermodell

(Streamer) beinhaltet. Die Innovation dieser Arbeit ist, dass simultan gemessene Daten für die Aerosolpartikel und die Wolken verwendet werden. In anderen Wolkenmodellen werden gemessene Werte für die Aerosolpartikel verwendet die als Kondensationskerne und somit Ausgangspunkt für das Wolkenwachstum dienen und die simulierten Wolken werden mit unabhängig von den Aerosoldaten gemessenen Wolkendaten verglichen.

In den ersten beiden Kapiteln werden Hintergrundinformationen und Grundlagen zu der Erdatmosphäre, zu Aerosolpartikeln, zu Wolken und den Aerosoleffekten geliefert sowie zum Wachstum von Wolkentröpfchen und dem Strahlungstransfer durch die Atmosphäre. In Kapitel 4 wird die Messkampagne auf der Rax und die dabei gemessenen Daten beschrieben sowie die Ergebnisse für den direkten Aerosoleffekt die von [3] berechnet wurden. Anschließend findet sich in Kapitel 5 eine Beschreibung des Simulationsmodells und in Kapitel 6 sind die Tests des Wachstumsmodells und des Strahlungsmodells erläutert. Kapitel 7 zeigt die Abhängigkeit des Strahlungsantriebs des indirekten Aerosoleffekts von verschiedenen Parametern und in Kapitel 8 sind die Ergebnisse für die einzelnen Wolken während der Messkampagne zusammengefasst. In Kapitel ?? findet sich die Diskussion der Ergebnisse der Simulation des indirekten Aerosoleffekts für die Messkampagne auf der Rax im März 2000.

2. Hintergrundinformationen

In diesem Kapitel soll ein Überblick darüber gegeben werden welche Faktoren einen Einfluss auf das Klima der Erde haben. Die Stärke der Faktoren kann mit der Zeit variieren, dies gilt sowohl für natürliche Faktoren als auch für den menschlichen Einfluss. Im speziellen wird dann auf Aerosolpartikel, Wolken und Effekte der Aerosolpartikel auf das Klima eingegangen.

2.1. Die Erdatmosphäre

In diesem Kapitel wird die Atmosphäre der Erde und der Wärmehaushalt des Systems Atmosphäre und Erdoberfläche beschrieben. Viele der Informationen in diesem Kapitel wurden dabei von [4] (Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre; Walter Roedel; 1994) und [5] (An Introduction to Solar Radiation; Muhammad Iqbal; 1983) entnommen.

2.1.1. Geometrie der Sonneneinstrahlung

Hauptsächlich hängt der Wärmehaushalt des Systems Atmosphäre und Erdoberfläche von ein paar wenigen Parametern ab. Wichtig sind hier die Bewegung der Erde um die Sonne, die Drehung der Erde um ihre eigene Achse, die Neigung der Erdachse, die Verteilung von Ozeanen und Landmassen auf der Erdoberfläche und die Wirkung der Gravitation der Erde auf die Komponenten der Erdatmosphäre.

Die Erde bewegt sich auf einer schwach elliptischen Bahn um die Sonne. Anfang Jänner wird der geringste Abstand zur Sonne (Perihel) mit $147 \cdot 10^6$ km eingenommen, Anfang Juli der weiteste Abstand (Aphel) mit $152 \cdot 10^6$ km. Die mittlere Entfernung zwischen Erde und Sonne beträgt $149 \cdot 10^6$ km. Die Drehachse der Erdrotation ist derzeit gegenüber der Normalen der Bahnebene (Ekliptik) um $23,5^\circ$ geneigt (siehe Abb. 2.1). Dies hat zur Folge, dass im Nordsommer die Nordhalbkugel und im Nordwinter die Südhalbkugel

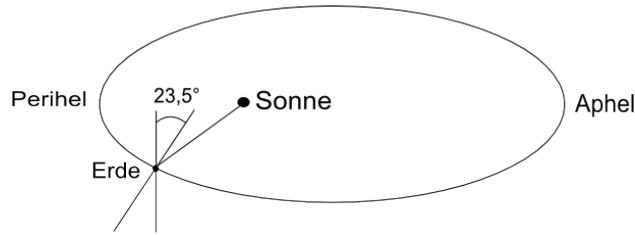


Abbildung 2.1.: Die Geometrie der Erdbewegung.

stärker bestrahlt wird. Um den 21. März und den 23. September (Tag- und Nachtgleiche; Äquinoktium) werden beide Hemisphären gleich stark bestrahlt.

Die größere Einstrahlung während des Sommerhalbjahres ergibt sich zum einen daraus, dass die Tage länger dauern, zum anderen ist der Einfallswinkel der Strahlung steiler. Wenn das Licht unter einem steileren Winkel einfällt, trifft die Energie der Strahlung auf eine kleinere Fläche, die Strahlungsdichte ist also höher (siehe Abb. 2.2):

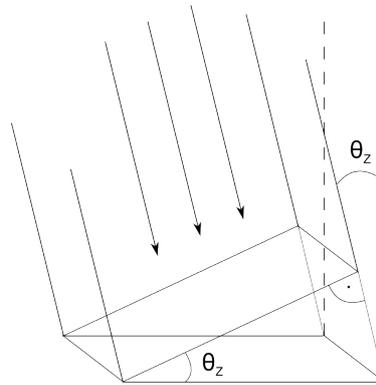


Abbildung 2.2.: Der schräg einfallende Strahlungsfluss trifft auf eine größere Fläche. Die Intensität wird dadurch abgeschwächt.

$$I_S = I_{S0} \cdot \cos(\theta_Z), \quad (2.1)$$

θ_Z ist der Zenitwinkel, I_S ist die Intensität der Sonnenstrahlung für den jeweiligen Zenitwinkel und I_{S0} die Intensität der Einstrahlung wenn die Sonne im Zenit steht ($\theta_Z = 0^\circ$). Der Tageshöchststand der Sonne wandert ebenfalls mit der Jahreszeit. Innerhalb der Wendekreise ($23,5^\circ$ nördliche bzw. südliche Breite) steht die Sonne zweimal während eines Jahres im Zenit. Nördlich des nördlichen Polarkreises ($66,5^\circ$ nördliche Breite) gibt es Polartage (die Sonne geht während 24 Stunden und länger nicht unter) und Polarnächte (die Sonne geht zumindest während eines ganzen Tages nicht auf). Dasselbe gilt auch

südlich des südlichen Polarkreises ($66,5^\circ$ südliche Breite).

Durch die Bewegung der Erde um die Sonne ergibt sich ein Wärme-Kälte-Zyklus mit einer Periodendauer von einem Jahr. Die Erdrotation bewirkt einen schneller wechselnden Wärme-Kälte-Zyklus mit einer Periodendauer von einem Tag.

Neben dem Tages- und dem jahreszeitlichen Zyklus gibt es auch Zyklen mit längerer Periodendauer, denen die Sonneneinstrahlung auf die Erde unterliegt. Die Achse der Erdrotation präzessiert um die Normale auf die Ekliptikebene mit einer Periodendauer von ca. 26 000 Jahren. Die Neigung der Erdachse zur Ekliptikebene ändert sich mit einer Periodendauer von ca. 40 000 Jahren. Die Exzentrizität der Erdumlaufbahn um die Sonne ändert sich wiederum mit einer Periodendauer von ca. 100 000 Jahren. Diese Zyklen tragen zur Entstehung von Eiszeiten bei (Milanković-Zyklen).

Die Stärke der Sonneneinstrahlung variiert während eines Tages. Dies wird durch den Einfallswinkel (Zenitwinkel) der Strahlung beschrieben (siehe Gl. 2.1). Daneben hängt die Stärke der Strahlung, die auf die Erde trifft, auch von der Abschwächung innerhalb der Atmosphäre ab. Die Länge des Wegs den ein Lichtstrahl durch die Atmosphäre zurücklegen muss hängt ebenfalls vom Einfallswinkel ab. Wenn die Sonne im Zenit steht ist die Weglänge minimal. Ist die Sonne gerade noch am Horizont zu erkennen, ist der zurückgelegte Weg maximal. Die relative optische Luftmasse m_r gibt das Verhältnis der optischen Weglänge für einen bestimmten Zenitwinkel zur optischen Weglänge in Zenitrichtung an (siehe Abb. 2.3):

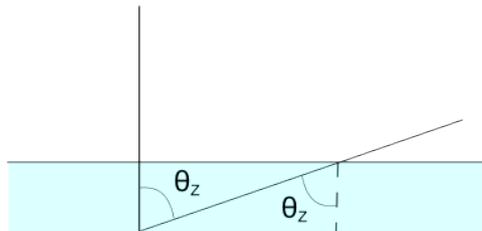


Abbildung 2.3.: Der Weg eines Sonnenlichtstrahls durch die Atmosphäre wird mit zunehmendem Zenitwinkel θ_Z länger.

$$m_r = 1/\cos(\theta_Z) = \sec(\theta_Z). \quad (2.2)$$

Bei $\theta_Z = 0^\circ$, d.h. bei senkrechtem Einfall ist $m_r = 1$. Bei sehr großen Zenitwinkeln muss man auch noch die Brechung der Sonnenstrahlen in der Atmosphäre und die Krümmung der Erdoberfläche berücksichtigen. Gl. 2.2 stellt aber eine gute Näherung für die relative optische Luftmasse dar. Für $\theta_Z = 60^\circ$ ($m_r = 2$) beträgt der Fehler 0,25 %, bis $\theta_Z = 85^\circ$ ($m_r = 11,5$) steigt er auf 10 % an [5].

Da die Ozeane eine höhere Wärmekapazität als die Kontinente besitzen, ergibt sich ein Temperaturunterschied zwischen Wasser und Land. Die Wassermassen der Erdoberfläche werden verglichen mit den Landmassen nur langsam erwärmt bzw. geben ihre Wärme nur langsam wieder ab. Sie haben also eine Wärmespeicher-/Wärmepuffer-Funktion. Die Landmassen erwärmen sich schneller und kühlen auch schneller ab. Die resultierenden Temperaturunterschiede führen zu Druckunterschieden in der Luft wodurch es zu einer Bewegung von Luftmassen kommt.

2.1.2. Die Zusammensetzung der Atmosphäre

Der untere Teil der Atmosphäre (bis ca. 80 km Höhe) wird als Homosphäre bezeichnet. In dieser sind die Gase gut durchmischt. In der darüberliegenden Heterosphäre kommt es aufgrund der geringen Schwerkraft zu einer Schichtung der Gase nach ihrer Dichte. Die wichtigsten Komponenten der Homosphäre sind in Tabelle 2.1 aufgeführt (lt. U.S. Standard Atmosphäre 1976).

Komponente	Volumsprozent
Stickstoff (N ₂)	78,084
Sauerstoff (O ₂)	20,948
Argon (Ar)	0,934
Kohlendioxid (CO ₂)	0,0333 ¹
Methan (CH ₄)	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Wasserdampf (H ₂ O)	$0-0,04 \cdot 10^{-4}$
Ozon (O ₃)	$0-12 \cdot 10^{-4}$
andere Komponenten	Spuren

Tabelle 2.1.: Zusammensetzung der Atmosphäre (lt. U.S. Standard Atmosphäre 1976).

¹Die CO₂- und CH₄-Konzentrationen in der Atmosphäre steigen an und betragen im Jahr 2005 0,0379 und $1,8 \cdot 10^{-4}$ % respektive [1].

Wasserdampf, Kohlendioxid, Methan und Ozon sind die wichtigsten Treibhausgase (siehe Unterkapitel 2.1.7) und können stark räumlich und zeitlich schwanken. Neben den natürlichen Komponenten befinden sich auch durch den Menschen verursachte Verunreinigungen in der Luft. Neben Primärschadstoffen wie z.B.: SO₂, Kohlenwasserstoffen, FCKWs oder Ammoniak können sich in der Atmosphäre Sekundärschadstoffe wie z.B.: Ozon oder NO_x bilden.

Neben den Gasen gibt es in der Atmosphäre auch flüssige oder feste Partikel. Ein Gemisch von Gasen und Partikeln wird Aerosol genannt. Die Aerosolpartikel haben sowohl natürliche als auch anthropogene Quellen. Aerosolpartikel haben vielfach Einfluss auf das menschliche Leben. Zu nennen sind hier etwa gesundheitliche Auswirkungen durch Einatmung von Aerosolpartikeln, die Verringerung der Sichtweite in der Atmosphäre, der Einfluss auf das Klima und der Einfluss auf die Bildung von Wolken. In Unterkapitel 2.2 wird genauer auf Aerosole eingegangen.

2.1.3. Die thermische Schichtung der Atmosphäre

Die Höhe der Erdatmosphäre (oder einer anderen Planetenatmosphäre) hängt von der Zusammensetzung der Luft, der gravitativen Anziehung durch die Erde und der Temperatur der Atmosphäre ab (vergleiche Gl. 2.4). Die Temperatur der Erdatmosphäre nimmt dabei mit zunehmender Höhe in der Atmosphäre nicht einfach nur ab. Die Erdatmosphäre kann anhand ihrer thermischen Struktur in 4 Schichten unterteilt werden die durch Grenzschichten mit konstanter Temperatur voneinander getrennt sind (siehe Abb. ??). In der U.S. Standardatmosphäre von 1976 sind folgende Schichten festgelegt:

Troposphäre (0-11 km)

Im Modell der U.S. Standard Atmosphäre 1976 sinkt in der untersten Schicht die Temperatur mit zunehmender Höhe stetig ab. Tatsächlich nimmt die Temperatur aber bei einer Inversion auch innerhalb der Troposphäre zu. Beinahe alle Prozesse die für das Wetter wichtig sind spielen sich in der Troposphäre ab. Ebenso bilden sich fast alle Wolken innerhalb der Troposphäre. Die Troposphäre ist nicht überall gleich dick. Im jährlichen

²Ich habe mich bemüht, sämtliche Inhaber der Bildrechte ausfindig zu machen und ihre Zustimmung zur Verwendung der Bilder in dieser Arbeit eingeholt. Sollte dennoch eine Urheberrechtsverletzung bekannt werden, ersuche ich um Meldung bei mir.

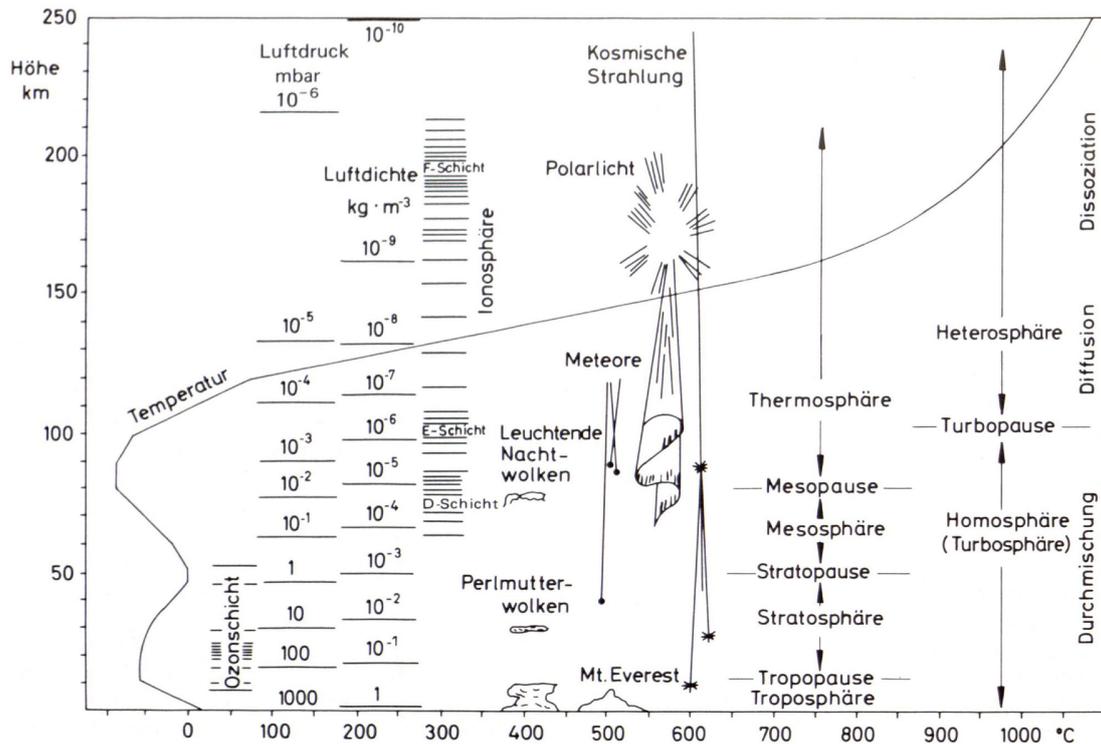


Abbildung 2.4.: Der vertikale Verlauf der Erdatmosphäre (die Grafik stammt aus Liljequist, G. H. und Cehak K.; Allgemeine Meteorologie; 1990 [6]).²

Mittel erreicht sie am Äquator ihre höchste und an den Polen ihre geringste Ausdehnung.

Tropopause (11-20 km)

Die Tropopause liegt in einer Höhe von 11-20 km. Am niedrigsten liegt sie über den Polen und am höchsten über dem Äquator. In der Höhe der Tropopause ist die Luft auf durchschnittlich $-56,5\text{ °C}$ abgekühlt. Die Tropopause ist wie auch die Strato- und Mesopause dadurch gekennzeichnet, dass die Temperatur in dieser Schicht konstant ist.

Stratosphäre (20-32;32-47 km)

In der Stratosphäre nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe wieder zu. Dies liegt an der Absorption von UV-Strahlung durch die Ozonschicht in ca. 25 km Höhe. Ozon bildet sich in Folge der Aufspaltung des molekularen Sauerstoffs in atomaren Sauerstoff

durch UV-Strahlung. Die Ozonmoleküle absorbieren wiederum UV-Strahlung wodurch sie sich aufspalten und ein Stoffkreislauf entsteht. Die Sauerstoffkonzentration nimmt mit zunehmender Höhe ab, während die Sonneneinstrahlung mit zunehmender Höhe zunimmt. Das meiste Ozon wird also in einer Höhe produziert wo beide Faktoren groß sind. Durch die Absorption der UV-Strahlung durch das Ozon selbst ist die Dicke der Ozonschicht begrenzt.

Stratopause (47-51 km)

Die durchschnittliche Temperatur der Luft ist in der Stratopause auf $-2,5\text{ °C}$ angestiegen.

Mesosphäre (51-85 km)

In der Mesosphäre nimmt die Temperatur ab.

Mesopause (85-86 km)

In einer Höhe von 85-86 km ist die Luft wieder auf durchschnittlich $-86,2\text{ °C}$ abgekühlt.

Thermosphäre (86-500 km)

In der Thermosphäre nimmt die Temperatur stark zu. Innerhalb der Thermosphäre liegt die Ionosphäre in der sich nennenswerte Mengen von Ionen und freien Elektronen befinden. Die Ionosphäre reflektiert elektromagnetische Strahlung weshalb sie von Bedeutung für den weltweiten Funkverkehr ist.

2.1.4. Luftdruck

Der vertikale Verlauf des Luftdrucks wird durch die darüberliegende Luftmasse bestimmt. Mit zunehmender Höhe nimmt der Luftdruck daher ab:

$$p(h) = p(0) \cdot e\left(-\frac{M_{Luft} \cdot g}{\mathcal{R} \cdot T} \cdot h_z\right) = p(0) \cdot e\left(-\frac{1}{H} \cdot h_z\right) \quad (2.3)$$

(barometrische Höhenformel), M_{Luft} ist die molare Masse von Luft, g die Schwerebeschleunigung der Erde, \mathcal{R} die allgemeine Gaskonstante, T die Temperatur der Luft in Kelvin, h_z die Höhe in m, H die Skalenhöhe der Atmosphäre (siehe 2.1.5), p_0 der Luftdruck auf Meeresebene und $p(h_z)$ der Luftdruck in Höhe h_z . Als Faustregel lässt sich sagen, dass sich der Luftdruck alle 5000 m halbiert.

Durch Temperaturunterschiede in Bodennähe werden horizontale Druckunterschiede in der Luft erzeugt. Um diese Druckunterschiede auszugleichen entstehen Strömungen in der Höhe. Diese Luftmassenverschiebungen werden durch Gegenströmungen in Bodennähe kompensiert. Wichtige Auslöser solcher Temperaturunterschiede sind die Land-Wasser-Verteilung auf der Erdoberfläche oder die Breitengradabhängigkeit der Sonneneinstrahlung.

2.1.5. Skalenhöhe

Die Dichte der Atmosphäre nimmt wie der Luftdruck mit zunehmender Höhe ab. In der Heterosphäre (ab 80 km Höhe) befinden sich z.B. nur mehr 2 Millionstel der gesamten Luftmasse. Durch diesen exponentiellen Verlauf ist es schwierig eine Obergrenze und somit die Höhe der Atmosphäre anzugeben. Die Skalenhöhe ist eine praktische Größe um etwas über die Höhe der Atmosphäre auszusagen und um Berechnungen zu erleichtern. Um beispielsweise den optischen Weg eines Lichtstrahls zu berechnen, müsste man über die gesamte Höhe der Atmosphäre, unter Berücksichtigung der abnehmenden Dichte, integrieren. Diese Integration müsste alle Komponenten der Atmosphäre beinhalten. Die Skalenhöhe gibt an wie hoch die Atmosphäre (oder eine ihrer Komponenten) unter Normalbedingungen ($T=0^\circ\text{C}$; $P=1013,25\text{ hPa}$) wäre. Für die gesamte Atmosphäre ergibt sich eine Skalenhöhe von ca. 8 km (siehe Gl. 2.4).

$$H = \frac{p_0}{\rho_0 \cdot g} = \frac{\mathcal{R} \cdot T_0}{M_{Luft} \cdot g}, \quad (2.4)$$

wobei H die Skalenhöhe der Erdatmosphäre ist, g die Schwerebeschleunigung der Erde, p_0 , ρ_0 und T_0 sind Druck, Dichte und Temperatur auf Meeresebene, \mathcal{R} ist die allgemeine Gaskonstante und M_{Luft} ist die molare Masse von Luft. Ein Beispiel für die Verwendung

einer Skalenhöhe ist die Angabe der Dicke der Ozonschicht in Dobson-Einheiten (DU), wobei $1000 \text{ DU} \hat{=} 1 \text{ cm}$ Skalenhöhe.

2.1.6. Standardatmosphäre

Die U.S. Standardatmosphäre ist ein Modell, das Druck, Temperatur, Dichte usw. in 100 m Höhengritten festlegt (siehe [7]). Sie entspricht der durchschnittlichen Atmosphäre in mittlerer geografischer Breite. Die chemische Zusammensetzung ist Tabelle 2.1 zu entnehmen. Auf Meeresebene gelten folgende Werte: $p_0 = 1013,25 \text{ hPa}$, $T_0 = 15 \text{ °C}$, $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$.

2.1.7. Energie- und Strahlungsbilanz

Die Sonne kann in guter Näherung als schwarzer Strahler mit einer Oberflächentemperatur von ca. 6000 K (T_S) beschrieben werden. Nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz

$$\lambda_{max} \cdot T_S = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ [mK]}, \quad (2.5)$$

ist die Wellenlänge bei der die meiste Energie abgestrahlt wird (λ_{max}) ca. $0,5 \text{ }\mu\text{m}$.

Die Solarkonstante gibt an wieviel Energie im mittleren Abstand zwischen Erde und Sonne (eine astronomische Einheit) auf eine Fläche von einem Quadratmeter normal zur Einstrahlungsrichtung fällt. Ihr Wert beträgt

$$S_0 = 1375 \pm 5 \text{ W/m}^2. \quad (2.6)$$

Wenn man berücksichtigt, dass die Strahlung auf die Halbkugeloberfläche der Erde und nicht auf eine Scheibe fällt und dass sich die Erde dreht wird dieser Wert um einen Faktor $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$ verringert. Die einfallende Strahlung wird innerhalb der Atmosphäre gestreut und teilweise absorbiert bevor sie auf die Erdoberfläche trifft und diese erwärmt. Dafür sind in der Atmosphäre hauptsächlich Luftmoleküle und Wolken verantwortlich. Bei der Streuung an den Luftmolekülen handelt es sich um die stark wellenlängenabhängige Rayleigh-Streuung (siehe Unterkapitel 3.3), wodurch der klare Himmel blau erscheint.

Die Erdoberfläche strahlt die aufgenommene Energie durch langwellige Wärmestrahlung gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz wieder ab:

$$I_\lambda(\lambda, T)d\lambda = \left(\frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc_0}{\lambda k_B T}} - 1} \right) d\lambda, \quad (2.7)$$

$I_\lambda(\lambda, T)$ ist die Strahlungsintensität die im Wellenlängenbereich $d\lambda$ abgestrahlt wird, h ist das Plancksche Wirkungsquantum, c_0 die Lichtgeschwindigkeit und k_B ist die Boltzmannkonstante. Bei einer globalen mittleren Oberflächentemperatur von $14,5^\circ\text{C}$ [1] liegt das Strahlungsmaximum bei ca. $10\ \mu\text{m}$.

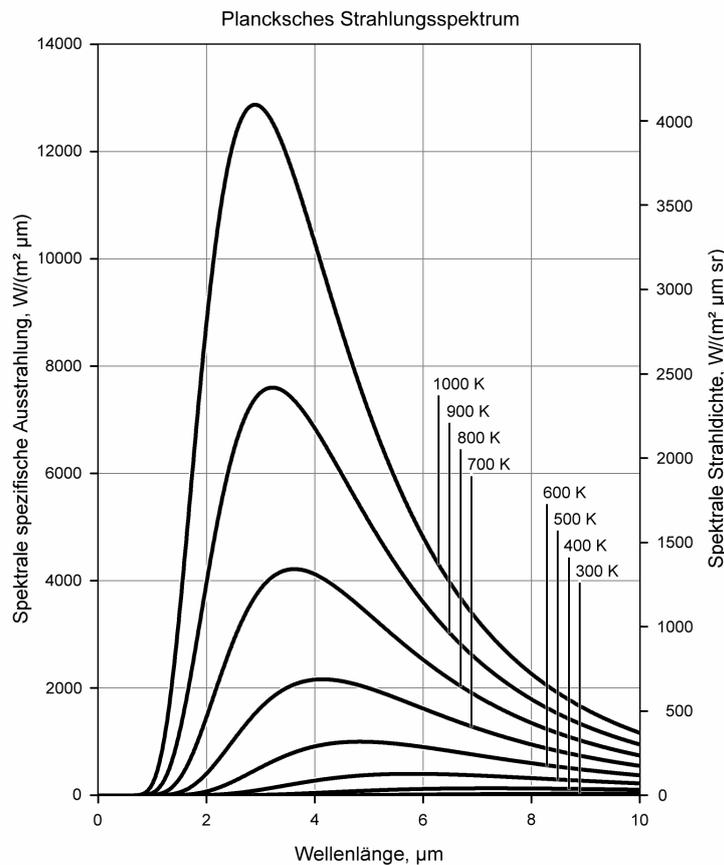


Abbildung 2.5.: Darstellung des Planckschen Strahlungsgesetzes für verschiedene Temperaturen (die Grafik stammt von de.wikipedia.org)

Diese langwellige Strahlung wird nun wiederum in der Atmosphäre gestreut und absorbiert. Dabei können Gase die die kurzwellige Sonnenstrahlung relativ ungehindert passieren lassen, die langwellige terrestrische Strahlung absorbieren und einen Teil davon

wieder auf die Erdoberfläche zurückstrahlen (Gegenstrahlung der Atmosphäre). Dieser Effekt führt zu einer zusätzlichen Erwärmung der Erdoberfläche und wird als Treibhauseffekt bezeichnet. Die beteiligten Gase werden Treibhausgase genannt.

Die Strahlungsbilanzgleichung kann geschrieben werden als (siehe Abb. 2.6):

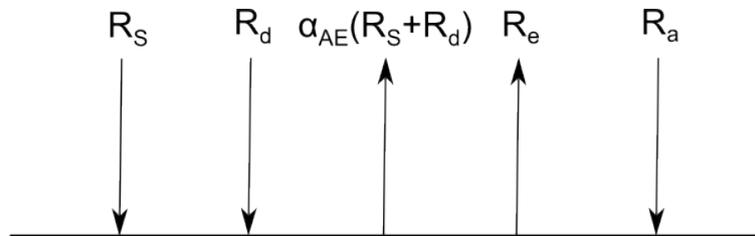


Abbildung 2.6.: Strahlungsbilanzgleichung des Systems Atmosphäre/Erdoberfläche.

$$R_B = R_S + R_d - \alpha_E(R_S + R_d) - R_e + R_a. \quad (2.8)$$

R_B Strahlungsbilanz

R_S direkte Sonnenstrahlung

R_d diffuse Sonnenstrahlung

α_E Albedo

R_e Abstrahlung der Erde

R_a Gegenstrahlung der Atmosphäre

Die Albedo α_E der Erdoberfläche gibt das Verhältnis zwischen einfallender und reflektierter Strahlung an der Erdoberfläche an. Sie hängt von der Beschaffenheit der Erdoberfläche ab und kann für kurzwellige Strahlung und langwellige Strahlung unterschiedlich groß sein.

Im Infrarotbereich stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der Abstrahlung der Erde und der Gegenstrahlung der Atmosphäre ein. Dadurch kann die scheinbare Abstrahlung der Erde sogar größer sein als die Einstrahlung durch die Sonne (siehe Abb. 2.7).

Wolken beeinflussen sowohl lang- als auch kurzwellige Strahlung. Zum einen führt die Streuung der kurzwelligen Sonnenstrahlung zu einer Abkühlung zum anderen trägt die Absorption langwelliger terrestrischer Strahlung zum Treibhauseffekt bei und führt somit zu einer Erwärmung. Die Wirkung von Wolken auf die Strahlungsbilanz hängt also

von weiteren Parametern ab wie z.B.: ob es Tag oder Nacht ist, die Höhe in der sich die Wolke befindet, die Dicke der Wolke etc.. Global gesehen überwiegt im Mittel die abkühlende Wirkung der Wolken.

Neben dem Wärmetransfer durch Strahlung haben auch Konvektion und der Transport latenter Wärme innerhalb der Atmosphäre und die Wärmeleitung im Boden eine Bedeutung für den Wärmehaushalt des Systems Atmosphäre und Erdoberfläche (siehe Abb. 2.7). Die durch die Sonne eingestrahelte Energie ist in Abbildung 2.7 auf 100% normiert. Im globalen Jahresmittel werden 27% der Energie durch die Atmosphäre und 3% durch die Erdoberfläche in den Weltraum zurückgestrahlt. Der direkte Einfall auf die Erdoberfläche beträgt 26% und 24% treffen nach diffuser Streuung in der Atmosphäre auf die Erdoberfläche. Die absorbierte Energie wird größtenteils durch thermische Infrarotstrahlung abgestrahlt. Diese langwellige Strahlung wird wiederum von der Atmosphäre absorbiert und teilweise zurückgestrahlt. Es stellt sich ein Strahlungsgleichgewicht ein, wodurch die scheinbare Energie der Abstrahlung der Erde 109%, der durch die Sonne eingestrahelten Energie beträgt. Die direkte Abstrahlung der Erde beträgt 5% und die Gegenstrahlung der Atmosphäre 96%. Die Atmosphäre strahlt 65% durch Infrarotstrahlung in den Weltraum zurück. Neben dem Transport der Wärme durch Strahlung, wird diese auch durch Konvektion der Luft von der Erdoberfläche in die Atmosphäre transportiert (5%). Ein weiterer Transportmechanismus ist der Transport latenter Wärme (24%).

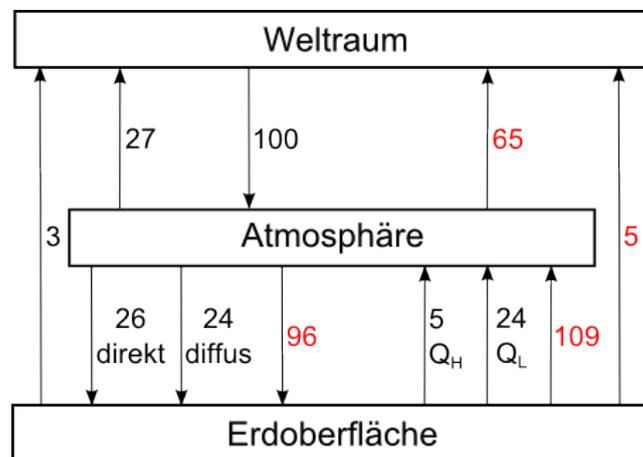


Abbildung 2.7.: Globale Energiebilanz des Systems Atmosphäre/Erdoberfläche. Q_H ist der Wärmetransfer durch Konvektion und Q_L der Transport latenter Wärme. Rote Zahlen stehen für langwellige Strahlung. Die Grafik stammt aus [8].

2.2. Aerosole

Dieses Kapitel orientiert sich an [9] (Hinds, W. C.; Aerosol Technology; 1999). Ein Aerosol ist eine Mischung flüssiger bzw. fester Partikel mit einem Gas. Luft ist ein Beispiel für ein Aerosol. Überall auf der Welt kann man Aerosolpartikel finden. Selbst in den entlegensten Gebieten der Kontinente gibt es noch Konzentrationen von größenordnungsmäßig 100 Partikel/cm³. Auch über den Ozeanen sind Konzentrationen von mehreren Dutzend bis 100te Partikel/cm³ üblich. Die Aerosolpartikel haben sowohl natürliche als auch menschliche Quellen. Natürliche Aerosolquellen sind z.B.: Vulkane, Waldbrände, Emissionen von Pflanzen, die Meeresoberfläche usw. Die wichtigsten anthropogenen Quellen sind Kraftwerke, Industrieanlagen, Verkehr und Wohnraumheizung. Durch menschliche Aktivitäten werden große Mengen an Aerosol erzeugt. Dementsprechend groß sind die Aerosolkonzentrationen die sich in der Nähe oder innerhalb großer Städte finden. Dort sind Werte von 10000-100000 Partikel/cm³ üblich. Neben einer Autobahn sind sogar Werte von 10⁶ Partikel/cm³ möglich.

Aerosolpartikel haben für den Menschen eine direkte Bedeutung da sie die Gesundheit des Menschen schädigen können (HerzKreislauf- bzw. Atemwegserkrankungen). Weiters beeinträchtigen Aerosolpartikel die Sichtweite in der Atmosphäre.

Aerosolpartikel haben aber auch einen Einfluss auf das Wetter und das Klima. Einfallende Sonnenstrahlung wird durch die Aerosolpartikel gestreut bzw. je nach chemischer Zusammensetzung der Partikel auch absorbiert. Dadurch wird ein Teil der Strahlung in den Weltraum zurückgestrahlt (direkter Aerosoleffekt). Dies führt zu einer Abkühlung an der Erdoberfläche, da weniger Strahlung auf diese trifft. Wird die einfallende Strahlung durch die Aerosolpartikel auch absorbiert, führt dies zu einer Erwärmung der Partikel und deren Umgebung. Die Wärmestrahlung der Partikel wird zur Hälfte in Richtung Weltraum abgestrahlt und zur Hälfte in Richtung der Erdoberfläche. Dadurch kommt es zu einer zusätzlichen Erwärmung der Erdoberfläche, im Gegensatz zu dem Fall dass die Aerosolpartikel die Sonnenstrahlung nur streuen. Aerosolpartikel ändern aber auch die Strahlungseigenschaften von Wolken. Eine Klasse der Aerosolpartikel bildet die Kondensationskerne an denen die Wolkenröpfchen heranwachsen. Durch eine Änderung der Konzentration bzw. der chemischen Zusammensetzung der Aerosolpartikel können die Albedo und die Lebensdauer einer Wolke beeinflusst werden (indirekte Aerosoleffekte). Diese direkten und indirekten Aerosoleffekte werden in den Unterkapiteln 2.4.1 und 2.4.2

genauer beschrieben.

Laut IPCC Report 2007 [1] sind Aerosole, durch den direkten und die indirekten Effekte, neben den Treibhausgasen die wichtigsten Faktoren die zum anthropogenen Klimawandel beitragen.

2.2.1. Beschreibung von Aerosolpartikeln und -verteilungen

Aerosolpartikel können anhand ihrer Größe, ihrer Konzentration in der Atmosphäre, ihrer chemischen Zusammensetzung und sonstiger Eigenschaften charakterisiert werden. Anhand ihrer Größe werden unterschieden:

Grobe Partikel: Teilchen mit einem aerodynamischen Durchmesser $> 1 \mu\text{m}$

Feine Partikel: Teilchen mit einem aerodynamischen Durchmesser $\leq 1 \mu\text{m}$

Ultrafeine Partikel: Teilchen mit einem aerodynamischen Durchmesser $\leq 0,1 \mu\text{m}$

Aerosolverteilungen werden meist mittels logarithmischer Normalverteilungen beschrieben. Das atmosphärische Aerosol ist polydispers (die Partikel haben verschiedene Größen) und weist oft drei klar unterscheidbare Moden auf (siehe Abb. 2.8). Der Modalwert ist der am häufigsten vorkommende Wert einer Verteilung. Wenn ein Aerosol durch mehrere log-Normalverteilungen beschrieben werden kann ist es üblich, die einzelnen log-Normalverteilungen als Moden zu bezeichnen. Die häufig in der Atmosphäre vorkommenden Moden sind der Nukleations-, der Akkumulations- und der Grobstaubmode. Die Partikel dieser Moden unterscheiden sich durch verschiedene Entstehungsmechanismen, unterschiedliche Verweildauer in der Atmosphäre und verschiedene Abscheidemechanismen.

Im Nukleationsmode sind sehr kleine Primärpartikel wie sie z.B. bei Verbrennungsprozessen oder durch Gas-zu-Partikel-Konversion entstehen. Sie koagulieren rasch mit größeren

Aerosol Size Distribution

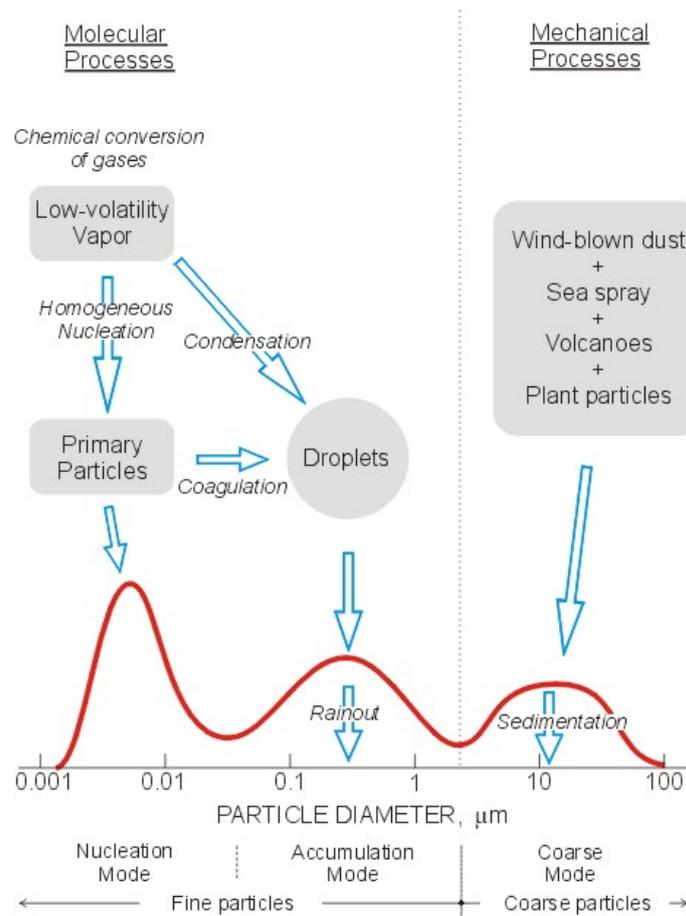


Abbildung 2.8.: Die Moden eines typischen atmosphärischen Aerosols. Die Grafik stammt von <http://www.ems.psu.edu/~lno/Meteo437/Aermode3.jpg>.

Partikeln wodurch sie nicht lange als Einzelpartikel in der Atmosphäre bleiben.

Im Akkumulationsmode befinden sich Partikel aus dem Nukleationsmode die durch Kondensation bzw. Koagulation angewachsen sind. Diese Partikel verbleiben am längsten in der Atmosphäre. Ihre Koagulationsrate und ihre Sedimentationsgeschwindigkeit sind niedrig, sodass sie hauptsächlich durch Impaktion und Auswaschen aus der Atmosphäre entfernt werden. Diese Partikel haben Durchmesser die vergleichbar der Wellenlänge sichtbaren Lichts sind, weshalb sie die optisch wichtigste Klasse der Aerosolpartikel darstellen (siehe Unterkapitel Streuung 3.3).

Im Grobstaubmode befinden sich Primärpartikel wie sie z.B. durch Staubaufwirbelungen oder dem Zerplatzen von Meerwasserblasen entstehen. Diese Partikel sind relativ schwer und besitzen somit eine hohe Sedimentationsgeschwindigkeit. Deshalb verweilen sie nur kurz in der Atmosphäre.

2.2.2. Messmethoden

Im folgendem werden die Messgeräte beschrieben, die bei der Messkampagne auf dem Berg Rax in den Jahren 1999 und 2000 verwendet wurden.

Zur Messung von Aerosolgrößenverteilungen gibt es verschiedene Messmethoden. Diese unterscheiden sich einerseits durch den Größenbereich der Aerosolpartikel der erfasst werden kann und andererseits durch die Eigenschaft der Partikel die zur Messung verwendet wird. Realimpaktoren liefern Massengrößenverteilungen, Differentielle Mobilitäts-Analysatoren (DMA's) mit nachgeschaltetem Partikelzähler Anzahlgrößenverteilungen, Kondensationskernzähler und Wolkenkondensationskernzähler Anzahlkonzentrationen und der Particle Volume Monitor (PVM, Gerber - Zähler) den Flüssigwassergehalt einer Wolke.

Realimpaktor

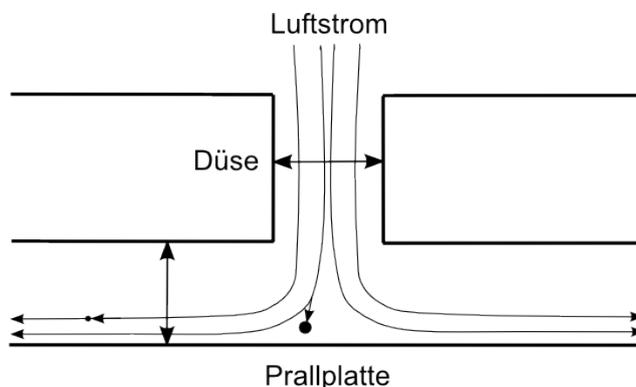


Abbildung 2.9.: Schematischer Aufbau eines Realimpaktors.

Die Aerosolpartikel folgen dem Luftstrom durch eine Düse. Nach dem Ende der Düse befindet sich in gewissem Abstand eine Prallplatte normal zum Luftstrom. Die kleineren Partikel (mit kleiner ist nicht die geometrische Größe gemeint; siehe Äquivalentdurchmesser) können dem Luftstrom über die Prallplatte folgen während größere Partikel,

aufgrund ihrer größeren Masse, nur schwer dem Luftstrom folgen können und auf der Platte impaktieren (siehe Abb. 2.9). Die Größe bei der genau 50 % der Partikel abgeschieden werden nennt man Abscheidegrenze des Impaktors. Die Abscheide-Kurve hat typischerweise einen S-förmigen Verlauf d.h. es werden auch ein paar größere Partikel nicht abgeschieden und ein paar kleinere Partikel impaktieren. Bei einem mehrstufigem Impaktor werden mehrere Düsen und Prallplatten hintereinandergeschaltet, wobei die Geschwindigkeit von Stufe zu Stufe zunimmt. Damit erhält man die Größenverteilung der Aerosolpartikel.

Realimpaktoren haben eine typische kleinste Abscheidegrenze von ca. 1-0,5 μm . Bei Niederdruckimpaktoren oder Mikroöffnungsimpaktoren (MOUDI; micro-orifice-uniform-deposit-impactor) ist die kleinste Abscheidegrenze um etwa eine Größenordnung kleiner.

Differentieller-Mobilitäts-Analysator (DMA)

Um Partikel mit einem DMA messen zu können, muss ihre elektrische Ladung einer Boltzmann-Ladungsgleichgewichtsverteilung entsprechen. Dazu werden die Partikel vor der Messung in einen Neutralisierer gegeben (meist eine schwach radioaktive Quelle). Danach haben die Partikel je nach Größe mit einer bekannten Wahrscheinlichkeit eine gewisse Ladung. Im DMA strömen die Aerosolpartikel zusammen mit der Schleierluft zwischen dem äußeren Zylinder und der inneren Elektrode eines Zylinderkondensators. Der äußere Zylinder ist geerdet und die Spannung an der inneren Elektrode kann variiert werden. Auf die Partikel wirkt sowohl die Stokes'sche Reibungskraft in einem laminaren Fluss, als auch die elektrostatische Anziehung im Feld des Zylinderkondensators. Je nach Ladung der Partikel und ihrer Größe wandern die Partikel von der Einlassöffnung beim äußeren Zylinder, zur Auslassöffnung in der inneren Elektrode. DMA's messen also nicht die Größe, sondern die elektrische Mobilität von Partikeln. Die elektrische Mobilität ist gegeben durch:

$$Z = \frac{n_{Lad} \cdot e_0 \cdot C_s(D_P)}{3\pi \cdot \eta_{Luft} \cdot D_P}, \quad (2.9)$$

Z ist die elektrische Mobilität, n_{Lad} ist die Anzahl der Elementarladungen auf dem Partikel, e_0 ist die Elementarladung, C_s ist die Schlupfkorrektur der Partikel (siehe [9]), η_{Luft} die dynamische Viskosität von Luft und D_P der Partikeldurchmesser. Die elektrische Mobilität hängt also von der Anzahl der Ladungen auf dem Partikel und der Partikelgröße ab. Durch Änderung der Spannung an der inneren Elektrode kann rasch ein großer

Mobilitätsbereich gemessen werden. Die Anzahlkonzentration bei jeder Mobilität kann mit nachgeschalteten Geräten gemessen werden (z.B. einem Kondensationskernzähler). Die Partikel am Auslass sind meist nur einfach geladen (eine Elementarladung) und monodispers. Dennoch werden auch größere Partikel mit mehreren Ladungen, wenn sie die entsprechende Mobilität haben, den DMA verlassen. Mit Hilfe von Ladungswahrscheinlichkeiten erhält man die Größenverteilung der Aerosolpartikel.

Kondensationskernzähler

In einem Kondensationskernzähler (CN-Zähler) werden die Aerosolpartikel in einen Bereich mit übersättigtem Dampf gebracht. Der Dampf kondensiert an den Partikeln und sie wachsen rasch an. Da das Wachstum durch Kondensation verkehrt proportional zum Durchmesser der Partikel ist, wachsen diese auf etwa dieselbe Größe an (siehe Unterkapitel 3.1). Die Anzahl der nun großen Partikel bzw. Tröpfchen kann optisch gemessen werden. Die Übersättigung wird durch ein rasches Abkühlen des Arbeitsmediums z.B. Butanol erzeugt.

Wolkenkondensationskernzähler

Die Funktionsweise ist dieselbe wie beim Kondensationskernzähler. Beim Kondensationskernzähler will man allerdings alle Partikel zählen, weshalb sehr hohe Übersättigungen (>400%) verwendet werden. Beim Wolkenkondensationskernzähler (CCN-Zähler) wird eine niedrigere Übersättigung, wie sie auch real innerhalb von Wolken vorkommt, verwendet (z.B. 0,5 % Übersättigung). Als Arbeitsmedium dient Wasserdampf.

Particle Volume Monitor (PVM)

Mit dem PVM „Gerber-Zähler“ wird der Flüssigwassergehalt von Wolken und Nebeln gemessen. Ein Lichtsensor misst das durch die Tröpfchen vorwärts gestreute Licht eines Lasers. Für sichtbares Licht ist die Streueffizienz durch Miestreuung in Vorwärtsrichtung in etwa proportional zum Durchmesser der Tröpfchen. Dadurch wird der Flüssigwassergehalt unabhängig von der Größenverteilung der Tröpfchen und direkt proportional zum vorwärts gestreuten Licht.

Äquivalentdurchmesser

Bei den hier vorgestellten Messmethoden werden verschiedene physikalische Prinzipien und Eigenschaften der Partikel verwendet. Um nach einer Messung die Größe des Partikels angeben zu können gibt es das Prinzip des Äquivalentdurchmessers. Der aerodynamische Äquivalentdurchmesser z.B. ist der Durchmesser eines sphärischen Wassertröpfchens ($\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$) mit derselben Sedimentationsgeschwindigkeit wie das untersuchte Partikel. Bei der Auswertung von Messungen muss man berücksichtigen, dass die Ergebnisse strikt genommen nur für sphärische Partikel mit einer bestimmten Dichte gelten. Weicht die Form des Partikels zu stark von der Kugelform ab, sagt der gemessene Durchmesser nur mehr wenig über die tatsächliche Größe des Partikels aus. Bei bekannter Form der Partikel können die Ergebnisse korrigiert werden. Ebenso muss für die tatsächliche Dichte der Partikel eine Korrektur erfolgen.

2.3. Wolken

2.3.1. Wolkenarten

Dieses Kapitel orientiert sich an [10] (Houze, R. A.; Cloud dynamics; 1994). Wolken lassen sich grob in zwei Klassen unterteilen: Schichtwolken und Haufenwolken. Schichtwolken treten bei einer stabilen Schichtung der Atmosphäre auf und Haufenwolken bei einer labilen Schichtung.

Da der Luftdruck mit zunehmender Höhe abnimmt, steigt ein Luftpaket das wärmer als seine Umgebung ist auf, dehnt sich dabei aus und kühlt ab. Wie weit das Luftpaket aufsteigen kann, hängt vom vertikalen Temperaturverlauf der Atmosphäre ab. In der Troposphäre (in der sich so gut wie alle Wolken befinden) nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe ab. Ist das Luftpaket nach der Abkühlung durch die Ausdehnung noch immer wärmer und damit weniger dicht als seine Umgebung, kann es weiter aufsteigen. Der Temperaturgradient eines trockenen Luftpakets das aufsteigt, ist der trockenadiabatische (Temperatur-)Gradient. Ist der Temperaturgradient der Atmosphäre kleiner als der adiabatische Gradient, d.h. ändert sich die Temperatur nur langsam mit zunehmender Höhe spricht man von einer stabilen Schichtung. Ein Gradient der größer

ist als der adiabatische kommt bei einer labilen Schichtung vor.

Ein Luftpaket kann bei labiler Schichtung also ungehindert aufsteigen, während es bei stabiler Schichtung in seiner Ausgangshöhe verharret. Bei einem feuchten Luftpaket muss auch das Freiwerden latenter Wärme durch Kondensation von Wasserdampf berücksichtigt werden. Durch diese zusätzliche Wärme erhöht sich die Temperatur des Luftpakets, der feucht-adiabatische Gradient ist also kleiner als der trocken-adiabatische Gradient. Eine atmosphärische Schichtung die für ein trockenes Luftpaket noch stabil ist, kann also für ein feuchtes Luftpaket bereits labil sein.

Damit lässt sich die Struktur der Haufenwolken erklären. Ab einem gewissem Niveau kommt es zu Kondensation von Wasserdampf, Freiwerden von latenter Wärme was ein weiteres Aufsteigen des Luftpakets bewirkt, Abkühlung des Luftpakets, weiterer Kondensation usw.

Wolken lassen sich aber noch weiter unterteilen. Laut dem Wolkenklassifikationsschema der World Meteorological Organization (WMO) gibt es 10 Hauptwolkenarten, die anhand ihrer Höhe, ihrem Typ (Schicht-, Haufen- oder Regenwolke) und ihrem vertikalem Ausmaß unterschieden werden (siehe Abb. 2.10). Schichtwolken sind mit dem Zusatz Stratus und Haufenwolken mit dem Zusatz Cumulus versehen. Zu den niederen Wolken (bis 2 km Höhe) zählen Stratus und Stratocumulus. In mittlerer Höhe (2-7 km Höhe) gibt es Altostratus und Altocumulus und zu den hohen Wolken (über 7 km Höhe) zählen die Eiswolken Cirrus, Cirrostratus und Cirrocumulus. Nimbostratus sind Regenwolken und Cumulus und Cumulonimbus haben eine große vertikale Erstreckung. Die Gewitterwolken Cumulonimbus erstrecken sich dabei über die ganze Höhe der Atmosphäre in der Wolken existieren können. Der obere Teil einer Cumulonimbuswolke besteht daher aus Eiskristallen.

2.3.2. Entstehung von Wolken

Damit sich Wolken bilden können muss der Wasserdampfdruck in der Atmosphäre über dem Sättigungsdampfdruck liegen (Übersättigung). Zu einer Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf kommt es wenn die Temperatur abnimmt oder der Wasserdampfgehalt zunimmt.

Zu den typischen Entstehungsmechanismen zählen die Strahlungsabkühlung, advektive Abkühlung, Hebung und die Mischung von kalter und warmer Luft. Zur Strahlungs-

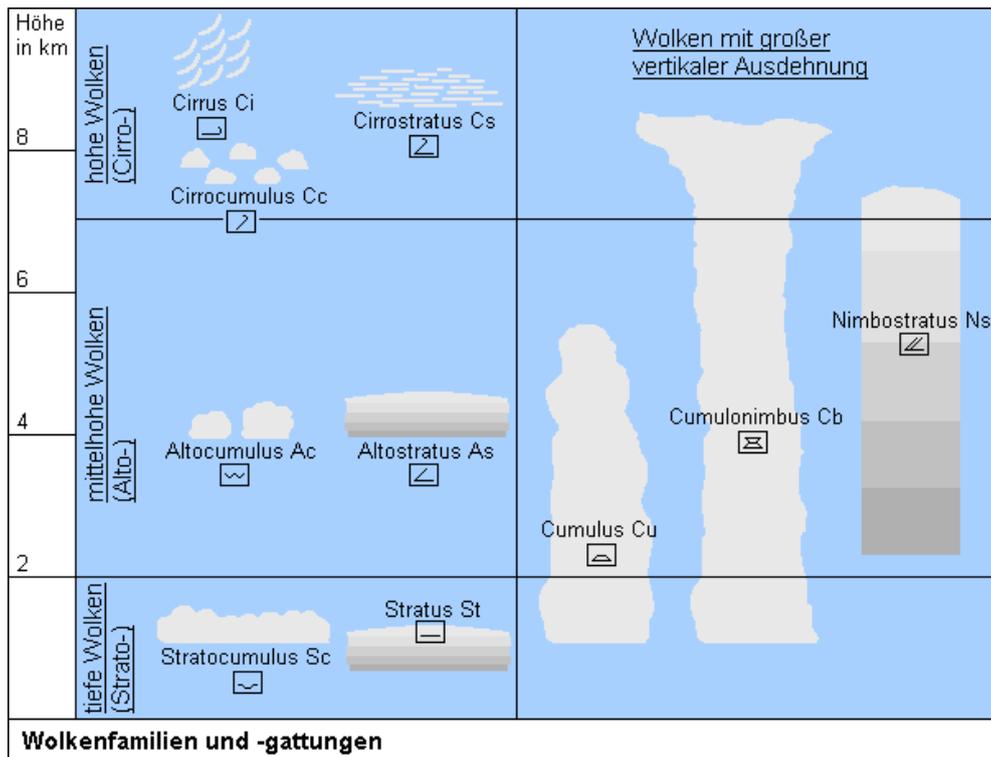


Abbildung 2.10.: Die 10 Hauptwolkenarten nach der Klassifikation der WMO. Das Bild stammt von www.klima-der-erde.de.

abkühlung kann es kommen wenn in der Nacht die Wärmeausstrahlung des Bodens die bodennahen Luftschichten abkühlt. Advektive Abkühlung liegt vor wenn sich z.B. warme Luftmassen über kühleren Boden bewegen. Die Mischung von kalter und warmer Luft erfolgt beispielsweise an der Küste. Zur Hebung von Luftmassen kann es durch Konvektion, Konvergenz, bei Warm-/Kaltfronten oder durch ein Aufgleiten auf Gebirgszüge (Orographie) kommen.

Der Wasserdampf kondensiert bei Übersättigung an den Aerosolpartikeln der Luft. Je nach Größe und chemischer Zusammensetzung der Partikel können einige der Partikel aktiviert werden und zu Wolkentröpfchen anwachsen. Diese Partikel bilden die Klasse der Wolkenkondensationskerne. In der Atmosphäre sind dafür meist genügend Partikel vorhanden.

2.3.3. Wolken und Klima

Wolken haben auf zwei Arten einen Einfluss auf das Klima der Erde. Zum einen streuen sie sichtbares Sonnenlicht, wodurch ein Teil davon zurück in den Weltraum gelangt, was zu einer Abkühlung des Systems Atmosphäre und Erdoberfläche führt. Zum anderen absorbieren Wolken die thermische Ausstrahlung der Erdoberfläche und strahlen diese in alle Richtungen wieder ab, wodurch ein Teil der Wärmestrahlung zurück zur Erdoberfläche gelangt. Wolken tragen somit zu einer Erwärmung der Erdoberfläche bei.

Welcher der beiden Effekte überwiegt hängt von weiteren Parametern ab wie etwa die Dicke der Wolken, ihre Höhe in der Atmosphäre, die Tageszeit usw. Dünne, hohe Wolken beispielsweise reflektieren nur wenig des einfallenden Sonnenlichts, absorbieren aber die Wärmestrahlung der Erde und strahlen diese zum Teil zurück zur Erdoberfläche. Aufgrund ihrer niedrigen Temperatur strahlen diese Wolken nur wenig Wärmestrahlung in den Weltraum ab. Sie führen deshalb meist zu einer Erwärmung. Umgekehrt überwiegen bei dicken Wolken in niedriger Lage die Reflektion des Sonnenlichts und die Abstrahlung meist die Rückstrahlung der Wärmestrahlung der Wolke und führen deshalb zu einer Abkühlung.

Tagsüber kann der Abkühlungs- oder der Erwärmungseffekt dominieren, während es nachts nur den Treibhauseffekt gibt. Im globalen Mittel überwiegt die abkühlende Wirkung der Wolken.

Im jährlichen Mittel sind etwa 66% (ISSCP-NASA) der Erdoberfläche mit Wolken bedeckt. Am häufigsten treten Wolken in der innertropischen Konvergenzzone und in gemäßigten Breiten auf.

2.4. Aerosoleffekte

2.4.1. Direkter Aerosoleffekt

Der direkte Aerosoleffekt kommt dadurch zustande, dass die einfallende Sonnenstrahlung von den Aerosolpartikeln gestreut bzw. absorbiert wird. Durch die Streuung an den Partikeln wird ein Teil der Strahlung zurück in den Weltraum gestrahlt. Dies führt zu einer Abkühlung. Wenn die Partikel die sichtbare Strahlung auch absorbieren, führt dies zu einer Erwärmung die der Abkühlung durch die Streuung entgegenwirkt.

2.4.2. Indirekte Aerosoleffekte

Aerosolpartikel haben einen indirekten Effekt auf das Klima der Erde indem sie die Strahlungseigenschaften und die Lebensdauer von Wolken verändern. Dies geschieht deshalb, weil eine Klasse der Aerosolpartikel die Kondensationskerne der Wolkenröpfchen bildet.

Wolkenalbedoeffekt

Durch anthropogene Quellen kommen zusätzliche Aerosolpartikel und damit zusätzliche Wolkenkondensationskerne in die Atmosphäre. Wenn sich eine Wolke bildet, kondensiert der Wasserdampf nicht nur an den Wolkenkondensationskernen die durch natürliche Quellen entstanden sind, sondern auch an den zusätzlichen, vom Menschen in die Atmosphäre beförderten Wolkenkondensationskernen. Wenn man davon ausgeht, dass sich der Flüssigwassergehalt der Wolke nicht ändert, entstehen also mehr, aber kleinere Wolkenröpfchen als ohne menschlichen Einfluss. Bei konstantem Flüssigwassergehalt haben mehr aber kleinere Tröpfchen eine größere Gesamtquerschnittsfläche, als weniger und größere Tröpfchen. Die zahlreicheren und kleineren Tröpfchen strahlen insgesamt mehr Strahlung zurück in den Weltraum, wodurch sich die Albedo der Wolke erhöht und es zu einer Abkühlung kommt. Der Effekt wird deshalb Wolkenalbedoeffekt genannt und wurde erstmals von Twomey [11] detailliert beschrieben. Andere Bezeichnungen sind 1. indirekter Effekt oder Twomey-Effekt. Die Simulationen in dieser Arbeit wurden für den 1. indirekten Effekt durchgeführt der im Rest der Arbeit kurz als indirekter Aerosoleffekt bezeichnet wird.

In [11] wird die optische Dicke einer Wolke in einer einfachen Näherung als

$$\tau = \frac{\pi}{2} N \bar{d}^2 z \quad (2.10)$$

angegeben. N ist die Tröpfchenkonzentration, z die geometrische Dicke der Wolken-schicht und \bar{d} der effektive Durchmesser der Tröpfchen:

$$\bar{d} = \frac{\int_0^\infty n(d') \cdot d'^3 dd'}{\int_0^\infty n(d') \cdot d'^2 dd'}. \quad (2.11)$$

Der konstante Flüssigwassergehalt (FWG) ist in dieser Näherung:

$$\text{FWG} = \frac{\pi}{6} \bar{d}^3 N \rho_W, \quad (2.12)$$

ρ_W ist die (als konstant angenommene) Dichte von Wasser. Aus Gl. 2.10 und Gl. 2.12 folgt:

$$\tau \propto N^{1/3}. \quad (2.13)$$

Für eine Wolke in der die einfallende Strahlung nicht absorbiert wird, lässt sich die Albedo α der Wolke in einer einfachen Näherung schreiben als (siehe [12]):

$$\alpha = \frac{\tau(1-g)}{2 + \tau(1-g)}, \quad (2.14)$$

wo g der Asymmetrieparameter ist (siehe Unterkapitel 3.4.1). Mit zunehmender Tröpfchenkonzentration nimmt also die optische Dicke der Wolke und damit deren Albedo zu, was zu einer Abkühlung führt. Wenn in den Wolkenkondensationskernen und somit in den Tröpfchen schwarzer Kohlenstoff enthalten ist, der die einfallende Strahlung absorbiert, kommt es wie beim direkten Effekt zu einer Erwärmung, die der Abkühlung entgegenwirkt.

Um die Stärke des Wolkenalbedoeffekts zu bestimmen muss man eine Wolke deren Kondensationskerne nur von natürlichen Quellen stammen (eine „saubere“ Wolke), mit einer Wolke vergleichen deren Kondensationskerne natürliche und anthropogene Quellen haben (eine „verschmutzte“ Wolke)(siehe Abb. 2.11).

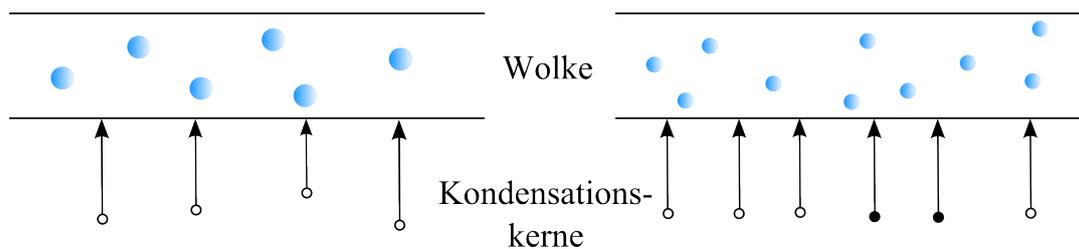


Abbildung 2.11.: Auf der linken Seite sieht man die Skizze einer Wolke deren Kondensationskerne von natürlichen Quellen stammen und auf der rechten Seite sieht man eine Wolke mit dem gleichen Flüssigwassergehalt aber mit Kondensationskernen von natürlichen und menschlichen Quellen.

Im vierten IPCC Report [1] wird der Wolkenalbedoeffekt im globalen Mittel mit -0,3 bis -1,7 W/m² angegeben.

Wolkendauereffekt

Da die Tröpfchen in den Wolken durch zusätzliche anthropogene Kondensationskerne zwar zahlreicher aber kleiner sind, dauert es länger bis sich größere Tröpfchen bilden. Dadurch dauert es auch länger bis es zum Ausregnen der Wolke kommt, was wiederum zu einer Verlängerung der Wolkendauer führt [13]. Der Wolkendauereffekt wird auch noch 2. indirekter Effekt oder Albrecht-Effekt genannt. Die Stärke des globalen Wolkendauereffekts ist in etwa mit der des Wolkenalbedoeffekt vergleichbar [14]. Im Rest der Arbeit ist mit indirekter Aerosoleffekt aber der 1. indirekte Effekt gemeint, für diesen wurden in dieser Arbeit die Simulationen durchgeführt.

weitere indirekte Effekte

Aerosolpartikel haben nicht nur einen Einfluss auf Wasserwolken sondern auch auf Eiskristalle und auf Wolken in denen beide Phasen vorkommen. Manche Aerosolpartikel können als Kristallisationskerne für Eiskristalle dienen. Dies führt zu weiteren indirekten Effekten, deren Stärke aber nicht oder nicht so gut bekannt sind wie beim Wolkenalbedo- oder Wolkendauereffekt von Wasserwolken.

3. Grundlagen

3.1. Wachstum durch Diffusion

Die Darstellung in diesem Kapitel folgt dem Buch von [15] (Pruppacher H. R. und Klett J. D.; Microphysics of Clouds and Precipitation; 1997).

3.1.1. Köhlertheorie

Raoult'sches Gesetz Wenn ein Stoff z.B. Wasser in flüssiger und gasförmiger (Wasserdampf) Phase in einem geschlossenem System vorliegt, so stellt sich mit der Zeit ein Gleichgewicht ein und der Wasserdampf hat einen bestimmten Sättigungsdampfdruck der nur von der Temperatur abhängt. Wenn im Wasser nun ein Salz gelöst ist, ändert sich der Sättigungsdampfdruck des Wasserdampfs. Das Raoult'sche Gesetz besagt, dass das Verhältnis des Sättigungsdampfdrucks von Wasserdampf über einer idealen Lösung zum Sättigungsdampfdruck über reinem Wasser gleich dem Molenbruch von Wasser ist:

$$\frac{e_{Sätt,S}}{e_{Sätt,W}} = x_W = \frac{n_W}{n_W + n_S}, \quad (3.1)$$

n_W , n_S sind die Anzahl der Mole von Wasser bzw. des Salzes.

Dies gilt für eine ideale Lösung, in der die Wassermoleküle nicht mit den Molekülen des Salzes wechselwirken. Bei einer realen Lösung muss man die Wechselwirkung berücksichtigen:

$$\frac{e_{Sätt,S}}{e_{Sätt,W}} = a_W = \frac{n_W}{n_W + i \cdot n_S} \approx \frac{n_W}{n_W + \nu \Phi_S \cdot n_S}, \quad (3.2)$$

a_W ist die Wasseraktivität, i der sogenannte van't Hoff Faktor, ν die Zahl der Ionen in die ein Salzmolekül dissoziiert und Φ_S ist der molare osmotische Koeffizient. Der Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf über einer Lösung ist also kleiner als über reinem Wasser. Das Verhältnis der Sättigungsdampfdrücke bei Salzlösungen hängt vom Salzanteil der Lösung sowie vom verwendeten Salz ab. Für Ammoniumsulfat ist $\nu = 3$ [16].

Kelvin Gleichung Der Sättigungsdampfdruck über einer gekrümmten Oberfläche ist größer als über einer ebenen Fläche (d.h. es befinden sich mehr Moleküle in der Gasphase), da im Druckgleichgewicht zwischen flüssiger und gasförmiger Phase auch die Oberflächenspannung pro Krümmungsradius eine Rolle spielt. Für einen Wassertropfen in feuchter Luft gilt:

$$\frac{e_{r,W}}{e_{Sätt,W}} = \exp\left(\frac{2M_W\sigma_{W/L}}{\mathcal{R}T\rho_W r}\right), \quad (3.3)$$

M_W ist die molare Masse von Wasser, $\sigma_{W/L}$ die Oberflächenspannung zwischen flüssigem Wasser und feuchter Luft, T die Gleichgewichtstemperatur, \mathcal{R} die allgemeine Gaskonstante, ρ_W die Dichte von Wasser und r der Radius des Tropfens.

Für eine Temperatur T von +40 °C bis 0 °C gilt [17], [18], [19]:

$$\sigma_{W/L} = (76,1 - 0,155 \cdot T) \cdot 10^{-3}, \quad (3.4)$$

für $\sigma_{W/L}$ in J/m². Für den Temperaturbereich von -45 °C bis 0 °C kann $\sigma_{W/L}$ mit

$$\begin{aligned} \sigma_{W/L} = & (75,93 + 0,155 \cdot T + 0,06818 \cdot T^2 + 6,511 \cdot 10^{-3} \cdot T^3 \\ & + 2,933 \cdot 10^{-4} \cdot T^4 + 6,283 \cdot 10^{-6} \cdot T^5 + 5,285 \cdot 10^{-8} \cdot T^6) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (3.5)$$

genähert werden [17], [18], [15].

Köhler Gleichung Für einen Tropfen der aus einer wässrigen Lösung besteht gilt in feuchter Luft:

$$\frac{e_r}{e_{Sätt,W}} = a_W \exp\left(\frac{2M_W\sigma_{W/L}}{\mathcal{R}T\rho_W r}\right). \quad (3.6)$$

Für $a_W = 1$ (reines Wasser) ergibt sich die Kelvin Gleichung, für eine ebene Lösung ($r \rightarrow \infty$) das Raoult'sche Gesetz. Für eine hinreichend verdünnte Lösung gilt:

$$a_W = \exp\left(-\frac{3\nu m_S M_W}{4\pi M_S \rho_W r^3}\right). \quad (3.7)$$

Damit lässt sich Gl. 3.6 schreiben als:

$$S_{D,W} = \frac{e_r}{e_{Sätt,W}} = \exp\left(\frac{2M_W \sigma_{W/L}}{\mathcal{R}T \rho_W r} - \frac{3\nu m_S M_W}{4\pi M_S \rho_W r^3}\right), \quad (3.8)$$

oder kürzer als:

$$\ln S_{D,W} = \frac{\alpha}{r} - \frac{\beta}{r^3} \quad (3.9)$$

mit

$$\alpha = \frac{2M_W \sigma_{W/L}}{\mathcal{R}T \rho_W r}; \quad \beta = \frac{3\nu m_S M_W}{4\pi M_S \rho_W}. \quad (3.10)$$

Dies lässt sich weiter vereinfachen wenn das Sättigungsverhältnis der Luft $S_{D,W}$ nahe bei 1 liegt (gesättigte Luft), wie es bei atmosphärischen Wolken meist der Fall ist. Für $e_r/e_{Sätt,W} = S_{D,W} \approx 1$ ergibt sich:

$$s_{D,W} = S_{D,W} - 1 = \frac{\alpha}{r} - \frac{\beta}{r^3}, \quad (3.11)$$

$s_{D,W}$ ist die Übersättigung der Luft. Der Sättigungsdampfdruck über einem reinen Wassertropfen ist immer größer als der Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Fläche. Wenn der Tropfen aber aus einer Salzlösung besteht, kann der Dampfdruck sowohl höher als auch niedriger sein, je nachdem welcher Term auf der rechten Seite von Gl. 3.11 mehr beiträgt. Ein Tropfen aus einer wässrigen Lösung kann also auch mit einer untersättigten Atmosphäre im Gleichgewicht sein.

Die Änderung des Gleichgewichtsradius eines Lösungstropfens mit der Übersättigung der Atmosphäre ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die linke Seite der sogenannten Köhlerkurve stellt den stabilen Ast dar. Solange ein Tropfen sich auf diesem Ast befindet, behält er seinen Gleichgewichtsradius bei. Sollte durch eine kleine Störung zusätzliches Wasser an dem Tropfen kondensieren, so ist der Gleichgewichtsdampfdruck für diesen nun größeren

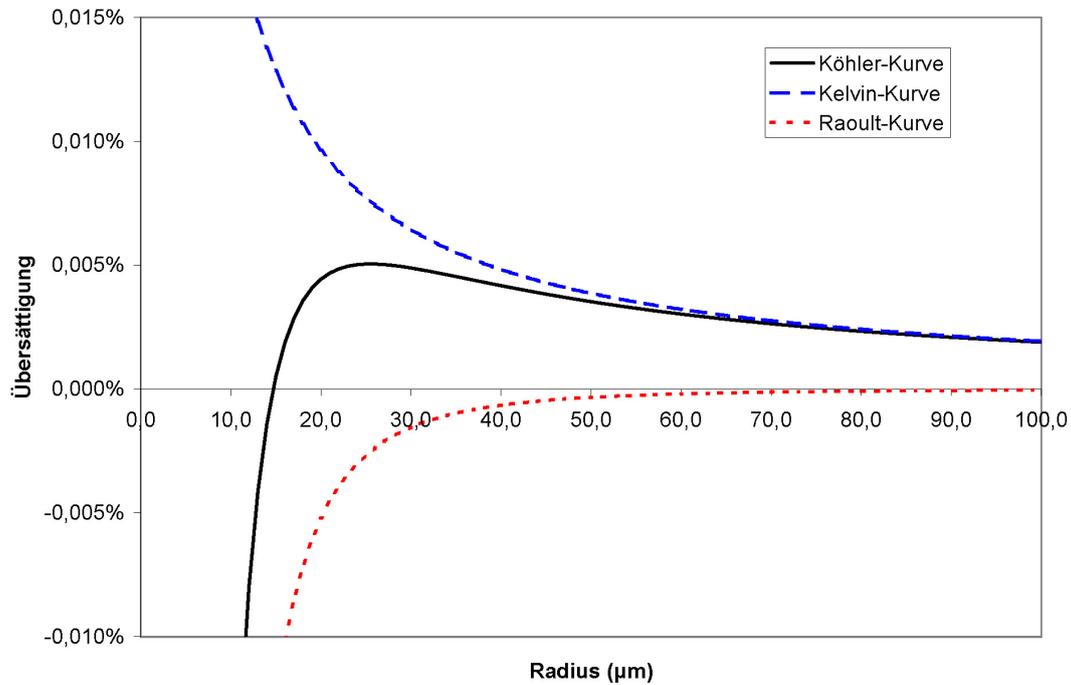


Abbildung 3.1.: Die Tropfengröße in Abhängigkeit von der Übersättigung der Atmosphäre. Neben der Köhlerkurve sind auch die Kelvinkurve und die Kurve für das Raoult'sche Gesetz für den aus einer wässrigen Lösung bestehenden Tropfen dargestellt.

Tropfen höher und Wasser wird solange vom Tropfen verdunsten bis er den ursprünglichen Radius erreicht hat. Wenn der Tropfen an Größe verliert, wird durch den nun niedrigeren Gleichgewichtsdampfdruck Wasser am Tropfen kondensieren bis er seinen Gleichgewichtsradius erreicht.

Die Tropfen am rechten Ast der Köhlerkurve befinden sich nicht im Gleichgewicht. Ein Tropfen an dem zusätzliches Wasser kondensiert wird immer weiter wachsen, solange eine Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf vorliegt ($s_{D,W} > 0$).

Das Maximum der Köhlerkurve stellt also für den Tropfen eine Barriere dar. Wird diese überwunden kann der Tropfen ungestört wachsen und man bezeichnet den Tropfen als aktiviert. Der Radius der diesem Maximum entspricht wird kritischer Radius $r_{krit} = (3\beta/\alpha)^{1/2}$ oder Aktivierungsradius genannt. Die Übersättigung bei diesem Maximum heißt dementsprechend kritische Übersättigung $s_{krit} = (4\alpha^3/27\beta)^{1/2}$.

3.1.2. Kondensation/Verdunstung

Diffusionskoeffizient Der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf D_D in Luft ist für Temperaturen von -40 bis 40 °C gegeben durch [20]:

$$D_D = 0,211 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{T_0'} \right)^{1,94} \left(\frac{p_0}{p} \right) \quad (3.12)$$

mit $T_0' = 273,15$ K, $p_0 = 1013,25$ mb und D_D in m^2/s . Für die Diffusion von Wasserdampf an sehr kleine Tröpfchen ist eine Korrektur für gaskinetische Effekte notwendig:

$$D_D^* = \frac{D_D}{\left[\frac{r}{r+\Delta_D} + \frac{D_D}{r\alpha_K} \left(\frac{2\pi M_W}{\mathcal{R}T_r} \right)^{1/2} \right]} \quad (3.13)$$

mit der „Dampf-Sprung“ Länge $\Delta_D \approx \lambda_{Luft}$ und dem Kondensationskoeffizienten α_K . Diese Korrektur ist notwendig, da für Tröpfchen die eine Größe haben die vergleichbar der mittleren freien Weglänge der Luftmoleküle λ_{Luft} ist, man nicht von einer konstanten Wasserdampfdichte der Umgebung der Tröpfchen ausgehen kann.

Wärmeleitfähigkeit Die Wärmeleitfähigkeit von feuchter Luft ist gegeben durch [21]:

$$k_{Luft} = (5,69 + 0,017 \cdot T) \cdot 4,1868 \cdot 10^{-3} \quad (3.14)$$

mit T in °C und k_{Luft} in $\text{Wm}^{-1}\text{°C}^{-1}$. Mit einer analogen Korrektur für gaskinetische Effekte wie beim Diffusionskoeffizienten ergibt sich:

$$k_{Luft}^* = \frac{k_{Luft}}{\left[\frac{r}{r+\Delta_T} + \frac{k_{Luft}}{r\alpha_T\rho c_p} \left(\frac{2\pi M_{Luft}}{\mathcal{R}T_r} \right)^{1/2} \right]}, \quad (3.15)$$

ρ ist die Dichte von Luft und c_p deren spezifische Wärmekapazität, Δ_T die „Wärme-Sprung“ Länge, α_T der Wärmeaufnahmeoeffizient und M_{Luft} ist die molare Masse von Luft.

Kondensations-/Verdampfungsgleichung Die Diffusion von Wasserdampf an einen Tropfen in der Atmosphäre ist gegeben durch ein geschlossenes System von 4 Differentialgleichungen. Die Änderung des Tropfenradius ist gegeben durch:

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{D_D^* M_W}{\mathcal{R} \rho_S''} \left(\frac{e_\infty}{T_\infty} - \frac{e_{Sätt}(T_r)}{T_r} \right), \quad (3.16)$$

wo ρ_S'' die Dichte der wässrigen Salzlösung ist. Für die Temperatur des Tropfens gilt:

$$T_r = T_\infty + \frac{L_V \rho_S''}{k_{Luft}^*} r \frac{dr}{dt}, \quad (3.17)$$

L_V ist die spezifische Verdampfungswärme von Wasser, T_r die Temperatur des Tropfens und T_∞ die Umgebungstemperatur.

Der Wasserdampfdruck e_r an der Oberfläche des Tropfens ist gegeben durch Gl. 3.8:

$$\begin{aligned} e_r(T_r) &= e_{Sätt,W}(T_r) \cdot \exp\left(\frac{2M_W \sigma_{W/L}}{\mathcal{R} T \rho_W r} - \frac{3im_S M_W}{4\pi M_S \rho_W r^3}\right) \\ &= e_{Sätt,W}(T_r) \cdot \exp\left(\frac{\alpha}{r} - \frac{\beta}{r^3}\right). \end{aligned} \quad (3.18)$$

Aus der Clausius-Clapeyron Gleichung folgt:

$$e_{Sätt,W}(T_r) = e_{Sätt,W}(T_\infty) \cdot \exp\left[\frac{L_V M_W}{\mathcal{R}} \left(\frac{T_r - T_\infty}{T_r T_\infty}\right)\right]. \quad (3.19)$$

Diese 4 Gleichungen können zu einer Gleichung zusammengefasst werden. Mit zahlreichen Vereinfachung (z.B.: $T_r/T_\infty - 1 \ll 1$, $\rho_S'' \approx \rho_W$, $L_V \approx L_{V,0}$ usw.) erhält man die Kondensations- bzw. Verdampfungsgleichung:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \cdot \frac{s_{D,W} - \frac{\alpha}{r} + \frac{\beta}{r^3}}{\frac{\rho_W \mathcal{R} T_\infty}{e_{Sätt,W}(T_\infty) D_D^* M_W} + \frac{L_{V,0}^2 M_W \rho_W}{k_{Luft}^* T_\infty^2 \mathcal{R}}}, \quad (3.20)$$

oder kürzer als

$$\frac{dr}{dt} = \frac{B}{r} \cdot \left(s_{D,W} - \frac{\alpha}{r} + \frac{\beta}{r^3} \right) \quad (3.21)$$

mit

$$B = \frac{\rho_w}{F_D + F_k}, \quad F_D = \frac{\mathcal{R}T_\infty}{e_{\text{Sätt},w}(T_\infty)D_D^*M_W} \quad \text{und} \quad F_k = \frac{L_{V,0}^2 M_W}{k_{\text{Luft}}^* T_\infty^2 \mathcal{R}}. \quad (3.22)$$

Gln. 3.20 bzw. 3.21 können numerisch gelöst werden. Für große Tropfen können der zweite und der dritte Term auf der rechten Seite der Gleichungen 3.20 und 3.21 vernachlässigt werden. Dadurch erhält man die (1/Radius)-Abhängigkeit des Kondensationswachstums und die Kondensations-/Verdampfungsgleichung lässt sich analytisch lösen:

$$r = \sqrt{r_0 + \text{konst.} \cdot t}. \quad (3.23)$$

Korrektur für fallende Tropfen Für einen Tropfen der in der Atmosphäre fällt, ändert sich die Rate des Diffusionswachstums bzw. der Verdunstung. Dies wird durch den mittleren Ventilationskoeffizienten \bar{f}_V berücksichtigt. Empirisch wurden folgende Werte gefunden [21], [22]:

$$\bar{f}_V = 1,00 + 0,108 \left(N_{Sc,d}^{1/3} N_{Re}^{1/2} \right)^2, \quad (3.24)$$

für $N_{Sc,d}^{1/3} N_{Re}^{1/2} < 1,4$, d.h. $r_0 \leq 60 \mu\text{m}$ mit $N_{Sc,d} = 0,71$; und

$$\bar{f}_V = 0,78 + 0,308 N_{Sc,d}^{1/3} N_{Re}^{1/2}, \quad (3.25)$$

für $1,4 \leq N_{Sc,d}^{1/3} N_{Re}^{1/2} \leq 51,4$, d.h. für $60 \mu\text{m} \leq r_0 \leq 1500 \mu\text{m}$ mit $N_{Sc,d} = 0,71$; $N_{Sc,d}$ ist die Schmidt Zahl für Wasserdampf in Luft und N_{Re} ist die Reynolds Zahl. Die Reynolds Zahl hängt von der Fallgeschwindigkeit und der Größe der Tropfen sowie von der dynamischen Viskosität von Luft ab. Damit wird B in Gl. 3.21 zu:

$$B' = B \cdot \bar{f}_V = \frac{\bar{f}_V \cdot \rho_w}{F_D + F_k}. \quad (3.26)$$

3.1.3. Erweiterte Köhlertheorie

Ein Tropfen in der Atmosphäre absorbiert langwellige, thermische Strahlung der Erde und (schwach) die kurzwellige Sonnenstrahlung. Dadurch erhöht sich die Temperatur des Tropfens. Gleichzeitig gibt jeder Körper mit einer bestimmten Temperatur Wärmestrahlung ab. Der Tropfen hat im Gleichgewicht also eine Temperatur die nicht unbedingt der Temperatur seiner Umgebung entsprechen muss. Dadurch ändert sich der Gleichgewichtsradius auf der Köhlerkurve, sowie der kritische Radius und die kritische Übersättigung des Tropfens. Dies hat einen Einfluss auf die Rate des Diffusionswachstums bzw. der Verdunstung und ist für stratiforme Wolken und für Nebel von Bedeutung (siehe [23], [24], [25], [26], [27]), [28]. Gl. 3.21 wird unter Berücksichtigung der Strahlungseinflüsse zu:

$$\frac{dr}{dt} = B' \cdot \left(\frac{s_{D,W}}{r} - \frac{\alpha}{r^2} + \frac{\beta}{r^4} - \gamma Q_{abs} S \right) \quad (3.27)$$

mit

$$\gamma = \frac{L_{V,0} M_W}{k_{Luft}^* T_\infty^2 \mathcal{R}}, \quad (3.28)$$

$Q_{abs} = \sigma_{abs}/\pi r^2$ ist die Absorptionseffizienz des Tropfens und S der Strahlungsterm:

$$S = \frac{1}{2} (F \uparrow_{lw,kw} + F \downarrow_{lw,kw} + F_{direkt,kw}) - \sigma T_r^4, \quad (3.29)$$

σ ist die Stefan-Boltzmann Konstante. Im kurzwelligen Bereich hat also der Fluss der direkten Sonneneinstrahlung ($F_{direkt,kw}$) und der Gesamtfluss der diffusen Strahlung ($F \uparrow_{kw} + F \downarrow_{kw}$) einen Einfluss. Im langwelligen Bereich hat der Gesamtfluss der thermischen Strahlung der Erde ($F \uparrow_{lw} + F \downarrow_{lw}$) und die Abstrahlung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz einen Einfluss.

Da der Strahlungsbeitrag durch $Q_{abs} = \sigma_{abs}/\pi r^2$ die selbe Abhängigkeit vom Radius hat wie der Oberflächenterm, kann er mit diesem zusammengefasst werden.

3.2. Kontinuierliche und stochastische Koagulation

Dieses Kapitel orientiert sich an dem Buch von Pruppacher und Klett [15]; *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Da sich die Tröpfchen in einer Wolke bewegen können sie aufeinandertreffen und sich dabei zu neuen Tröpfchen verbinden. Dies wird durch die Koagulationsgleichungen beschrieben. Bei der kontinuierlichen Koagulation geht man davon aus, dass die Tröpfchenverteilung aus zwei Teilen für große und kleine Tröpfchen besteht. Die Masse aller großen Tröpfchen nimmt auf Kosten der kleinen Tröpfchen kontinuierlich zu.

Beim Wachstum durch stochastische Koagulation nimmt nur ein Teil der Tröpfchen einer bestimmten Größe an Masse zu. Es wird berücksichtigt, dass ein paar der großen Tröpfchen zufällig mit mehreren kleineren Tröpfchen kollidieren und daher schneller wachsen.

3.2.1. Kontinuierliche Koagulation

Die Tröpfchen in einer Wolke interagieren miteinander. Dies wird durch verschiedene Faktoren wie Brown'sche Diffusion, Sedimentation, Auftrieb, Turbulenzen usw. bewirkt. Es reicht dabei aus, nur die Interaktion von zwei Tröpfchen miteinander zu betrachten. Für die Koagulation $E(d, d')$ zweier Tröpfchen z.B. durch Sedimentation benötigt man sowohl die Wahrscheinlichkeit, dass die beiden Tröpfchen miteinander kollidieren $E_k(d, d')$, als auch die Wahrscheinlichkeit, dass sich die beiden Tröpfchen bei der Kollision miteinander verbinden $E_v(d, d')$:

$$E(d, d') = E_k(d, d') \cdot E_v(d, d'), \quad (3.30)$$

d und d' sind die Durchmesser der Tröpfchen. Für letztere wird gewöhnlich $E_v(d, d') = 1$ angenommen. $E_k(d, d')$ wird häufig als das Verhältnis von tatsächlichem Wirkungsquerschnitt zu geometrischem Wirkungsquerschnitt definiert (Kollisionseffizienz). Der Koagulationskern aufgrund von Sedimentation ist gegeben durch:

$$K(d, d') = \frac{\pi}{4} (d + d')^2 E(d, d') (V_{S,d} - V_{S,d'}), \quad (3.31)$$

$V_{S,d}$ und $V_{S,d'}$ sind die Sedimentationsgeschwindigkeiten der Tröpfchen und d und d' deren Durchmesser. Der Koagulationskern hängt also von der Größe der Tröpfchen und

deren Geschwindigkeitsdifferenz ab. Eine polynomische Näherung für den Koagulationskern aufgrund von Sedimentation ist weiter unten beschrieben.

Bei kontinuierlicher Koagulation geht man davon aus, dass die Tröpfchenverteilung aus einer Verteilung für große Tröpfchen und einer Verteilung für kleine Tröpfchen besteht. Die großen Tröpfchen wachsen indem sie kleinere Tröpfchen einfangen die dadurch verschwinden. Alle großen Tröpfchen einer bestimmten Größe nehmen dabei gleich viel an Volumen (Masse) zu. Die Koagulationsgleichung für kontinuierliche Koagulation der großen Tröpfchen ist somit gegeben als:

$$\frac{dv}{dt} = \int_0^{v_g} K(v, v') v' n(v') dv', \quad (3.32)$$

v und v' sind die Volumina der großen bzw. kleinen Tröpfchen und $n(v')$ ist die Anzahlkonzentration bei der Tröpfchengröße v' . Integriert wird bis zu einer bestimmten Größe der Tröpfchen v_g , die die Grenze zwischen kleinen und großen Tröpfchen darstellt.

Koagulationskerne

Für Wolkenröpfchen sind die Geschwindigkeitsdifferenzen der Tröpfchen aufgrund von Brown'scher Diffusion und von Sedimentation für die Koagulation wichtig.

Der Koagulationskern aufgrund von Brown'scher Diffusion ist gegeben durch [9]:

$$K(d, d')_{kont} = \frac{2k_b T}{3\eta_{Luft}} \frac{(d + d')^2}{d \cdot d'}, \quad (3.33)$$

k_b ist die Boltzmannkonstante, T und η_{Luft} sind die Temperatur und die Viskosität der Luft. Dieser Kern gilt für den Kontinuumsbereich, also solange die Tröpfchengröße sehr viel größer ist als die mittlere freie Weglänge λ'_{Luft} der Luftmoleküle. Für kleine Tröpfchen muss man deshalb eine Korrektur verwenden. Diese ist laut Dahneke gegeben durch [29]:

$$K(d, d') = K(d, d')_{kont} \cdot \beta_D \quad \text{mit} \quad (3.34)$$

$$\beta_D = \frac{1 + K_n}{1 + 2K_n(1 + K_n)}, \quad (3.35)$$

$$K_n = \frac{\lambda'_{Luft}}{d + d'} = \frac{2(D_d + D_{d'})}{C_{dd'}(d + d')} \quad \text{und} \quad (3.36)$$

$$C_{dd'} = \left(\frac{48k_bT}{\pi^2 \rho_W v} + \frac{48k_bT}{\pi^2 \rho_W v'} \right)^{1/2}. \quad (3.37)$$

β_D ist ein Korrekturfaktor nach Dahneke, $C_{dd'}$ ist die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle, D_d und $D_{d'}$ sind die Diffusionskoeffizienten der Tröpfchen in Luft und ρ_W ist die Dichte von Wasser.

Für den Koagulationskern aufgrund von Sedimentation gibt es eine polynomische Näherung [30]. Für kleine Tröpfchen hängt der Koagulationskern von der Summe der Quadrate der Volumen der Tröpfchen ab und für große Tröpfchen ist er proportional zur Summe der Volumen:

$$K(v, v') = \begin{cases} 9,44 \cdot 10^{15}(v^2 + v'^2), & d \leq 50 \mu\text{m} \\ 5,78 \cdot 10^3(v + v'), & d > 50 \mu\text{m} \end{cases} \quad (v > v'), \quad (3.38)$$

für v und v' in m und $K(v, v')$ in m^3/s .

Der für die Simulation verwendete Koagulationskern ist die Summe aus dem Brown'schen Koagulationskern und dem Koagulationskern aufgrund von Sedimentation.

3.2.2. Stochastische Koagulation

Bei stochastischer Koagulation nimmt nur ein Teil der Tröpfchen einer bestimmten Größe an der Koagulation mit den anderen Tröpfchen Teil. Die wenigen Tröpfchen die koagulieren bilden dabei neue, größere Tröpfchen. Durch stochastische Koagulation bilden sich also rascher sehr große Tröpfchen, die zu Regenbildung führen können, als durch kontinuierliche Koagulation. Bei der stochastischen Koagulation wird die Tröpfchenverteilung nicht in zwei Klassen unterteilt, sondern alle Tröpfchen koagulieren miteinander. Die stochastische Koagulationsgleichung ist:

$$\frac{dn(v)}{dt} dv = \frac{1}{2} \int_0^v K(v - v', v') n(v - v') n(v') dv' - \int_0^\infty K(V, v) n(V) dV, \quad (3.39)$$

$n(v)$, $n(v-v')$ und $n(v')$ sind die Anzahlkonzentrationen der Tröpfchen mit den Volumina v , $v-v'$ und v' . Die Zahl der Tröpfchen einer bestimmten Größe ändert sich also aufgrund von zwei Termen. Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. 3.39 stellt den Tröpfchengewinn dar, wenn sich zwei kleinere Tröpfchen zu einem neuen Tröpfchen dieser Größe verbinden. Der zweite Term stellt den Tröpfchenverlust dar, da einige Tröpfchen dieser Größe sich mit anderen Tröpfchen verbinden und damit größere Tröpfchen bilden. Die Koagulationskerne sind wie bei kontinuierlicher Koagulation durch Gln. 3.34 und 3.38 gegeben.

Multivariate Koagulation

In den vorherigen Kapiteln wurde angenommen, dass die Tröpfchen nur eine einzige Eigenschaft, nämlich eine bestimmte Größe besitzen. Für Strahlungsrechnungen ist es aber wichtig die Größe des Kondensationskerns des Tröpfchens bzw. den Massenanteil von schwarzem Kohlenstoff des Tröpfchens zu kennen. Wenn das Tröpfchen also zwei oder mehrere Eigenschaften besitzt, muss dies in den Gleichungen für die kontinuierliche bzw. die stochastische Koagulation berücksichtigt werden (siehe Gln. 3.32 und 3.39). Wenn man beispielsweise mit v_k die Größe der Kondensationskerne der Tröpfchen annimmt wird Gl. 3.39 zu:

$$\begin{aligned} \frac{dn(v, v_k)}{dt} dv dv_k &= \frac{1}{2} \int_0^{v_k} \int_0^v K(v-v', v') n(v-v', v_k-v'_k) n(v', v'_k) dv' dv'_k \\ &\quad - \int_0^\infty \int_0^\infty K(V, v) n(V, V_k) dV dV_k. \end{aligned} \quad (3.40)$$

In Gl. 3.40 wird der Koagulationskern als unabhängig von der Größe der Kondensationskerne angenommen.

3.3. Streuung von elektromagnetischer Strahlung durch Partikel

Dieses Kapitel orientiert sich an dem Buch [31] (Bohren, C. F. und Huffman, D. R.; Absorption and Scattering of Light by Small Particles; 1983).

Die Streuung von elektromagnetischer Strahlung durch Partikel entsteht dadurch, dass elektrische Ladungen in den Partikeln durch die elektromagnetische Welle zu Oszillationen angeregt werden und diese Energie in alle Richtungen wieder abstrahlen. Wird ein Teil der aufgenommenen Energie in eine andere Energieform umgewandelt, kommt es zur Absorption.

Die Streuung von elektromagnetischer Strahlung durch homogene, sphärische Partikel wird durch die Mie-Theorie beschrieben. Sie hängt von den optischen Eigenschaften des Partikelmaterials relativ zum umgebenden Medium ab. Diese werden durch den Brechungsindex m des Partikels beschrieben:

$$m = \frac{c_0}{c} = \frac{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} = m_R - i \cdot m_I, \quad (3.41)$$

c , ε und μ sind die Lichtgeschwindigkeit im Medium, die Dielektrizitätskonstante und die Permeabilität des Mediums, c_0 , ε_0 und μ_0 bezeichnen die gleichen Größen für das Vakuum. Der imaginäre Anteil m_I des Brechungsindex gibt an, ob die einfallende Strahlung absorbiert wird.

Neben dem Brechungsindex hängt die Streuung stark vom Verhältnis von Partikeldurchmesser D_P zu Wellenlänge λ der Strahlung ab. Dieses Verhältnis wird durch den sogenannten Größenparameter α_P beschrieben:

$$\alpha_P = \frac{\pi D_P}{\lambda}. \quad (3.42)$$

Wenn $\alpha_P \ll 1$ ist, kann der Streuprozess durch die einfachere Rayleigh-Streuung beschrieben werden. Ebenso geht für $\alpha_P \gg 1$ die Mie-Theorie in die geometrische Optik über.

3.3.1. Rayleigh-Streuung

Die Intensität $I(\theta)$ des Streulichts kann durch zwei Komponenten beschrieben werden: eine parallel (I_2) und eine normal (I_1) auf die Streuebene. Die Streuebene ist die Ebene in der der einfallende und der gestreute Lichtstrahl liegen. Die Abhängigkeit vom Azimutwinkel kann für beide Komponenten gemittelt werden. Die Komponente normal zur Streuebene ist vom Streuwinkel θ unabhängig, während die Komponente parallel zur

Streuebene mit zunehmendem Streuwinkel abnimmt ($\propto \cos^2(\theta)$). Damit ergibt sich für die Streulichtintensität:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r_I^2} \cdot (I_1 + I_2) = I_0 \cdot \frac{\pi^4}{8r_I^2} \cdot \frac{D_P^6}{\lambda^4} \cdot \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right|^2 \cdot (1 + \cos^2(\theta)), \quad (3.43)$$

r_I ist der Abstand vom Partikel. Für einen Streuwinkel θ von 90° ist das Streulicht linear polarisiert. Die Rayleigh-Streuung ist sehr stark wellenlängenabhängig. Der blaue Anteil des Sonnenlichtspektrums wird deshalb an den Luftmolekülen stärker gestreut als der restliche Teil des Spektrums, wodurch der klare Himmel blau erscheint. Der Anteil an vorwärts gestreutem Licht ist bei Rayleigh-Streuung gleich groß dem rückwärts gestreuten Anteil.

3.3.2. Mie-Streuung

Die Mie-Streuung beschreibt die Streuung an sphärischen (absorbierenden und nicht-absorbierenden) Partikeln für beliebige Größenparameter α_P . Die Streulichtintensität $I(\theta)$ lässt sich wiederum durch zwei Komponenten I_1 und I_2 beschreiben:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r_I^2} \cdot (I_1(\theta, \alpha_P, m) + I_2(\theta, \alpha_P, m)), \quad (3.44)$$

mit

$$I_1(\theta, \alpha_P, m) = |S_1|^2 \quad \text{und} \quad I_2(\theta, \alpha_P, m) = |S_2|^2, \quad (3.45)$$

wo

$$S_1 = \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \quad (3.46)$$

und

$$S_2 = \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n). \quad (3.47)$$

Die winkelabhängigen Funktionen π_n und τ_n sind gegeben durch:

$$\pi_n(\theta) = \frac{P_n^l}{\sin(\theta)} \quad \text{und} \quad \tau_n(\theta) = \frac{dP_n^l}{d\theta}, \quad (3.48)$$

wo P_n^l die zugeordneten Legendrepolynome sind. a_n und b_n sind durch die Riccati-Bessel Funktionen ψ_n und ξ_n gegeben:

$$a_n(m, \alpha_P) = \frac{m\psi_n(m\alpha_P)\psi_n'(\alpha_P) - \psi_n(\alpha_P)\psi_n'(m\alpha_P)}{m\psi_n(m\alpha_P)\xi_n'(\alpha_P) - \xi_n(\alpha_P)\psi_n'(m\alpha_P)}, \quad (3.49)$$

$$b_n(m, \alpha_P) = \frac{\psi_n(m\alpha_P)\psi_n'(\alpha_P) - m\psi_n(\alpha_P)\psi_n'(m\alpha_P)}{\psi_n(m\alpha_P)\xi_n'(\alpha_P) - m\xi_n(\alpha_P)\psi_n'(m\alpha_P)}. \quad (3.50)$$

Der Apostroph zeigt die Ableitung nach dem Argument in der Klammer an. Wenn man davon ausgeht, dass die Reihenentwicklung des Streufelds einheitlich konvergent ist, kann man den Fehler der Reihenentwicklung umso kleiner machen, je mehr Terme man berücksichtigt.

Mie-gestreutes Licht weist einen starken Vorwärtsanteil und eine starke Winkelabhängigkeit auf (siehe folgendes Kapitel).

3.3.3. Extinktionseffizienz

Die Extinktionseffizienz Q_{ext} eines Teilchens ist das Verhältnis des tatsächlich durch ein Teilchen gestreuten und absorbierten Flusses, zum geometrisch einfallenden Fluss auf das Teilchen:

$$Q_{ext} = \frac{4 \cdot (\sigma_{st} + \sigma_{abs})}{\pi D_P^2} = \frac{4 \cdot \sigma_{ext}}{\pi D_P^2}, \quad (3.51)$$

σ_{st} , σ_{abs} und σ_{ext} sind der Streu-, Absorptions- und Extinktionsquerschnitt eines Teilchens. Diese sind gegeben durch:

$$\sigma_{st} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (3.52)$$

$$\sigma_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)\text{Re}\{a_n + b_n\}, \quad (3.53)$$

$$\sigma_{abs} = \sigma_{ext} - \sigma_{st}, \quad (3.54)$$

$k = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl der elektromagnetischen Strahlung.

Die Extinktionseffizienz eines Teilchens hängt vom Größenparameter α_P und seinem Brechungsindex m ab. In Abb. 3.2 sieht man die Extinktionseffizienz für ein Teilchen mit Brechungsindex $m = 1,33 - i \cdot 0$ (blaue, durchgezogene Linie) für eine Wellenlänge von 500 nm und variable Teilchengröße. Für sehr kleine Teilchen im Vergleich zur Wellenlänge ist die Extinktionseffizienz niedrig. Dies ist der Bereich der Rayleigh-Streuung. Mit zunehmender Größe des Teilchens nimmt die Extinktionseffizienz zu, erreicht ein Maximum und oszilliert dann gegen einen Wert von 2. Die Größe des Maximums hängt vom Brechungsindex ab, in diesem Fall ist das Maximum ungefähr 4. Zum Vergleich dazu sieht man in Abb. 3.2 ebenfalls wie sich die Extinktionseffizienz ändert wenn das Teilchen die einfallende Strahlung auch absorbiert (schwarze, strichlierte Linie; $m = 1,75 - i \cdot 0,45$).

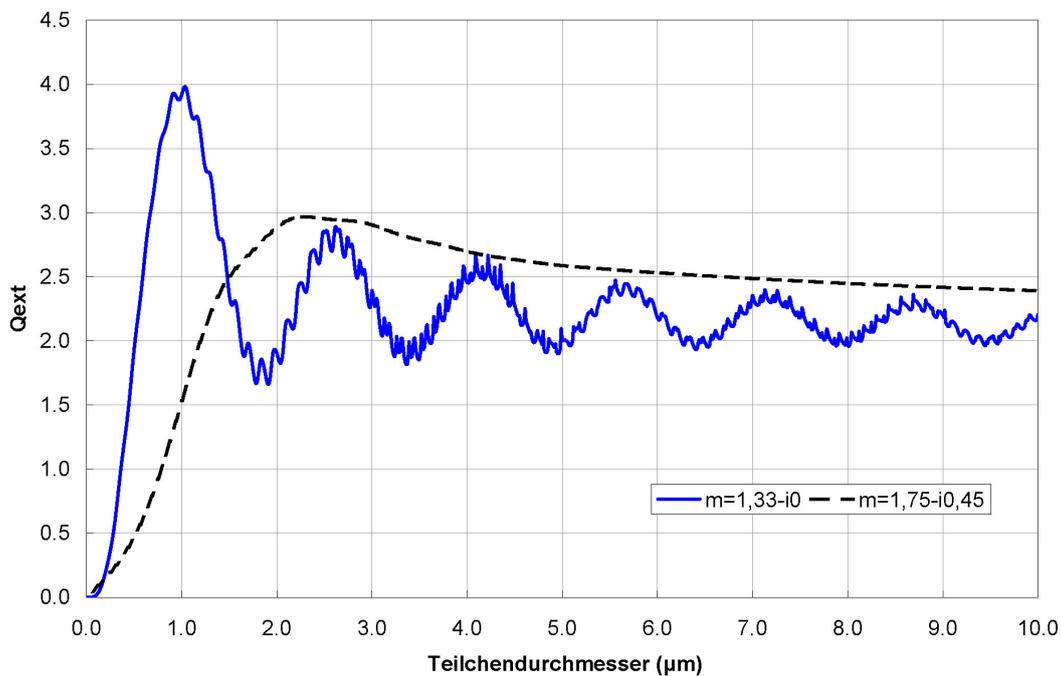


Abbildung 3.2.: Extinktionseffizienzen für Teilchen mit den angegebenen Brechungsindizes und eine Wellenlänge von 500 nm. Die Effizienzen wurden mit der Mie-Routine BHMIE von Bohren und Huffman [31] berechnet.

Wie man sieht ist die Extinktionseffizienz eine sehr komplizierte Funktion. Für ein Wassertropfen zum Beispiel, das durch Kondensation anwächst, nimmt die Extinktionseffizienz nicht einfach monoton zu. Die Extinktionseffizienz eines größeren Tropfchens kann geringer sein als die eines kleineren Tropfchens.

3.3.4. Optische Dicke

Die optische Dicke gibt an, wie stark die Intensität von elektromagnetischer Strahlung in einem Medium abgeschwächt wird. Die Abschwächung erfolgt durch Streuung und Absorption. Die optische Dicke eines Mediums ist gegeben durch:

$$\tau = \frac{\pi}{4} \int_0^z \int_0^\infty D_p^2 Q_{ext}(D_p) n(D_p) dD_p dz'. \quad (3.55)$$

Neben der geometrischen Dicke z hängt die optische Dicke auch von der Teilchenkonzentration n , deren Extinktionseffizienzen Q_{ext} und deren Größe D_p ab.

Die optische Dicke ist auch ein Maß dafür ob es in einem Medium zu Mehrfachstreuung kommt. Für $\tau < 0.1$ genügt es die Einfachstreuung der Teilchen zu berechnen. Bei größeren optischen Dicken wie sie in Wolken auftreten, muss auch die Mehrfachstreuung an den Wolkentröpfchen berücksichtigt werden (siehe Unterkapitel 3.4.1).

3.3.5. Vermischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff

Für die Strahlungsrechnungen muss man die optischen Eigenschaften von Wassertröpfchen die schwarzen Kohlenstoff enthalten kennen. Es gibt mehrere Möglichkeiten wie man die Eigenschaften der Wassertröpfchen und die der Kerne aus schwarzem Kohlenstoff miteinander verbinden kann.

Volumsmischung Die rechnerisch einfachste, wenn auch unphysikalische Methode, ist die Mischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff gemäß ihrem jeweiligen Volumen:

$$m_d = \frac{v_W}{v_W + v_{EC}} m_{H_2O} + \frac{v_{EC}}{v_W + v_{EC}} m_{EC}, \quad (3.56)$$

m_d ist der Brechungsindex des Tröpfchens inklusive Kohlenstoffkern, m_{H_2O} und m_{EC} sind die Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff, v_W und v_{EC} sind die Volumen von Wasser und schwarzem Kohlenstoff. Es wird also angenommen, dass der schwarze Kohlenstoff im Wasser gelöst ist. Dies ist in der Realität nicht der Fall, trotzdem ist die Volumsmischung eine einfache und gute Näherung für die Einzelstreuungseigenschaften der Tröpfchen.

Die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen bei Volumsmischung erfolgt mit der Mie-Routine BHMIE von Bohren und Huffmann [31].

Umhüllte Kugeln („coated spheres“) Bei dieser Methode geht man von einem festen, kugelförmigen Kern aus schwarzem Kohlenstoff der im Zentrum des Tröpfchens sitzt aus. Der Kern ist von einer Wasserhülle umgeben.

Die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen erfolgt mit der Mie-Routine BHCOAT von Bohren und Huffmann [31].

„Effektives Medium“-Näherung Bei den „effektives Medium“-Näherungen handelt es sich um spezielle Vermischungsregeln für die Brechungsindizes der verschiedenen Materialien aus denen ein Partikel besteht. Chýlek führte für Wassertröpfchen die schwarzen Kohlenstoff enthalten Berechnungen durch wo er annahm, dass der schwarze Kohlenstoff sich als fester, kugelförmiger Kern irgendwo im Tröpfchen befindet [2]. Solange die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Kerns für jeden beliebigen Ort im Tröpfchen gleich groß ist, stellen die effektives Medium-Vermischungsregeln eine gute Näherung für Wassertröpfchen mit schwarzem Kohlenstoff dar. Eine von Chýlek in einem anderen Artikel [32] empfohlene Näherung ist die Maxwell-Garnett-Vermischungsregel:

$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_{H_2O} \frac{\varepsilon_{EC} + 2\varepsilon_{H_2O} + 2\delta(\varepsilon_{EC} - \varepsilon_{H_2O})}{\varepsilon_{EC} + 2\varepsilon_{H_2O} - \delta(\varepsilon_{EC} - \varepsilon_{H_2O})} \quad (3.57)$$

mit

$$\delta = \frac{v_{EC}}{v_W + v_{EC}}. \quad (3.58)$$

Die Maxwell-Garnett-Vermischungsregel wird auch von [33] für Wassertröpfchen mit Einschlüssen von schwarzem Kohlenstoff empfohlen. Gl. 3.57 gibt die Vermischungsregel für die komplexe dielektrische Konstante an. Der Zusammenhang zwischen komplexer relativer dielektrischer Konstante $\epsilon = \epsilon_R - i \cdot \epsilon_I$ und komplexem Brechungsindex $m = m_R - i \cdot m_I$ für nichtmagnetische Materialien ($\mu = \mu_0$) ist:

$$\begin{aligned} \epsilon_R &= \frac{\epsilon_R}{\epsilon_0} = m_R^2 - m_I^2, \\ \epsilon_I &= \frac{\epsilon_I}{\epsilon_0} = 2m_R m_I, \end{aligned} \quad (3.59)$$

$$\begin{aligned}
m_R &= \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_R^2 + \epsilon_I^2} + \epsilon_R}{2}}, \\
m_I &= \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_R^2 + \epsilon_I^2} - \epsilon_R}{2}}.
\end{aligned} \tag{3.60}$$

Die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen erfolgt wie bei Volumsmischung mit der Mie-Routine BHMIE.

3.4. Strahlungstransfer

Die Darstellung in diesem Kapitel folgt den Büchern von [34] (Chandrasekhar, S.; Radiative Transfer; 1950) und [35] (Mishchenko, M. I., Travis, L. D. und Lacis, A. A.; Multiple Scattering of Light by Particles; 2006).

3.4.1. Strahlungstransfergleichung

Wenn Strahlung sich in einem optisch dicken Medium ausbreitet, wird sie an den zahlreichen Teilchen des Mediums gestreut (z.B. an den Tröpfchen in einer Wolke). Dabei kommt es zu Mehrfachstreuung der Strahlung. Unter bestimmten Annahmen lässt sich diese durch die Strahlungstransfergleichung beschreiben. In der Strahlungstransfergleichung kommen nur die Einzelstreueigenschaften der Teilchen des Mediums vor, wodurch die Strahlungstransfergleichung relativ einfach zu lösen ist. In [35] findet sich eine Herleitung der Strahlungstransfergleichung aus den Maxwellgleichungen und damit der Zusammenhang zwischen Strahlungstransfertheorie und klassischem Elektromagnetismus.

Eine einfachere Herleitung der Strahlungstransfergleichung bietet ein phänomenologischer Ansatz. Die Energieänderung dE in einem kleinen Strahlungskegel der eine kurze Strecke durch ein Medium geht, ist gleich der Differenz von Emission und Extinktion:

$$dE = dI_\nu dAd\Omega = j_\nu dAd\Omega dz - k_{ext} \cdot I_\nu dAd\Omega dz, \tag{3.61}$$

I_ν ist die Intensität der einfallenden Strahlung mit Frequenz ν , $dAdz$ ist das Volumen des Mediums, $d\Omega$ ist der Raumwinkel der durch den Kegel aufgespannt wird, k_{ext} ist der

Extinktionskoeffizient und j_ν ist der Emissionskoeffizient.

Eine Division von Gl. 3.61 durch $dAd\Omega dz$ ergibt:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = j_\nu - k_{ext} \cdot I_\nu \quad (3.62)$$

Ab jetzt wird zur besseren Lesbarkeit der Index ν weggelassen. Wenn es keine Quellen gibt ($j_\nu = 0$) folgt aus Gl. 3.62 das Beer'sche Gesetz:

$$\frac{dI}{dz} = -k_{ext} \cdot I \quad \text{bzw.} \quad I = I_0 \cdot e^{-\tau}, \quad (3.63)$$

wo $\tau = \int_0^z k_{ext} dz'$ die optische Dicke des Mediums ist (siehe Unterkapitel 3.3). Gl. 3.62 lässt sich mit der Quellfunktion J_e umschreiben zu:

$$-\frac{dI}{k_{ext} dz} = I - J_e. \quad (3.64)$$

Für planparallele Probleme, wie sie bei atmosphärischen Berechnungen vorkommen, ist es sinnvoll die Strahlungstransfergleichung in Polarkoordinaten anzugeben. Die Höhe z ist dabei normal auf die planparallelen Begrenzungsflächen.

$$-\cos(\theta_Z) \frac{dI(z, \theta_Z, \phi)}{k_{ext} dz} = I(z, \theta_Z, \phi) - J_e(z, \theta_Z, \phi), \quad (3.65)$$

θ_Z ist der Zenitwinkel und ϕ der Azimutwinkel. Mit $\mu = \cos(\theta_Z)$ dem Kosinus des Zenitwinkels, der optischen Dichte τ und der Quellfunktion J_e für eine „streuende Atmosphäre“ (siehe [34]) wird Gl. 3.65 zu:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi; \mu', \phi') I(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi', \quad (3.66)$$

$\omega_0 = k_{streu}/k_{ext}$ die Einzelstreueralbedo und $p(\mu, \phi; \mu', \phi')$ die Phasenfunktion ist. Bei einer „streuenden Atmosphäre“ geht man davon aus, dass die einzige Emissionsquelle die Streuung der Strahlung aus anderen Richtungen μ', ϕ' in die Richtung des Strahlungskegels μ, ϕ ist. Die Phasenfunktion $p(\mu, \phi; \mu', \phi')$ beschreibt die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung und hängt von der Art der Strahlung ab (siehe Unterkapitel 3.3). Die Strahlungstransfergleichung ist eine Integro-Differentialgleichung. Zu ihrer Lösung muss man

die Randbedingungen kennen. Ein Beispiel wäre der Einfall von Sonnenstrahlung an der Obergrenze der Atmosphäre aus einer bestimmten Richtung und die Annahme, dass die Untergrenze (Erdoberfläche) nicht reflektiert (oder emittiert):

$$I(z, \mu, \phi) = \delta(\mu - \mu_0)\delta(\phi - \phi_0)I_0 \quad (3.67)$$

$$I(0, \mu, \phi) = 0. \quad (3.68)$$

Eine häufig verwendete Parametrisierung der Phasenfunktion ist die Henyey-Greenstein Phasenfunktion $p_{HG}(\mu_{HG})$:

$$p_{HG}(\mu_{HG}) = \frac{1}{2} \frac{1 - g^2}{(1 - 2g\mu_{HG} + g^2)^{3/2}}, \quad (3.69)$$

wo $\mu_{HG} = \cos(\theta'_Z - \theta_Z)$ ist und g der Asymmetrieparameter, der Mittelwert des Kosinus aller Streuwinkel.

3.4.2. Strahlungsantrieb

Durch Lösen der Strahlungstransfergleichung des vorangegangenen Kapitels können der transmittierte und reflektierte Strahlungsfluss (für Sonnenstrahlung bzw. Wärmestrahlung) durch die Atmosphäre oder durch eine Wolke berechnet werden und wie sich diese ändern wenn sich Eigenschaften der Wolke bzw. der Wolkentröpfchen ändern. Der Mensch ändert die Eigenschaften der Wolkentröpfchen indem er zusätzliche Wolkenkondensationskerne zur Verfügung stellt (siehe Kapitel 2.4.2) und hat auch auf andere Weise Einfluss auf das Klima der Erde. Der Strahlungsantrieb ist eine wichtige Größe um diesen Einfluss zu quantifizieren.

Im viertem Report des IPCC [1] sind die wichtigsten Faktoren die zum anthropogenen Klimawandel beitragen aufgelistet (siehe Abb. 3.3).

Dort ist der Strahlungsantrieb folgendermaßen definiert:

„Der Strahlungsantrieb des Systems Erdoberfläche-Troposphäre durch eine Störung oder durch Einführung eines neuen Faktors ist die Veränderung im Nettofluss in der Tropopause, nachdem die Temperatur der Stratosphäre sich dem neuen Strahlungsgleichgewicht angepasst hat, die Temperaturen der Erdoberfläche und der Troposphäre aber ihre

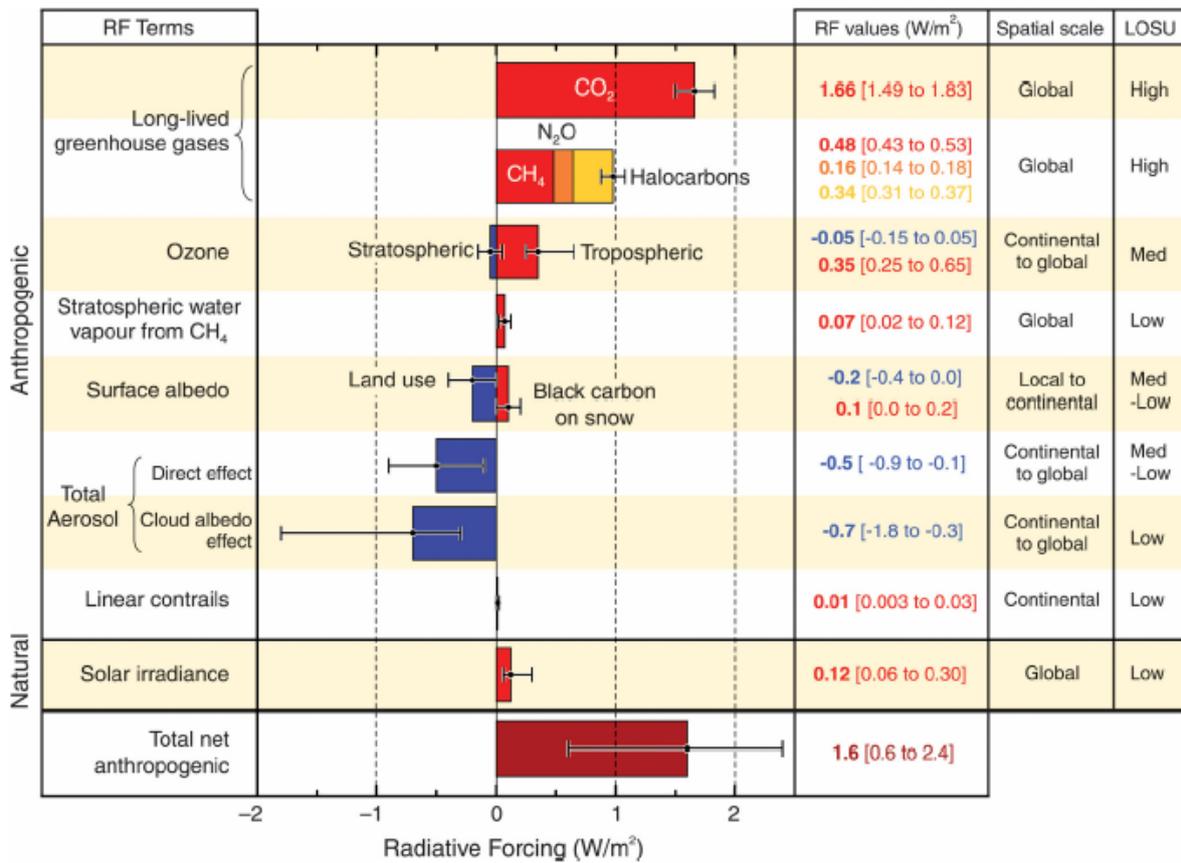


Abbildung 3.3.: Strahlungsantrieb („radiative forcing“) der wichtigsten Faktoren des Klimawandels. Die Werte sind globale Mittelwerte für 2005 verglichen mit 1750. Das Bild stammt aus dem viertem Report des IPCC [1].

ungestörten Werte behalten.“

Im weiteren wird unter Strahlungsantrieb bzw. kurz Antrieb, allerdings der instantane Antrieb verstanden. Bei diesem behält die Temperatur in der ganzen Atmosphäre ihren ungestörten Wert bei (siehe [36]). Der instantane Antrieb entspricht der Veränderung des Nettoflusses in der Tropopause.

4. Experimentelle Daten und frühere Ergebnisse

4.1. Raxmesskampagne 2000

Für die Berechnung des indirekten Aerosoleffekts werden simultan gemessene Daten für das Aerosol und die Wolken die sich aus diesem Ausgangsaerosol gebildet haben verwendet. Die experimentell bestimmten Daten stammen von einer 4-wöchigen Messkampagne im März 2000 (5.-28. März) auf dem Berg Rax, an der Wissenschaftler der Universität Wien und der Technischen Universität Wien beteiligt waren.

Die Ergebnisse der Messkampagne wurden in mehreren Artikeln veröffentlicht. Die Arbeit von [37] beschäftigte sich mit dem Rußgehalt im alpinen Aerosol und Wolkenwasser. In der Arbeit von [38] wurde der Einfluss von organischem Kohlenstoff auf die Oberflächenspannung des Wolkenwassers und die Aktivierung von Wolkenkondensationskernen zu Wolkenröpfchen untersucht. Die Arbeit von [39] analysierte die Zusammensetzung des organischen Anteils des Wolkenwassers, und die Arbeit von [40] untersuchte den Beitrag von Bakterien und Pilzsporen zum organischen Aerosol und im Wolken- und Niederschlagswasser der Rax.

Die Messungen wurden beim Otto-Schutzhaus auf dem Hochplateau der Rax auf 1644 m ü. d. M. durchgeführt. Die Rax ist etwa 100 km südwestlich von Wien an der steirisch-niederösterreichischen Grenze gelegen und weist ein leicht hügeliges Hochplateau auf. Auf dem Plateau selbst gab es keine Quellen für anthropogene Verschmutzung, da während der Messkampagne mit Elektrizität geheizt und gekocht wurde. Auch in der Umgebung der Rax befinden sich keine größeren anthropogenen Aerosolquellen, wodurch während der Messkampagne das Hintergrundaerosol in Österreich gemessen wurde (siehe auch die Arbeit von [3]).

Da die Messkampagne im März durchgeführt wurde, hat es während der Messkampagne häufig geschneit und die Erdoberfläche war mit Eis oder frischem Schnee bedeckt. Die

Vegetation auf der Rax besteht aus alpinem Weideland und Latschen.

4.2. Messmethoden

Die prinzipielle Funktionsweise der Messmethoden wird auch in Unterkapitel 2.2 beschrieben.

4.2.1. Messungen während einer Wolke

Während einer Wolke wurden der Flüssigwassergehalt (FWG) der Wolke gemessen und das Wolkenwasser und das interstitielle Aerosol für eine spätere chemische Analyse gesammelt.

Der FWG der Wolken wurde mit einem Particle Volume Monitor (PVM-100, Gerber-Zähler [41]) gemessen. Das Wolkenwasser wurde mit einem Wolkenwassersammler gesammelt (siehe [42]), der wie ein Impaktor funktioniert. Der Wolkenwassersammler hat nur eine Impaktionsstufe mit einer unteren Abscheidegrenze von $7\ \mu\text{m}$ aerodynamischen Äquivalentdurchmesser. Mehrere Wasser- und Eisproben (von der Impaktion unterkühlten Wassers im Impaktor) wurden zu einer Wolkenwasserprobe zusammengefasst.

Das interstitielle Aerosol wurde auf verschiedenen Filtern gesammelt und auf anorganische Ionen, Mineralien, „total carbon“ (TC), „black carbon“ (BC) und „elemental carbon“ (EC) untersucht.

4.2.2. Messungen während der gesamten Messkampagne

Die Anzahlgrößenverteilung des Aerosols wurde mit einem „Vienna-type“ Differentiellen-Mobilitäts-Analysator (DMA) und sechs- bzw. acht-stufigen Berner Niederdruck-Impaktoren gemessen. In Tab. 4.1 sind die unteren Abscheidedurchmesser der Impaktoren angeführt.

Auf den einzelnen Stufen der Impaktoren wurden Proben des Aerosols gesammelt und später auf ihre Masse und ihren Gehalt an TC und EC untersucht. Der Gehalt an TC wurde mit einer Verbrennungsmethode bestimmt (siehe [43]). Der Anteil von EC wurde mit einer zwei-Schritt Verbrennungsmethode eruiert (siehe [44]).

Stufe	unterer Abscheidedurchmesser d_{ae} , μm	
	sechs-stufig	acht-stufig
1	0,1	0,06
2	0,215	0,13
3	0,464	0,26
4	1,0	0,51
5	2,15	1,0
6	4,64	2,0
7	10,0*	4,0
8		8,0
9		16,0*

Tabelle 4.1.: Untere Abscheidegrenze der Stufen von zwei Impaktortypen. Die Niederschläge der mit * gekennzeichneten Stufen wurden nicht für die Analysen verwendet.

Die Anzahl der Kondensationskerne und der Wolkenkondensationskerne wurde mit einem Kondensationskernzähler und einem Wolkenkondensationskernzähler gemessen [45]. Während der Messkampagne wurden meteorologische Daten gemessen und die Sichtweiten und Witterungsverhältnisse vor Ort wurden protokolliert. Zusätzlich werden Daten der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (ZAMG) für den Zeitraum der Messkampagne verwendet um festzustellen, ob es während einer Wolke zu einem Luftmassenwechsel kam.

4.3. Wolkenereignisse während der Messkampagne

Wenn der Flüssigwassergehalt länger als 15 Minuten über $0,05 \text{ g/m}^3$ liegt, wird angenommen, dass der PVM den Flüssigwassergehalt einer Wolke gemessen hat. Kurzzeitig kann das Signal im PVM z.B. auch durch die hohe Aerosolpartikelkonzentration einer lokalen Emission ansteigen. In Tab. 4.2 finden sich die Anfangszeitpunkte und die Dauer aller Wolkenereignisse während der Messkampagne und in Tab. 4.3 wichtige Daten der Wolken.

Wolkennummer	Beginn		Dauer, Std.
	Datum	Uhrzeit	
1	5.3.	12.28	21,10
2	6.3.	10.02	1,15
3	6.3.	11.58	4,40
4	6.3.	23.01	8,83
4b	7.3.	19.44	1,67
5	7.3.	22.08	0,88
6	8.3.	01.58	11,28
7	8.3.	21.32	0,88
8	9.3.	02.14	4,55
9	9.3.	21.51	4,28
10	10.3.	03.18	15,58
11	10.3.	22.26	0,82
12	10.3.	23.46	1,38
13	11.3.	03.11	8,63
14	11.3.	18.52	0,67
15	11.3.	21.24	12,90
16	13.3.	02.44	3,37
17	13.3.	13.26	5,50
18	15.3.	01.36	35,37
19	17.3.	20.04	14,10
20	18.3.	17.45	23,17
21	19.3.	18.04	9,38
22	20.3.	04.21	8,73
23	21.3.	01.12	2,25
24	21.3.	04.21	8,67
25	25.3.	21.19	1,50
26	26.3.	20.33	5,42
27	27.3.	05.43	2,18
28	27.3.	08.46	6,38
29	27.3.	15.43	1,60
30	27.3.	20.30	9,73

Tabelle 4.2.: Anfangszeitpunkt und Dauer aller Wolkenereignisse der Rax-Messkampagne im März 2000.

Wolken- nummer	mittlerer FWG, g/m ³	Luftmassen	Tröpfchen, 1/cm ³	Anmerkung
1	0,13	1	-	-
2	0,10	1	-	-
3	0,09	1	-	-
4	0,08	1	-	-
4b	0,09	1	-	-
5	0,08	1	-	Nacht
6	0,24	1	669,0	-
7	0,07	1	-	-
8	0,07	1	-	Nacht
9	0,19	1	100,8	Nacht
10	0,20	2	-	-
11	0,07	1	48,0	Wolkenfetzen
12	0,06	1	153,6	Wolkenfetzen
13	0,29	1	198,8	-
14	0,07	1	-	-
15	0,50	-	117,0	-
16	0,08	1	78,0	Nacht
17	0,45	1	152,8	-
18	0,34	2	-	-
19	0,19	-	-	Schneefall
20	0,21	-	-	Schneefall
21	0,17	-	-	Nacht
22	0,19	-	-	-
23	0,07	-	-	Nacht
24	0,19	-	-	-
25	0,09	-	-	Nacht
26	0,15	-	-	Nacht
27	0,08	1	-	-
28	0,36	-	96,8	-
29	0,19	1	8,3	-
30	0,33	1	184,5	Nacht

Tabelle 4.3.: Wichtige Daten aller Wolkenereignisse der Rax-Messkampagne im März 2000.

Ist es während eines Wolkenereignisses zu einem Luftmassenwechsel gekommen, wird diese Wolke nicht für die Berechnung des indirekten Aerosoleffekts verwendet, da sich mit der Luftmasse auch das Ausgangsaerosol ändert. Die Tröpfchenkonzentration während einer Wolke ergibt sich aus der Differenz der Wolkenkondensationskernkonzentration vor der Wolke mit der Wolkenkondensationskernkonzentration während der Wolke. Während der gesamten Messkampagne lag die Wolkenhäufigkeit bei 43%, was gut mit dem von der ZAMG angegebenen Wert von ca. 50% übereinstimmt.

4.4. Ausgangsaerosolverteilung für die Simulation

Für die Simulationsrechnungen wird die Anzahlgrößenverteilung der streuenden Aerosolpartikel und der absorbierenden Partikel zu Beginn einer Wolke benötigt. Ammoniumsulfat, $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ wird als Stellvertreter für die streuenden Partikel genommen. Für die Größenverteilung der Ammoniumsulfat-Partikel (AS-Partikel) wird, von der mittels DMA gemessenen Größenverteilung des Gesamtaerosols, die Größenverteilung der absorbierenden Partikel abgezogen. Als Stellvertreter für die absorbierenden Partikel dient schwarzer Kohlenstoff („elemental carbon“, EC). Die Anzahlgrößenverteilung wird dafür aus einem Fit mit log-Normalverteilungen der Massengrößenverteilungen der Impaktormessungen für EC bestimmt (siehe [46]). Wenn am Beginn einer Wolke kein Impaktor in Betrieb war, wird zwischen den Massengrößenverteilungen der vorhergehenden und der darauffolgenden Messung linear interpoliert.

Das auf der Rax gemessene Aerosol ist schon gealtert, da es in der Umgebung keine nennenswerten Quellen gibt. Daher ist anzunehmen, dass sich die schwarzer Kohlenstoff-Partikel schon mit anderen Partikeln verbunden haben. Aufgrund der verwendeten Messmethoden ist es nicht möglich zu sagen, wie der schwarze Kohlenstoff mit den restlichen Aerosolpartikeln gemischt war. Es wird daher angenommen, dass das Ausgangsaerosol aus AS-Partikeln besteht die alle einen gewissen Anteil an schwarzem Kohlenstoff aufweisen. Der Anteil an schwarzem Kohlenstoff entspricht dem Verhältnis der Konzentration der gesamten Partikel bei einer bestimmten Größe aus der DMA-Größenverteilung, zu der Partikelkonzentration des schwarzen Kohlenstoffs aus der EC-Impaktormessung. Weiters wird angenommen, dass alle Partikel die chemischen Eigenschaften von Ammoniumsulfat besitzen. Dadurch sind alle Partikel leicht aktivierbar und die Zahl der simulierten Wolkenkondensationskerne wird im Durchschnitt etwas höher sein, als die Zahl der gemessenen Wolkenkondensationskerne.

4.5. Ergebnisse für den direkten Aerosoleffekt

Neben dem indirekten Aerosoleffekt ist der direkte Aerosoleffekt ein bedeutender Faktor für den Klimawandel (siehe [1] und Kapitel 3.4.2) und deshalb werden die Ergebnisse für den direkten Aerosoleffekt hier kurz dargestellt um sie später mit den Ergebnissen für den indirekten Effekt vergleichen zu können.

In der Arbeit von [3] wurde der direkte Effekt des Aerosols in Österreich (Rax, Sonnblick, Wien, Graz, Linz) auf die Strahlungsbilanz berechnet und der Einfluss der Kurzwellen-Bodenalbedo sowohl auf den Betrag des Strahlungsantriebs als auch auf seine Richtung (kühlend oder erwärmend) untersucht. In dieser Arbeit wurden die Aerosolpartikel in Ionen, black carbon (BC; absorbierend), Mineralien und nicht identifizierte Partikel (aus Wasser bestehend angenommen) aufgeteilt. In Tab. 4.4 ist der prozentuelle Anteil der Komponenten des Aerosols an der gesamten Massenkonzentration angegeben.

Ionen	BC	Mineralien	nicht identifiziert
50,7	6,3	9,8	33,3

Tabelle 4.4.: Der mittlere Beitrag der Komponenten des Aerosols zur gesamten Massenkonzentration in Prozent (aus Iorga et al., 2007 [3]).

Tab. 4.5 zeigt die Stärke des Strahlungsantriebs in W/m^2 für interne und externe Mischung der Aerosolpartikel, für unterschiedliche Annahmen über die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche, einerseits für trockene Aerosolpartikel, andererseits bei einer relativen Luftfeuchte von 90%.

Antrieb, W/m^2 trockenes Aerosol		Kurzwellen- Albedo der Erdoberfläche	Antrieb, W/m^2 90% Luftfeuchte
interne Mischung	externe Mischung		interne Mischung
0,95	0,30	0,35	0,60
1,95	1,10	0,5	1,99
3,87	2,53	0,8	4,52

Tabelle 4.5.: Strahlungsantrieb des direkten Aerosoleffekts für intern bzw. extern gemischte Aerosolpartikel (aus Iorga et al., 2007 [3]).

Bei interner Mischung werden die Brechungsindizes der verschiedenen Komponenten, nach ihrem Volumenanteil gewichtet, zu einem Brechungsindex für das Verbundpartikel gemittelt (siehe Kapitel 3.3.5). Bei externer Mischung bestehen die Partikel nur aus einer Substanz mit einem Brechungsindex. Die optischen Parameter wurden mit der Mieroutine BHMIE [31] berechnet. Die Werte für die Brechungsindizes stammen vom MIM Modell [47], das die Basis für das weitverbreitete OPAC Modell [48] ist. Der regionale direkte Antrieb wurde mit dem Boxmodell von [49] berechnet. Für die Berechnung der Größe der Partikel bei höheren Luftfeuchten wurden gemessene Wachstumsfaktoren von [50] verwendet.

Alle Werte für den Strahlungsantrieb des direkten Effekts auf der Rax sind positiv, führen also zu einer Erwärmung. Dies liegt einerseits an dem hohen Anteil einer absorbierenden Aerosolkomponente (BC), andererseits an der hohen Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche, da der Boden während der Messungen mit Eis oder mit frischem Schnee bedeckt war. Die interne Mischung gibt positivere Werte als die externe Mischung. Die beiden Mischungsarten stellen eine obere und untere Schranke für die Größe des Antriebs dar. Die Luftfeuchte hat nur einen sehr geringen Einfluss auf den Strahlungsantrieb auf der Rax.

5. Beschreibung des Simulationsmodells

Existierende Modelle basieren auf der Lösung von mehr oder weniger stark vereinfachten Gleichungen für die Kinematik der Atmosphäre und die mikrophysikalischen Prozesse der Aerosolpartikel und Wolkentröpfchen (siehe [15, 10]). Üblicherweise verwenden Modelle Aerosolraten als Eingabe und ihre Vorhersagen werden mit Wolkenparametern verglichen die unabhängig von den Aerosolmessungen bestimmt wurden (siehe z.B. [51, 52, 14, 53, 54, 55]). Die Neuerung bei dieser Arbeit ist die Einbindung von simultan gemessenen Eigenschaften von Aerosolen und den daraus entstandenen Wolken. Dadurch ist zumindest für kontinentales Aerosol eine realistischere Vorhersage für den indirekten Aerosoleffekt zu erwarten.

Das Simulationsmodell ist in zwei Teile unterteilt:

1. ein Wachstumsmodell, das aus einer vorgegebenen Aerosolverteilung die Tröpfchenverteilung einer Wolke und deren Flüssigwassergehalt berechnet.
2. ein Strahlungstransfermodell, mit dem der Strahlungsantrieb der gemessenen Wolken bestimmt wird. Dafür wird eine Tröpfchenverteilung verwendet, die mit dem Wachstumsmodell gewonnen wurde und mit dem gemessenen Flüssigwassergehalt der Wolken übereinstimmt.

5.1. Verknüpfung der experimentellen Daten für das Aerosol und die Wolke mit dem Simulationsprogramm

Als Ausgangspunkt der Simulation dienen die gemessenen, trockenen Aerosolverteilungen. Sie sind die Eingabe für das Wachstumsmodell. Der Flüssigwassergehalt der Wolke und die Masse des schwarzen Kohlenstoffs, den die Tröpfchen enthalten, werden während der Simulation laufend ausgegeben. Daraus kann der Anteil von schwarzem Kohlenstoff am Wolkenwasser berechnet und mit den gemessenen Daten verglichen werden. Die gemessene Tröpfchenanzahl ergibt sich aus der Differenz der gemessenen Wolkenkondensationskerne vor und während der Wolke. Die Messung im Wolkenkondensationskernzähler erfolgt bei ca. 0,5% Übersättigung. Die gemessene Tröpfchenanzahl kann somit mit der simulierten Tröpfchenanzahl bei 0,5% Übersättigung verglichen werden. Die mittels Wachstumsmodell berechneten Tröpfchenverteilungen und der gemessene Flüssigwassergehalt der realen Wolken werden an das Strahlungsmodell übergeben.

5.2. Wachstumsmodell

Das Wachstumsmodell ist ein Eulersches Wolkenpaketmodell, das den Aufstieg eines Luftpakets, das trockene Luft, Wasserdampf und Wolkenröpfchen enthält beschreibt (das Modell folgt dem Lagrangeschen Modell von [56, 57]). Als Eingabe für das Modell dient die trockene Aerosolverteilung, die am Beginn einer Wolke gemessen wurde. Es wird angenommen, dass die Partikel aus Ammoniumsulfat bestehen, und einen gewissen Anteil an schwarzem Kohlenstoff enthalten. Für die Vergleichsrechnung für die vorindustrielle Zeit wird der Anteil an schwarzem Kohlenstoff weggelassen da angenommen wird, dass dieser den wesentlichen Beitrag des Menschen zum Hintergrundaerosol in Österreich darstellt (für historische Trends von schwarzem Kohlenstoff in der Luft siehe z.B. [58], [59], [60]).

5.2.1. Größenklassen der Kondensationskerne und der Partikel

Das Wachstumsmodell ist ein Eulersches Modell. Alle Partikel (Wolkenröpfchen und interstitielle Aerosolpartikel) werden nach ihrem Durchmesser in Größenklassen unterteilt. Es wird angenommen, dass alle Partikel einer Größenklasse dieselben Eigenschaften

haben, die durch ein einziges, stellvertretendes Partikel beschrieben werden. Dadurch lassen sich die mikrophysikalischen Prozesse für die hohen Partikelkonzentrationen, wie sie in der Atmosphäre vorkommen, berechnen. Zusätzlich ist jedes Partikel anhand des Durchmessers seines ursprünglichen Kondensationskerns (der nach der Nukleation im Partikel gelöst ist) in weitere Größenklassen unterteilt. Diese Größenklassen werden hier als Kondensationskern-Größenklassen bezeichnet.

Die Unterteilung die hier verwendet wird entspricht der von [61]. Dabei handelt es sich um eine Struktur, bei der die Mittelwerte der Größenklassen in der Masse (Volumen) logarithmisch äquidistant verteilt sind. Diese Struktur eignet sich für die Verwendung der Methode der Momente. Diese Methode vermindert die numerische Dispersion bei den Koagulationsrechnungen, die bei der Verwendung weniger Größenklassen auftritt. Numerische Dispersion bedeutet in diesem Zusammenhang eine Verbreiterung der Tröpfchenverteilung, die von der numerischen Aufteilung der Tröpfchen in Größenklassen herührt und nicht von physikalischen Prozessen stammt.

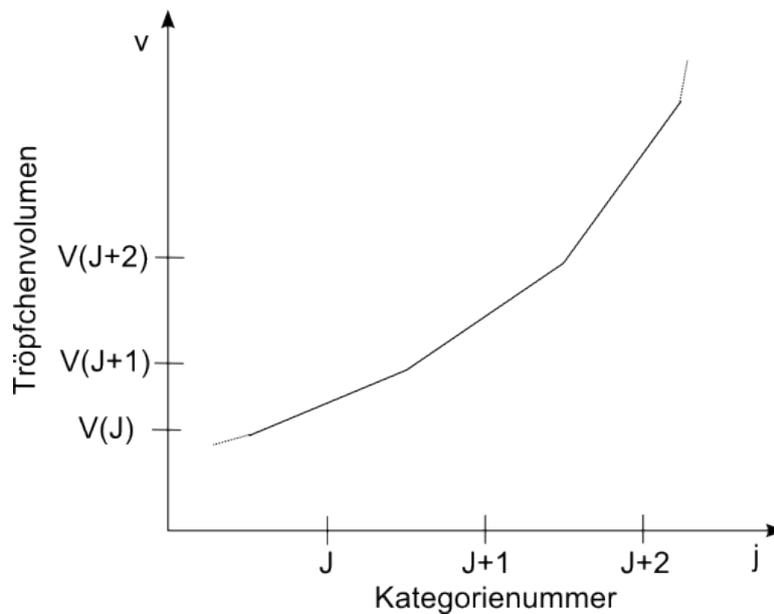


Abbildung 5.1.: Die stückweise lineare Tröpfchenvolumen-Koordinate.

Die Volumsgrößenklassen sind folgendermaßen festgelegt:

$$V(J) = V_0 \cdot e^{(J-1)/J_0}, \quad J = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.1)$$

V_0 und $J_0 = 1$ sind Konstante. Als Wert für V_0 wurde $8 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3$ gewählt. Jede Größenklasse ist im J -Raum genau eine Einheit breit. Innerhalb der Größenklasse steigt das Volumen linear an und ist um $J = 1, 2, 3, \dots$ zentriert (siehe Abb. 5.1). Die Steigung $\Lambda(J)$ innerhalb der Größenklasse ist so gewählt, dass sich eine stückweise lineare Struktur ergibt und das Verhältnis der Steigungen benachbarter Größenklassen γ konstant ist:

$$\Lambda(J) = 2 \cdot V(J) \cdot \tanh(1/2J_0), \quad (5.2)$$

$$\gamma = e^{1/J_0}. \quad (5.3)$$

In der folgenden Darstellung bezeichnen Großbuchstaben für V und J die Mittelwerte der Größenklassen, während Kleinbuchstaben für v und j beliebige Werte des Volumens bzw. der Volumskoordinate j bezeichnen.

Die Größenverteilung der Tröpfchen innerhalb einer Größenklasse wird durch eine rechteckige Verteilung beschrieben. Diese wird durch drei Größen charakterisiert:

$$C = \int_{-0.5}^{0.5} n(j) dj, \quad (5.4)$$

$$F = \int_{-0.5}^{0.5} j \cdot n(j) dj, \quad (5.5)$$

$$R^2 = \frac{12}{C} \cdot \int_{-0.5}^{0.5} (j - F)^2 \cdot n(j) dj, \quad (5.6)$$

C ist die gesamte Anzahlkonzentration einer Größenklasse, F ist die Abweichung vom Zentrum und R ist die Breite der rechteckigen Verteilung (siehe Abb. 5.2).

C , F und R bilden das 0., 1. und 2. Moment der rechteckigen Größenverteilung.

5.2.2. Das geschlossene System von Differentialgleichungen

Die Differentialgleichung für die Temperatur T des mit der Vertikalgeschwindigkeit u_z aufsteigenden Luftpakets ist:

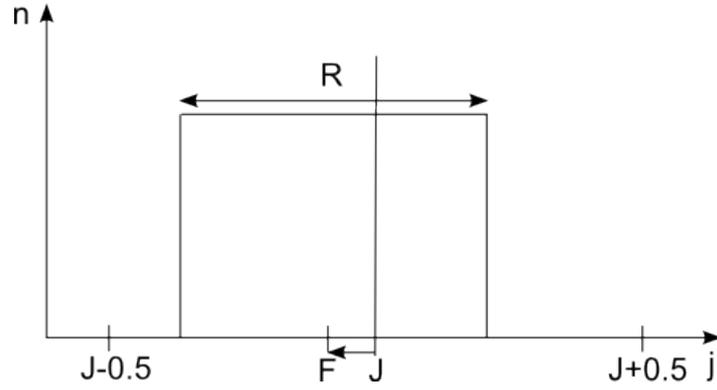


Abbildung 5.2.: Verteilung des Tröpfchenvolumens innerhalb einer Größenklasse.

$$\frac{dT}{dt} = \frac{-(G_L + G_D)(g + du_z/dt)u_z - L_V(dG_D/dt)}{(G_L + G_D)c_p + c_W G_W}, \quad (5.7)$$

wo L_V die spezifische Verdampfungswärme von Wasser ist und c_W ist die spezifische Wärmekapazität von Wasser. G_L , G_D und G_W sind die Massen von trockener Luft, Wasserdampf und flüssigem Wasser im Luftpaket. c_p ist die spezifische Wärmekapazität von Luft und g die Schwerebeschleunigung der Erde.

Für den Druck p gilt:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{-p(g + du_z/dt)u_z}{R_D T}, \quad (5.8)$$

wo $R_D = (1 + 0,608w)R_L$ die spezifische Gaskonstante von feuchter Luft ist. R_L ist die spezifische Gaskonstante von trockener Luft und $w = G_D/G_L$ ist das Wasser-Dampf-Mischungsverhältnis.

Während des Aufstiegs ist $G_D + G_L$ erhalten (ausgenommen turbulente Diffusion wird berücksichtigt) und es gilt:

$$-\frac{dG_D}{dt} = \frac{dG_L}{dt} = \sum_i n_i \frac{dr_i}{dt} \rho_W \frac{8\pi}{3} r_i^2, \quad (5.9)$$

dr_i/dt ist das Wachstum des Tröpfchens mit Radius r_i in der Größenklasse i durch Diffusion, das gegeben ist durch:

$$\frac{dr_i}{dt} = B' \cdot \left(\frac{s_{D,W}}{r_i} - \frac{\alpha}{r_i^2} + \frac{\beta}{r_i^4} - \gamma Q_{abs} S \right) \quad (5.10)$$

(siehe auch Gl. 3.27 in Unterkapitel 3.1). α und β sind die Koeffizienten der Köhlertheorie für den Oberflächen- und den Lösungsterm und $\gamma Q_{abs} S$ beschreibt den Einfluss der Strahlung auf das Wachstum in der erweiterten Köhlertheorie. Die Übersättigung der Luft ist $s_{D,W} = e_d/e_s(T) - 1$, wo $e_d = p \cdot w / (0,622 + w)$ der Wasserdampfdruck der Umgebung ist. Der Sättigungsdampfdruck $e_s(T)$ ist nach [62]:

$$e_s(T) = 610,82 \cdot \exp \left[\frac{17,2694 \cdot (T - 273,15)}{T - 35,86} \right]. \quad (5.11)$$

Gln. 5.7, 5.8, 5.9 und 5.10 können numerisch gelöst werden um das diffusive Wachstum der Tröpfchen zu berechnen. Wenn turbulente Diffusion berücksichtigt wird, ist der Gesamtwassergehalt (Wasserdampf + flüssiges Wasser) nicht erhalten. Durch Koagulation ändert sich sowohl die Anzahl der aktivierten Wolkentröpfchen als auch die Anzahl der nichtaktivierten Partikel des interstitiellen Aerosols.

Die Übersättigung $s_{D,W}$ wird mit einer statistischen Methode vorhergesagt (siehe [63]). Dabei werden die Werte der Übersättigung der letzten Zeitschritte gespeichert und mit der Brownschen quadratischen exponentiellen Glättungsmethode [64] wird der neue Wert vorhergesagt. Diese Methode ist effizienter und genauer als eine analytische Methode [63].

5.2.3. Kinematik

Das Luftpaket steigt mit einer konstanten vertikalen Geschwindigkeit u_z auf. Für stratiforme Wolken ist der turbulente Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung von Bedeutung [15]. Zu dessen Berechnung wird die turbulente Bewegung der Wolkentröpfchen als Zufallsbewegung („random walk“) behandelt, bei dem die untere und die obere Wolkengrenze absorbierende Barrieren darstellen (siehe [65, 66]). Jedes Tröpfchen das über eine der Grenzen transportiert wird ist für die Wolke verloren, wird aber durch ein unaktiviertes Tröpfchen mit dem selben Kondensationskern und dem selben Anteil an schwarzem Kohlenstoff ersetzt. Der Flüssigwassergehalt der Wolke ändert sich also durch diese turbulente Diffusion aber die Tröpfchenanzahl, die Aerosolmasse

und die Masse an schwarzem Kohlenstoff bleiben konstant. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tröpfchen nach einer Zeit t noch in der Wolke verbleibt ist [65]:

$$P(t) = \operatorname{erf}(x) + \sum_i (-1)^i \cdot \left(\operatorname{erf}(2i + 1) \cdot x - \operatorname{erf}(2i - 1) \cdot x \right) \quad (5.12)$$

mit

$$x = \frac{z_0}{\sqrt{4D_e t}}, \quad (5.13)$$

D_e ist der turbulente Diffusionskoeffizient, $\pm z_0$ sind die obere bzw. untere Grenze der Wolke, t ist die Verweildauer in der Wolke und $\operatorname{erf}(x)$ ist die Fehlerfunktion. Es wird angenommen, dass die Halbwertszeit λ für alle Tröpfchen gleich lang ist mit $P(\lambda) = 0,5$ und $x = 0,81$. Die Halbwertszeit wird mit der Formel von [67] abgeschätzt:

$$2\sigma_p^2 = 0,08^2(u \cdot t)^{1.75}, \quad (5.14)$$

σ_p ist die Standardabweichung von Rauchpartikeln von ihrem mittleren Weg in einer Rauchwolke und u ist die horizontale Windgeschwindigkeit. Die Halbwertszeit der Tröpfchen hängt also von der Dicke der Wolke und der Windgeschwindigkeit ab. Für eine 300 m dicke Stratuswolke, $2\sigma_p = 300$ m und einer Windgeschwindigkeit $u = 5,5$ m/s ergibt sich eine Halbwertszeit λ von ca. 1500 s.

5.2.4. Mikrophysikalische Prozesse

Das Wachstumsmodell beinhaltet die mikrophysikalischen Prozesse der Nukleation, des diffusiven Wachstums, der Koagulation und der Strahlungseinflüsse auf das Wachstum.

Nukleation

Hygroskopische Partikel wie Ammoniumsulfatpartikel wachsen in der Atmosphäre durch Diffusion an, auch wenn die Sättigung der Atmosphäre unterhalb der kritischen Übersättigung liegt. Die Partikel können bis zu einer Größe anwachsen die ihrer Gleichgewichtsgröße laut der Köhlertheorie entspricht (siehe Unterkapitel 3.1). Sehr große Partikel wachsen aber sehr langsam und können Tage brauchen bis sie ihre Gleichgewichtsgröße erreicht haben. [68] entwickelten eine Parametrisierung des Radius r_k dieser Partikel

anhand der vertikalen Geschwindigkeit der Luft u_z . Wenn der Partikelradius kleiner als der kritische Kondensationskernradius $r_k < r_k^*$ ist, mit

$$r_k^* = 0,09 \cdot u_z^{-0,16} \quad (5.15)$$

haben die Partikel ihren Gleichgewichtsradius der Köhlertheorie. Für $r_k > r_k^*$ gilt:

$$r_k = k \cdot r_{k0} \quad (5.16)$$

mit:

$$k = 5,8 \cdot u_z^{-0,12} \cdot r_k^{-0,214} \quad (5.17)$$

(siehe auch [69]). Dies ist leicht zu verstehen. Je größer die Auftriebsgeschwindigkeit der Luft ist, desto weniger Zeit haben die Partikel um anzuwachsen und größere Partikel wachsen langsamer als kleinere.

Wachstum durch Diffusion

Für das Wachstum durch Diffusion wird die Kondensations- und Verdampfungsgleichung gelöst:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{B'}{r} \cdot \left(s_{D,W} - \frac{\alpha}{r} + \frac{\beta}{r^3} - \gamma \cdot Q_{abs} \cdot S \cdot r \right) \quad (5.18)$$

(siehe Unterkapitel 3.1). Das Wachstum der Tröpfchen ist also verkehrt proportional zu ihrem Radius. Tröpfchen die gerade aktiviert wurden, wachsen sehr rasch an und deshalb muss die Berechnung ihres Wachstums in kleine Zeitschritte unterteilt werden. Für größere Tröpfchen können größere Zeitschritte gewählt werden. Eine Möglichkeit die Kondensations- und Verdampfungsgleichung effizient zu lösen ist es also, den Zeitschritt je nach Tröpfchengröße zu variieren. Eine andere Möglichkeit, die von [70] gewählt wurde, ist es das Wachstums des Tröpfchendurchmessers während eines Rechenschritts auf einen gewissen Prozentsatz einzuschränken und daraus die Dauer des Zeitschritts zu berechnen.

Für einen kleinen Zeitschritt δt ist die Änderung im Tröpfchenradius δr gegeben durch:

$$\delta r = \overline{\left(\frac{dr}{dt}\right)} \delta t, \quad (5.19)$$

wo $\overline{(dr/dt)}$ die mittlere Änderungsrate von r während δt ist. Mit dem Mittelwertsatz für Integrale [71] ergibt sich folgende Näherung:

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{dr}{dt}\right)} &= \frac{\int_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{dt} dr}{\int_{r_0}^{r_1} dr} = \frac{B'}{\delta r} \left[s_{D,W} \cdot \ln \frac{r_1}{r_0} + \alpha \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0} \right) - \frac{\beta}{3} \cdot \left(\frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{r_0^3} \right) \right. \\ &\quad \left. - \gamma \cdot Q_{abs} \cdot S \cdot (r_1 - r_0) \right] = \frac{B^*}{\delta r}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Damit gilt:

$$\delta t \approx \frac{(\delta r)^2}{B^*}. \quad (5.21)$$

Wenn δr jetzt auf einen fixen, kleinen Wert beschränkt wird, kann mit Gl. 5.21 der Zeitschritt berechnet werden. Der Zeitschritt für das ganze Modell kann somit größer gewählt werden, da dieser für die Kondensations- und Verdampfungsgleichung je nach Wachstumsgeschwindigkeit des Tröpfchens in mehrere Teilschritte unterteilt werden kann.

Um die numerische Dispersion bei der Berechnung der Koagulation klein zu halten wird die Methode der Erhaltung der Momente verwendet (siehe nächstes Unterkapitel). Deshalb müssen nach jedem Rechenschritt des Wachstums durch Diffusion die Momente der Größenverteilungen innerhalb aller Größenklassen aktualisiert werden. Durch Kondensationswachstum verschiebt sich die rechteckige Verteilung zu größeren Volumina hin und durch Verdampfung zu kleineren. Dabei kann es sein, dass ein Teil oder die ganze Verteilung in eine benachbarte Größenklasse wandert. Der Anteil von C der Größenklasse J der in die Größenklasse $J + 1$ wandert ist:

$$f^* = (F + \sigma + 0,5 \cdot R - 0,5) / R, \quad (5.22)$$

wo $\sigma = \Delta j$ das Wachstum durch Diffusion auf der j -Skala ist (C , F und R sind in Unterkapitel 5.2.1 definiert). Für $f^* \leq 0$ bleibt die Verteilung in der Größenklasse J und nur $F_J = F + \sigma$ ändert sich. In der Größenklasse J bleiben:

$$C_J = (1 - f^*) \cdot C, \quad (5.23)$$

$$F_J = (1 - (1 - f^*) \cdot R)/2, \quad (5.24)$$

$$R_J = (1 - f^*) \cdot R. \quad (5.25)$$

Für $0 < f^* < 1$ wird ein Teil in die $J + 1$ Größenklasse transportiert, dies wird durch den Index t angezeigt. Die Steigung in Größenklasse $J + 1$ ist steiler als in J , darum muss die Breite R mit einem Faktor $1/\gamma$ korrigiert werden:

$$C_{tJ+1} = f^* \cdot C, \quad (5.26)$$

$$F_{tJ+1} = (f^* \cdot R/\gamma - 1)/2, \quad (5.27)$$

$$R_{tJ+1} = f^* \cdot R/\gamma. \quad (5.28)$$

Für $f^* > 1$ wird die ganze Verteilung in die $J + 1$ Größenklasse transportiert:

$$C_J = 0, \quad (5.29)$$

$$F_J = 0, \quad (5.30)$$

$$R_J = 1^3, \quad (5.31)$$

$$C_{tJ+1} = C, \quad (5.32)$$

$$F_{tJ+1} = (F + \sigma - 0,5)/\gamma - 0,5, \quad (5.33)$$

$$R_{tJ+1} = R/\gamma. \quad (5.34)$$

Ähnliche Gleichungen finden für die Verdampfung Anwendung, wenn ein Teil oder alle Tröpfchen in die nächstkleinere Größenklasse wandern (siehe Anhang C).

Während der Simulation werden einige der Aerosolpartikel aktiviert und wachsen rasch zu Wolkentropfen an. Die nichtaktivierten Partikel behalten ihren Gleichgewichtsdurchmesser laut der Köhlertheorie bei. Sie bilden die interstitiellen Aerosolpartikel, die mit den Wolkentropfen koagulieren können.

³Aus numerischen Gründen wird $R_J \neq 0$ gesetzt. Da $C_J = 0$ ist, befinden sich aber keine Partikel in Größenklasse J .

Koagulation

Es werden die Gleichungen für kontinuierliche und stochastische Koagulation gelöst. Solange sehr große mit sehr kleinen Tröpfchen koagulieren, genügt die kontinuierliche Koagulation. Für ähnlich große Tröpfchen muss die stochastische Koagulationsgleichung gelöst werden (siehe Unterkapitel 3.2.2). Würde nur die stochastische Koagulation Verwendung finden, könnte es zu negativen Anzahlkonzentrationen in den Größenklassen kommen. Die Abnahme der Anzahlkonzentration innerhalb einer Größenklasse durch stochastische Koagulation hängt von den Anzahlkonzentrationen der beteiligten Größenklassen, dem Koagulationskern und dem Zeitschritt ab. Wenn sehr viele kleine Tröpfchen mit sehr wenigen, aber großen Tröpfchen koagulieren, ist die Koagulationswahrscheinlichkeit hoch und es könnte zu unphysikalischen, negativen Anzahlkonzentrationen in einer oder mehreren Größenklassen kommen. Dies wäre nur durch einen sehr kleinen Zeitschritt zu verhindern, der die Simulation sehr stark verlangsamen würde. Durch die Verwendung von kontinuierlicher Koagulation kann ein größerer Zeitschritt gewählt werden.

Es werden die Gleichungen für multivariate Koagulation gelöst. Jedes Tröpfchen hat zwei Eigenschaften: das Volumen des Tröpfchens und die Größe des Kondensationskerns⁴ bzw. den Anteil an schwarzem Kohlenstoff. Einerseits koagulieren die Tröpfchen miteinander, wodurch sich die Anzahlkonzentrationen in den Größenklassen der Tröpfchen ändern bzw. neue Tröpfchen entstehen, die in ihrer Größe entsprechende Größenklassen gegeben werden. Andererseits verbinden sich auch die Kondensationskerne der Tröpfchen bei der Koagulation miteinander und die neu entstandenen, größeren Kondensationskerne kommen in Größenklassen für die Kondensationskerne die der Größe der neuen Kondensationskerne entsprechen.

Multivariate Koagulation ist nur mit einer relativ geringen Anzahl an Größenklassen für die Tröpfchen und die Kondensationskerne in vernünftiger Zeit lösbar. Um numerische Dispersion durch die geringe Anzahl der Größenklassen zu verhindern wird die Methode der Erhaltung der Momente verwendet (siehe [61, 72, 73]). Bei der hier verwendeten Implementation nach [61] wird die Größenverteilung der Tröpfchen innerhalb

⁴Die wasserlöslichen Teile des Kondensationskerns lösen sich nach der Nukleation im Tröpfchen auf. Mit der Größe des Kondensationskerns ist hier die Summe der Volumina des wasserlöslichen und des wasserunlöslichen Anteils des ursprünglichen Kondensationskerns gemeint.

einer Größenklasse durch eine rechteckige Verteilung beschrieben. Von diesen Verteilungen werden das 0., 1. und 2. Moment gespeichert: die gesamte Anzahlkonzentration, der Abstand des Zentrums der Verteilung vom Zentrum der Größenklasse und die Breite der Verteilung. In jedem Zeitschritt müssen die Momente nach den Rechnungen für das Wachstum durch Diffusion und die Koagulation aktualisiert werden. Dafür werden die Moment-erhaltenden Gleichungen von [72] verwendet:

$$C^{t+1} = C^t + C_n, \quad (5.35)$$

$$F^{t+1} = C^t \cdot F^t + C_n \cdot F_n, \quad (5.36)$$

$$\begin{aligned} C^{t+1} \cdot (R^2)^{t+1} &= C^t [(R^2)^t + 12 \cdot (F^{t+1} - F^t)^2] + \\ &C_n [(R^2)_n + 12 \cdot (F^{t+1} - F_n)^2], \end{aligned} \quad (5.37)$$

wo der Index t den Wert der Momente zum Zeitpunkt t bezeichnet und der Index n die zur Größenklasse neu hinzugekommenen Tröpfchen. Bei der stochastischen Koagulation entsteht eine neue rechteckige Verteilung mit einem mittleren Volumen $v_{m,n}$ und einer Breite R_n . Diese sind durch folgende Gleichungen gegeben:

$$v_{m,n} = v_{m,1} + v_{m,2}, \quad (5.38)$$

$$R_n^2 = R_1^2 / \gamma^{(J_n - J_1)} + R_2^2 / \gamma^{(J_n - J_2)}, \quad (5.39)$$

wo $v_{m,1}$, $v_{m,2}$, R_1 und R_2 die mittleren Volumina und Breiten der Verteilungen der beiden beteiligten Größenklassen sind.

Für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Partikel als umhüllte Kugeln wird angenommen, dass sich der schwarze Kohlenstoff als fester, sphärischer Kern in den Partikeln befindet. Durch Koagulation können sich diese sphärischen Kerne zu neuen, größeren Kernen verbinden. Diese werden wiederum als sphärisch angenommen.

Strahlungseinflüsse durch Absorption auf das Wachstum

Der Einfluss von kurzwelliger Sonnenstrahlung und langwelliger, thermischer Strahlung auf des Wachstum der Wolkentröpfchen wird berücksichtigt (siehe Unterkapitel 3.1). Der

Strahlungseinfluss liefert einen zusätzlichen Term in der Kondensations- und Verdampfungsgleichung. Zu deren Lösung muss darum die Absorptionseffizienz Q_{abs} für jedes Tröpfchen in jedem Zeitschritt bekannt sein. Da eine Berechnung mit einer Mieroutine in jedem Zeitschritt zuviel Rechenzeit beanspruchen würde, wird eine Mie-Tabelle verwendet. In ihr sind die Absorptionseffizienzen für Tröpfchen mit verschiedenen Größen und verschieden großem Anteil an schwarzem Kohlenstoff gespeichert. Für Tröpfchen deren Größe oder deren Anteil an schwarzem Kohlenstoff zwischen den gespeicherten Werten liegen, wird zwischen den benachbarten Werten linear interpoliert.

Weiters muss man die kurzwelligen und langwelligen Strahlungsflüsse kennen. Dazu wird die Strahlungstransfergleichung mit der gerade berechneten Tröpfchenverteilung gelöst. Diese Berechnung erfolgt alle 10 Sekunden und nicht in jedem Zeitschritt, da die Berechnung sehr zeitintensiv ist und der Fehler der dadurch gemacht wird sehr klein ist, wie Testrechnungen gezeigt haben.

5.2.5. Ein- und Ausgabeparameter des Wachstumsmodells

Alle Werte werden, wenn nicht anders angegeben, in SI-Einheiten berechnet.

Eingabeparameter Als Eingabeparameter für das Wachstumsmodell dienen die gemessenen trockenen Aerosolverteilungen. Die Anzahlgrößenverteilung des gesamten Aerosols wird direkt eingelesen. Für den schwarzen Kohlenstoff werden die Parameter der log-Normalverteilungen übernommen und der EC-Anteil der Partikel berechnet. Datum und Uhrzeit der Wolke werden für die Berechnung des Strahlungseinflusses auf das diffusive Wachstum eingelesen. Die vertikale Verteilung von Temperatur, Druck und den atmosphärischen Gasen, die Eigenschaften der Erdoberfläche und Angaben über die Wolke werden über eine Definitionsdatei an das Strahlungstransferprogramm übergeben.

Ausgabeparameter Zu Beginn wird die Größenverteilung des feuchten Aerosols (durch Nukleation) in eine Datei ausgegeben.

Während der Simulation wird für bestimmte Werte des Flüssigwassergehalts der Wolke, die Anzahlgrößenverteilung der Wolkentröpfchen, die Größe der Kondensationskerne der Wolkentröpfchen, deren Volumsanteil an schwarzem Kohlenstoff sowie die Momente der Tröpfchengrößenklassen in Dateien geschrieben. Für jeden Flüssigwassergehalt gibt es eine Datei. Alle Dateien zusammen bilden eine Datenbank mit Tröpfchengrößenverteilungen für verschiedene Flüssigwassergehalte.

Am Ende der Wachstumssimulation wird der zeitliche Verlauf der Konzentrationen der gesamten Partikel (Tröpfchen und interstitielle Partikel), der aktivierten Tröpfchen und der großen Tröpfchen (mit einem Durchmesser $\geq 10 \mu\text{m}$) ausgegeben. Der zeitliche Verlauf der Umgebungsvariablen wie Druck, Temperatur, Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf usw. werden ebenfalls in eine Datei geschrieben.

5.3. Verbindung von Wachstumsmodell und Strahlungstransferprogramm

Als Ausgangspunkt der Simulation dienen die gemessenen, trockenen Aerosolverteilungen. Sie sind die Eingabe für das Wachstumsmodell. Der Flüssigwassergehalt der simulierten Wolke nimmt während der Simulation ständig zu, da während des Aufstiegs des Wolkenpakets laufend mehr Wasserdampf für die Kondensation zur Verfügung steht. Die Wolkenröpfchenverteilungen werden für diese verschiedenen Werte des Flüssigwassergehalts in einer Datenbank gespeichert.

Während der Messkampagne wurde laufend der Flüssigwassergehalt der realen Wolken gemessen. Für jeden Wert des Flüssigwassergehalts dieser Wolken hat man somit eine zugehörige Wolkenröpfchenverteilung aus dem Wachstumsmodell. Das Strahlungstransfermodell liest den gemessenen Verlauf des Flüssigwassergehalts ein und aus der Datenbank der Wolkenröpfchenverteilungen die entsprechenden Größenverteilungen. Mit dieser Eingabe wird der Strahlungsantrieb der Wolke berechnet.

5.4. Strahlungstransfermodell

Das Strahlungstransfermodell besteht aus zwei Teilen. Zuerst werden mittels Mietheorie die Einzelstreuparameter berechnet und dann wird mit dem Strahlungstransferprogramm Streamer der Nettostrahlungsfluss in Höhe der Tropopause berechnet.

5.4.1. Einzelstreuparameter der Wolkenröpfchen

Für die Lösung der Strahlungstransfergleichung muss man die Einzelstreuparameter der Wolkenröpfchen aus der Mietheorie kennen (siehe Unterkapitel 3.3). Die notwendigen

Einzelstreuparameter sind die Absorptions- und die Streueffizienz und der Asymmetrieparameter. Daraus können die optische Dicke der Wolke und die Einzelstreualbedo berechnet werden. Die Berechnung erfolgt für 60 verschiedene Wellenlängen. Dazu werden erweiterte Versionen der Mieroutinen BHMIE und BHCOAT von [31] verwendet. Die erweiterten Versionen berechnen auch den Asymmetrieparameter. Die Erweiterung der Mieroutine BHMIE stammt von Bruce T. Draine von der Princeton University. BHCOAT wurde für die vorliegende Arbeit ergänzt.

Für die Berechnung der Einzelstreuparameter wird der Anteil an schwarzem Kohlenstoff in den Tröpfchen auf verschiedene Arten berücksichtigt. Die Einzelstreuparameter werden für Volumsmischung, umhüllte Kugeln, die „effektives Medium“-Näherung und reine Wassertröpfchen berechnet (siehe Unterkapitel 3.3.5). Die dazu notwendigen Brechungsindizes für die 60 verwendeten Wellenlängen stammen aus dem Modell von [47], das die Basis für das weitverbreitete OPAC Modell ist [48] (die wellenlängenabhängigen Brechungsindizes finden sich in Anhang B).

Für jede Wellenlänge müssen die Einzelstreuparameter aller Tröpfchen gemittelt bzw. addiert werden. Dies geschieht unter der Annahme von Einfachstreuung. Der Asymmetrieparameter wird, mit dem Streukoeffizienten k_{streu} gewichtet, über alle Tröpfchen gemittelt (siehe [74]):

$$g = \frac{\sum_i g_i \cdot k_{streu,i}}{\sum_i k_{streu,i}}. \quad (5.40)$$

Der Absorptions- und Streukoeffizient der Wolke ist einfach die Summe über die Absorptions- und Streukoeffizienten der Wolkentröpfchen.

5.4.2. Strahlungstransferprogramm - Streamer

Zur Berechnung des Strahlungsantriebs muss die Strahlungstransfergleichung gelöst werden (siehe Unterkapitel 3.4.1). Dafür wird das frei erhältliche Programm Streamer [75] verwendet, das am National Environmental Satellite, Data, and Information Service (NESDIS) der National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) entwickelt wurde. Streamer berechnet den Strahlungstransfer durch die gesamte Atmosphäre und verwendet zur Lösung der Strahlungstransfergleichung das Programm DISORT

[76, 77, 78] oder ein two-stream-Verfahren [79].

Streamer bietet einige Vorzüge. Es können Flüsse und Intensitäten berechnet werden, sowohl für kurzwellige Sonnenstrahlung als auch für langwellige, thermische Strahlung. Dafür stehen 24 Frequenzbänder für den kurzwelligen Bereich und 105 Bänder für den langwelligen Bereich zur Verfügung. Die Absorption der Strahlung durch atmosphärische Gase ist parametrisiert und die Skalenhöhe der einzelnen Gase kann verändert werden. Es stehen verschiedene atmosphärische Profile und Eigenschaften der Erdoberfläche zur Verfügung aber es kann auch ein Wert für die Albedo der Erdoberfläche angegeben werden. Es können eine oder mehrere Wolken in verschiedenen Höhen und mit verschiedenen Eigenschaften für eine sogenannte „Szene“ angegeben werden.

Zur Lösung der Strahlungstransfergleichung stehen zwei Programme zur Verfügung. DISORT kann bis 48-streams (Zenitwinkel) berechnen und liefert daher sehr genaue Ergebnisse, ist aber etwas langsam. Das two-stream-Verfahren von [79] ist wesentlich schneller und liefert Ergebnisse, die nur für kleine Zenitwinkel und dünne Wolken größere Fehler im kurzwelligen Bereich aufweisen.

Streamer wurde für diese Arbeit zur Berechnung des indirekten Effekts angepasst. Die mit den Mieroutinen berechneten Einzelstreuparameter werden nun automatisch in das Programm eingelesen. Weiters können viele Parameter wie Datum und Uhrzeit der Wolke oder die Albedo der Erdoberfläche direkt an Streamer übergeben werden. Für die Berechnung des Strahlungseinflusses auf das Wachstum der Wolkentröpfchen muss man die Flüsse der kurzwelligen und langwelligen Strahlung in der Höhe der Wolke kennen. Diese werden mittels Streamer berechnet und nun direkt an das Wachstumsmodell übergeben. Streamer verwendet intern andere Wellenlängen als die, die für die Berechnung der Einzelstreuparameter Verwendung finden (siehe Abb. 5.3). Deshalb müssen die Strahlungsflüsse die von Streamer ausgegeben werden an die Wellenlängen für die Berechnung der Einzelstreuparameter im Wachstumsmodell angepasst werden.

Die Anpassung erfolgt folgendermaßen:

Für ein Wellenlängenintervall $\lambda_{j+1,WM} - \lambda_{j,WM}$ des Wachstumsmodells, wird zunächst der Strahlungsfluss von Streamer bei der Wellenlänge $\lambda_{j,WM}$ genommen. Beginnen in

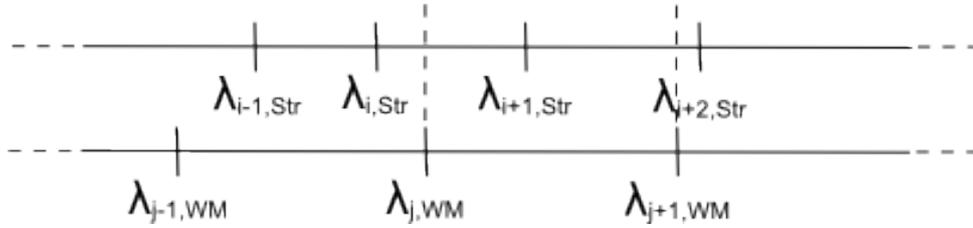


Abbildung 5.3.: Streamer und das Wachstumsmodell verwenden verschiedene Wellenlängenintervalle.

diesem Intervall ein oder mehrere neue Wellenlängenintervalle von Streamer, ändert sich der Strahlungsfluss an der entsprechenden Wellenlänge. Dies wird bis zur Wellenlänge $\lambda_{j+1,WM}$ fortgesetzt. Der Strahlungsfluss im Wellenlängenintervall $\lambda_{j+1,WM} - \lambda_{j,WM}$ ergibt sich als mit den entsprechenden Intervallbreiten gewichteter Mittelwert der Strahlungsflüsse. Damit bleibt der gesamte Strahlungsfluss über das gesamte Wellenlängenspektrum erhalten.

Im folgenden wird die Funktionsweise von Streamer beschrieben. Die Informationen stammen aus dem Handbuch für Streamer [75],

(<http://stratus.ssec.wisc.edu/streamer/documentation.html>). Zuerst werden alle Funktionen die Streamer bietet dargestellt und dann wird erläutert welche der Funktionen und Parameter für diese Arbeit verwendet wurden. Wenn Funktionen oder Parameter des Programms für diese Arbeit geändert wurden, wird dies explizit angegeben, ansonsten handelt es sich um Standardfunktionen oder -parameter.

Atmosphärische Gase

Die Gasdaten stammen aus [80]. Die Absorption wird mit dem exponentiellen Summen-Fit für Transmissionen (ESFT) bestimmt. Bei dieser Technik werden in einem Frequenzbereich die Absorptionslinien durch die Summe über mehrere Exponentialfunktionen parametrisiert:

$$T_{\Delta\nu}(am) = \sum_i a_i \cdot e^{-k_i \cdot am_i}, \quad (5.41)$$

$T_{\Delta\nu}$ ist die Transmission in einem Frequenzbereich $\Delta\nu$, a_i sind Gewichte, k_i Absorptionskoeffizienten und am_i sind die Mengen an absorbierendem Gas i .

Vier Gase werden in Streamer parametrisiert: Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon und Sauerstoff. Deren jeweilige Menge und Verteilung in der Atmosphäre kann über Eingabeparameter variiert werden. Der Kohlendioxidgehalt liegt standardmäßig bei 355 ppm.

In Tab. 5.1 ist das atmosphärische Profil dargestellt, das für die Berechnungen mit Streamer verwendet wurden. Es entspricht dem eingebauten Profil „Winter in gemäßigten Breiten“ (siehe Unterkapitel 5.4.2) und wurde für diese Arbeit an die Höhe der Messstätte (ca. 1600 m ü.d.M.) angepasst. Die Werte der sonstigen Gase wie CO_2 , O_2 usw. und die Aerosol-Extinktionskoeffizienten wurden von dem eingebauten Profil übernommen.

Solare Einstrahlung

Der gesamte Fluss der Sonneneinstrahlung im kurzwelligen Bereich ($0,28 - 4 \mu\text{m}$) beträgt in Streamer $1354,2 \text{ W/m}^2$. Dies ist der Fluss an der Obergrenze der Atmosphäre (TOA). Wäre der kurzwellige Bereich größer gewählt, würde dieser Wert näher an der Solarkonstante $S_0 = 1375 \pm 5 \text{ W/m}^2$ liegen. Der angegebene Fluss entspricht dem gesamten Fluss der Sonneneinstrahlung im kurzwelligen Bereich für die mittlere Distanz (eine astronomische Einheit) zwischen Sonne und Erde. Je nach Datum der Wolke ändert sich die Distanz zwischen Sonne und Erde und der Fluss wird von Streamer automatisch angepasst.

Optische Eigenschaften der Wolken

Mit Streamer kann der Strahlungsfluss berechnet werden wenn sich Wolken in der Atmosphäre befinden. Dazu stehen Standardwerte für die optischen Eigenschaften von Wasser- und Eiswolken zur Verfügung. Die optischen Eigenschaften der Wasserwolken in Streamer stammen von [81] und die optischen Eigenschaften der Eiswolken von [82] und [83]. Diese Eigenschaften werden aber in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet, denn die optischen Eigenschaften der Wolken können als Parameter an Streamer übergeben werden. Es werden die optischen Eigenschaften verwendet, die mittels Mieroutinen für die Wolkentröpfchenverteilungen der Wolken auf der Rax berechnet wurden (siehe Unterkapitel 5.4.1). Die Wolkentröpfchenverteilungen wurden mit dem Wachstumsmodell berechnet sind und in einer Datenbank abgespeichert.

Höhe (km)	Druck (mbar)	Temperatur (K)	Wasserdampf (g/m ³)	Ozon (g/m ³)	Aerosol - Extinktionskoeffizient (1/km)
100.00	0.00000	211.100	0.000000000	0.000000000	0.000000000
70.00	0.05000	230.900	0.000000000	0.0000001000	0.000000000
50.00	0.68000	265.600	0.000004000	0.0000043000	0.000001000
45.00	1.29000	258.900	0.000007000	0.0000130000	0.000002000
40.00	2.53000	244.000	0.000015000	0.0000410000	0.000005000
35.00	5.18000	227.900	0.000032000	0.0000920000	0.000010000
30.00	11.10000	217.300	0.000071000	0.0001900000	0.000041000
25.00	24.30000	215.400	0.000157000	0.0003400000	0.000081000
20.00	53.70000	215.200	0.000304000	0.0004500000	0.000366000
15.00	117.80000	217.200	0.000764000	0.0003400000	0.000245000
14.00	137.80000	217.700	0.001130000	0.0003200000	0.000275000
13.00	161.00000	218.200	0.001720000	0.0003000000	0.000321000
12.00	188.20000	218.700	0.002720000	0.0002600000	0.000398000
11.00	219.90000	219.200	0.004440000	0.0002100000	0.000496000
10.00	256.80000	220.600	0.007657977	0.0001633700	0.000722913
9.20	290.72000	224.600	0.016674036	0.0001250550	0.001178646
8.40	328.06000	229.200	0.037211682	0.0000956872	0.002226322
7.50	374.45000	234.600	0.092920615	0.0000834876	0.004197149
6.70	419.93000	239.400	0.208905136	0.0000707404	0.005294474
5.80	476.42000	244.800	0.425772327	0.0000653301	0.006514992
5.00	531.30000	249.600	0.791737364	0.0000562248	0.007271362
4.10	599.53000	255.150	1.355470545	0.0000572569	0.010599546
3.30	665.03000	260.000	2.141230909	0.0000582891	0.019216358
2.40	746.66000	263.800	3.026590909	0.0000653744	0.031215048
1.90	795.54750	265.550	3.829315341	0.0000707041	0.011705643
1.89	796.52525	265.585	3.845369830	0.0000708107	0.011315455
1.60	824.88000	266.600	4.310950000	0.0000739020	0.000000000

Tabelle 5.1.: Das atmosphärische Profil, das für die Berechnung der Strahlungsflüsse verwendet wurde.

Aerosol

Für die Aerosolverteilung außerhalb der Wolke stehen bei Streamer 6 verschiedene Modelle zur Verfügung:

1. troposphärisches Aerosol
2. Hintergrundaerosol
3. städtisches Aerosol
4. maritimes Aerosol
5. arktischer Dunst („arctic haze“)
6. Rauch

Für die Berechnungen der Strahlungsflüsse wurde das Modell „Hintergrundaerosol“ verwendet. Die vertikale Aerosolkonzentration außerhalb der Wolke wird in Streamer durch eines von vier Standardprofilen beschrieben. Diese Profile sind eine Kombination zweier unterschiedlicher Aerosolkonzentrationen in der Troposphäre und der Stratosphäre:

1. troposphärisches Hintergrundaerosol mit 50 km Sichtweite; stratosphärisches Hintergrundaerosol
2. hohe troposphärische Aerosolkonzentration mit 5 km Sichtweite in 0-2 km Höhe und 23 km Sichtweite in 2-10 km Höhe; stratosphärisches Hintergrundaerosol
3. troposphärisches Hintergrundaerosol; hohe, vulkanische stratosphärische Aerosolkonzentration
4. hohe troposphärische Aerosolkonzentration; hohe, vulkanische stratosphärische Aerosolkonzentration

Profil Nr. 1 wurde für die Berechnungen der Strahlungsflüsse verwendet. Die optischen Eigenschaften der Aerosolpartikel wurden aus den Standardmodellen und -profilen von Streamer übernommen und stammen aus LOWTRAN-7 [84] und [85] und aus Berechnungen mit dem Mie-Code von [86].

DISORT

DISORT steht für „Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium“. Die Strahlungstransfergleichung wird für bis zu 48-streams (Zenitwinkel) für die planparallele Atmosphäre gelöst, obwohl meist weit weniger streams erforderlich sind. DISORT wird in mehreren atmosphärischen Strahlungstransferprogrammen verwendet.

Profile für die Atmosphäre und die Erdoberfläche

Die vertikale Verteilung von Druck, Temperatur und atmosphärischen Gasen können in Streamer selbst angegeben werden, oder man wählt eines der Standardprofile:

1. tropisch
2. Sommer in gemäßigten Breiten
3. Winter in gemäßigten Breiten
4. subpolarer Sommer
5. subpolarer Winter
6. arktischer Sommer
7. arktischer Winter

Die Standardprofile basieren auf Daten von [87] und von arktischen Beobachtungsstationen. Für die Berechnungen für diese Arbeit wurde Profil Nr. 3 an die Höhe der Messstätte (ca. 1600 m ü.d.M.) angepasst.

Für die Albedo der Erdoberfläche stehen 12 verschiedene Oberflächentypen zur Auswahl, die auch miteinander gemischt werden können:

1. Meerwasser [88]
2. Süßwasser
3. ein Schmelzgebiet auf Meereis [88]
4. schmelzender Schnee (große Körnung, etwas Ruß)
5. frischer Schnee (kleine Körnung, etwas Ruß)
6. Meereis [89]
7. trockener Sand [90]
8. Vegetation [90]
9. Gras [90]
10. trockenes Gras [90]
11. Laubwald [90]

12. Nadelwald [90]

Die Albedo der Erdoberfläche bzw. ein Oberflächenprofil können aber auch direkt angegeben werden.

Für diese Arbeit wurde frischer Schnee (Profil Nr. 5) als Oberflächentyp verwendet. Für die Berechnungen der Strahlungsflüsse in dieser Arbeit wird die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche variiert (siehe Unterkapitel 7.2). Für jede angegebene Albedo skaliert Streamer intern die Albedos je Wellenlänge des gewählten Oberflächentyps, sodass die Albedo für den gesamten sichtbaren Spektralbereich der angegebenen Albedo entspricht.

Ein- und Ausgabeparameter

Alle Werte werden, wenn nicht anders angegeben, in SI-Einheiten berechnet.

Eingabeparameter Der zeitliche Verlauf des Flüssigwassergehalts dient als Eingabe für das Strahlungsmodell. Je nach Flüssigwassergehalt wird dann die zugehörige Tröpfchengrößenverteilung (mit dem selben Flüssigwassergehalt), die mit dem Wachstumsmodell berechnet wurde, eingelesen. Die vertikale Verteilung von Temperatur, Druck und den atmosphärischen Gasen, die Eigenschaften der Erdoberfläche und Angaben über die Wolke werden über eine Definitionsdatei an Streamer übergeben.

Ausgabeparameter Das Strahlungsmodell gibt den zeitlichen Verlauf des Nettoflusses in der Höhe der Tropopause, sowie an der Obergrenze der Atmosphäre („TOA“) aus. Zusätzlich wird der zeitliche Verlauf des effektiven Tröpfchendurchmessers und die optische Dicke ausgegeben. Die optische Dicke wird für $0,71 \mu\text{m}$ ausgegeben, da die solare Einstrahlung dort ihren Medianwert hat [91].

6. Tests der Modelle

6.1. Tests des Wachstumsmodells

Das Wachstumsmodell liefert eine Reihe von Tröpfchengrößenverteilungen die für jede Berechnung in einer eigenen Datenbank gespeichert werden. Die Ergebnisse für zwei oder mehr Testrechnungen mit dem Wachstumsmodell werden auf zwei Arten miteinander verglichen.

Zum einen wird für jede Tröpfchengrößenverteilung aus den Datenbanken die Gesamtanzahl (N), die Gesamtquerschnittsfläche (Fl_{ges}), der Flüssigwassergehalt (FWG), das gesamte Volumen der ursprünglichen Kondensationskerne ($V_{K_{ges}}$) und die gesamte EC-Masse berechnet ($M_{EC_{ges}}$):

$$N = \sum_{\text{Größe(enklassen)}} n, \quad (6.1)$$

$$Fl_{ges} = \sum_{\text{Größe(enklassen)}} n \frac{\pi}{4} d^2, \quad (6.2)$$

$$\text{FWG} = \sum_{\text{Größe(enklassen)}} n \frac{\pi}{6} (\rho_w v_W - \rho_{EC} v_{EC}), \quad (6.3)$$

$$V_{K_{ges}} = \sum_{\text{Größe(enklassen)}} n \cdot v_k, \quad (6.4)$$

$$M_{EC_{ges}} = \sum_{\text{Größe(enklassen)}} n \frac{\pi}{6} \rho_{EC} v_{EC}. \quad (6.5)$$

Diese Werte ergeben zusammen die Testgrößen und werden für jede Tröpfchengrößenverteilung der Testrechnungen miteinander verglichen. Dazu wird eine Testrechnung als Basis ausgewählt. Die Testgrößen der anderen Rechnungen werden durch die Testgrößen der Basis dividiert und von diesem Verhältnis wird Eins subtrahiert z.B:

$$\text{Abweichung in der Gesamtanzahl} = N/N_{\text{Basis}} - 1. \quad (6.6)$$

Diese Abweichungen von den Basis-Testgrößen werden zum Vergleich der Ergebnisse der Testrechnungen des Basismodells herangezogen. Die Abweichungen werden für jede Tröpfchengrößenverteilung aus der jeweiligen Datenbank berechnet und anschließend wird die maximale, minimale und durchschnittliche Abweichung, sowie die Standardabweichung σ der Abweichungen berechnet.

Um die Ergebnisse der Testrechnung noch auf eine andere Art zu vergleichen wird mit dem Strahlungstransfermodell der Nettostrahlungsfluss in Höhe der Tropopause für die jeweilige Testrechnung berechnet. Die Eingabegrößen des Strahlungstransfermodells sind die Tröpfchengrößenverteilungen der jeweiligen Testrechnung und der zeitliche Verlauf des Flüssigwassergehalts einer Wolke. Entweder wird ein kontinuierlich steigender Flüssigwassergehalt verwendet oder der gemessene, zeitliche Verlauf des Flüssigwassergehalts einer Wolke während der Rax-Messkampagnen wird für die Berechnung des Nettostrahlungsfluss herangezogen. Die Absolutwerte (W/m^2) der Nettostrahlungsflüsse der Testrechnungen werden miteinander verglichen bzw. es werden wie oben beschrieben Abweichungen berechnet (Testgrößen sind die optische Dicke der Wolke bei $0,71 \mu\text{m}$ Wellenlänge und der effektive Tröpfchendurchmesser). Für die Strahlungstransferrechnungen werden 25 Stützstellen je Größenklasse und 12 „streams“ verwendet.

6.1.1. Implementation des Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion

Für die Berechnung des Strahlungseinflusses auf das Wachstums durch Diffusion müssen zu jedem Zeitschritt die Strahlungsflüsse (vom Weltraum Richtung Erdoberfläche „downwelling“ und von der Erdoberfläche Richtung Weltraum „upwelling“) für sichtbares Licht und thermische Strahlung an der Unter- und Obergrenze der Wolke bekannt sein. Die Berechnung erfolgt mit Streamer. Diese Strahlungsrechnungen sind sehr rechenintensiv, deshalb wurden verschiedene Möglichkeiten getestet die Strahlungsrechnungen effizienter zu implementieren, ohne dass die Rechengenauigkeit zu sehr darunter leidet. Die vier getesteten Möglichkeiten sind:

1. Berechnung der Einzelstreuparameter und der Strahlungsflüsse zu jedem Zeitschritt mit 15 Stützstellen je Größenklasse der Tröpfchendurchmesser und 2 „stre-

- ams “ (Mittelung der Einzelstreuparameter über die Größenklassen der Kondensationskerndurchmesser); diese Implementation wird als Referenz verwendet
2. Berechnung der Einzelstreuparameter und der Strahlungsflüsse zu jeder 10. Sekunde mit 2 „streams “ (ohne Stützstellen; keine Mittelung über die Größenklassen der Kondensationskerndurchmesser)
 3. Berechnung der Einzelstreuparameter und der Strahlungsflüsse zu jeder 10. Sekunde mit 15 Stützstellen je Größenklasse der Tröpfchendurchmesser und 2 „streams “ (Mittelung über die Größenklassen der Kondensationskerndurchmesser)
 4. Berechnung der Strahlungsflüsse zu jedem Zeitschritt mit 2 „streams “ (ohne Stützstellen; keine Mittelung über die Größenklassen der Kondensationskerndurchmesser); die Einzelstreuparameter stammen aus einer Mietabelle (300 Klassen für die Tröpfchengröße, 300 Klassen für die Größe des EC-Kerns)

Die Ergebnisse der Testrechnungen werden mit der 1. Implementation verglichen. Dabei zeigt sich, dass die 2. und 3. Implementation ähnliche Ergebnisse liefern und die Ergebnisse der 4. Implementation um etwa eine Größenordnung genauer sind (siehe Tab. 6.1), aber dafür benötigt die 4. Implementation ca. 50 % mehr Rechenzeit als die 2. und 3. Implementation.

Implementation	N	Fl_{ges}	FWG
	σ	σ	σ
1.	0,0	0,0	0,0
2.	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
3.	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
4.	$4 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.1.: Vergleich der verschiedenen Strahlungsimplementationen im Wachstumsmodell. σ ist die Standardabweichung der Abweichungen (siehe vorhergehendes Unterkapitel). Die Abweichungen des gesamten Volumen der ursprünglichen Kondensationskerne ($V_{K_{ges}}$) und der gesamten EC-Masse ($M_{EC_{ges}}$) sind nur durch die Rechengenauigkeit der verwendeten Computer beschränkt und deshalb nicht aufgeführt.

Bei den Nettostrahlungsflüssen liefern sowohl die 2. und 3. als auch die 4. Implementation ähnliche Ergebnisse. Die Standardabweichung σ aller Abweichungen von der Referenzimplementation ist von der Größenordnung 10^{-4} .

Die 3. Implementation wurde für die weiteren Berechnungen ausgewählt, da sie einen akzeptablen Kompromiss zwischen Rechengenauigkeit und benötigter Rechenzeit darstellt.

6.1.2. Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchen und für die Kondensationskerne

Die Rechenzeit für die Koagulationsrechnungen hängt quadratisch von der Anzahl der Größenklassen der Tröpfchendurchmesser und ebenfalls quadratisch von der Anzahl der Größenklassen der Durchmesser für die ursprünglichen Kondensationskerne ab. Dadurch werden die Koagulationsrechnungen bestimmend für die gesamte Rechenzeit des Wachstumsmodells.

Deshalb wurde getestet, wie sehr sich die Rechenzeit und die Rechengenauigkeit mit der Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser bzw. Kondensationskerndurchmesser ändern. Für die Tröpfchendurchmesser wurden 100, 170, 230 und 300 Größenklassen getestet und 100, 200 und 300 Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser. Dies ergibt insgesamt 12 Testrechnungen die für Wolke #15 durchgeführt wurden.

Als Basis dienten 100 Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und auch für die Kondensationskerndurchmesser. Die mit dem DMA gemessene Anzahlverteilung wurde für 44 verschiedene Durchmesser gemessen, die nicht mit den mittleren Durchmessern der Größenklassen des Wachstumsmodells übereinstimmen. Damit trotzdem jeder gemessene Datenpunkt in eine separate Größenklasse fällt, wurden 100 Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser und auch für die Tröpfchendurchmesser gewählt. Die Gesamtanzahl, die Gesamtoberfläche und der Flüssigwassergehalt haben für alle getesteten Größenklassen der Tröpfchen und der Kondensationskerne eine Standardabweichung σ der Abweichungen von der Größenordnung $10^{-3} - 10^{-4}$. Die Abweichungen für das gesamte Volumen der ursprünglichen Kondensationskerne und der gesamten EC-Masse sind vernachlässigbar klein.

Als Basis für den Vergleich der Nettostrahlungsflüsse wurden ebenfalls 100 Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und die Kondensationskerndurchmesser genommen. Die Nettostrahlungsflüsse zeigen keinen Unterschied bei Veränderung der Anzahl der Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser der über die Rechengenauigkeit der verwendeten Computer hinausgeht. Die Nettostrahlungsflüsse hängen aber von der

Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser ab. Eine weitere Testreihe mit 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450 und 500 Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und 100 Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser zeigte, dass für 100 bzw. 150 Größenklassen die „Zacken“ im Strahlungsantrieb am kleinsten sind (siehe Unterkapitel 6.2.1). Dies ist so, da mit dem DMA die Anzahlverteilung für eine fixe Anzahl von Durchmessern (44 Durchmesser) gemessen wurde. Auch wenn mehr Größenklassen für die Tröpfchen verwendet werden ändert sich diese Anzahl nicht. Mehr Größenklassen bedeutet, dass die einzelnen Größenklassen schmaler sind. Die Verwendung der Methode der Erhaltung der Momente zur Parametrisierung der Verteilung der Tröpfchen ermöglicht es die Größenklassen weiter zu unterteilen (mittels Stützstellen). Bei mehr Größenklassen werden die „Zacken“ größer, da dann ein paar wenige Größenklassen (Stützstellen) die Einzelstreuparameter der Wolkentröpfchen dominieren und somit auch die Strahlungsflüsse durch die Wolke.

In Tab. 6.2 ist der relative Rechenzeitbedarf angegeben, wenn die Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und die Kondensationskerndurchmesser variiert wird. Als Basis dienen 100 Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und 100 Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser. Die angegebenen relativen Rechenzeiten in Prozent wurden für die Geschwindigkeiten der unterschiedlichen, verwendeten Computer korrigiert. Ein polynomischer Fit ergibt folgende Abhängigkeit der relativen Rechenzeit (RZ) von der Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser (ANZTR) und der Anzahl der Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser (ANZKK):

$$\text{RZ (\%)} \propto 5,0 \cdot 10^{-5} \cdot (\text{ANZTR})^2 + 4,6 \cdot 10^{-3} \cdot \text{ANZTR}, \quad (6.7)$$

$$\text{RZ (\%)} \propto 1,0 \cdot 10^{-5} \cdot (\text{ANZKK})^2 + 8,4 \cdot 10^{-3} \cdot \text{ANZKK}, \quad (6.8)$$

mit

$$\text{RZ (\%)} = \text{Rechenzeit}_{\text{ANZTR,ANZKK}} / \text{Rechenzeit}_{100,100}. \quad (6.9)$$

6.1.3. Stabilitätsanalyse

Zur Überprüfung der Stabilität von mikrophysikalischen Wolkenmodellen wird für gewöhnlich eine Versuch-und-Irrtum-Methode gewählt. Dabei beginnt man z.B. mit einem

Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser	Anzahl der Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser	relative Rechenzeit in Prozent; Basis: 100 x 100 Größenklassen
100	100	100 %
100	200	190 %
100	300	321 %
170	100	208 %
170	200	421 %
170	300	773 %
230	100	310 %
230	200	758 %
230	300	1251 %
300	100	470 %
300	200	1249 %
300	300	2085 %

Tabelle 6.2.: Relativer Rechenzeitbedarf des Wachstumsmodell in Abhängigkeit von der Anzahl der Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und die Kondensationskerndurchmesser. Als Basis dienen 100 Größenklassen für die Tröpfchendurchmesser und 100 Größenklassen für die Kondensationskerndurchmesser.

kleinen Zeitschritt und steigert diesen sukzessive bis sich eine signifikante Änderung in sensiblen Größen des Modells, z.B. der maximalen Übersättigung, einstellt. Der kleinste Zeitschritt bei dem die Änderungen noch gering sind ist das Stabilitätslimit. In dem mikrophysikalischen Modell von [69] wurde für eine kontinentale Aerosolverteilung als Ausgangsverteilung der Simulation ein Zeitschritt von 0,5 s gewählt.

Eine analytische Untersuchung der Stabilität ist aufgrund der gekoppelten Differentialgleichungen sehr schwierig. Für das Kondensationswachstum haben [92] aber eine analytische Untersuchung durchgeführt. Als Stabilitätslimit für den Zeitschritt einer kontinentalen Tröpfchenverteilung mit 9673 Tröpfchen/cm³ geben sie 0,2 s an.

Für die Stabilitätsanalyse des Wachstumsmodells wurde für die Wolken #15 und #29 zuerst das Wachstum der Wolkentröpfchen und dann mit dem Strahlungstransfermodell der Strahlungsantrieb für Zeitschritte von 0,05; 0,1; 0,2 und 0,5 s berechnet.

Zeitschritt (s)	Abweichung des Antrieb (W/m ²)	
	Wolke #15	Wolke #29
0,05	-0,05 ± 0,02	-0,03 ± 0,02
0,20	0,08 ± 0,02	0,10 ± 0,06
0,50	0,33 ± 0,14	0,30 ± 0,21

Tabelle 6.3.: Mittlere Abweichung vom Strahlungsantrieb der Wolken #15 und #29 für verschiedene Zeitschritte in W/m². Es wurde über die gesamte Wolkendauer gemittelt. Als Basis dient eine Berechnung mit einem Zeitschritt von 0,1 s.

In Tab. 6.3 sind die Ergebnisse dargestellt. Bei einem Zeitschritt von 0,5 s zeigen sich deutliche Abweichungen im Strahlungsantrieb der Wolken gegenüber einem Zeitschritt von 0,1 s.

Die maximal in einer Simulation erreichte Übersättigung stellt einen sensiblen Parameter dar, der einen großen Einfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen hat. Für die Wolken #15 und #29 wurde deshalb die maximale Übersättigung für Zeitschritte von 0,05; 0,1; 0,15; 0,2; 0,5; 1 und 2 s berechnet.

Zeitschritt (s)	maximale Übersättigung	
	Wolke #15	Wolke #29
0,05	0,289%	0,565%
0,10	0,287%	0,563%
0,15	0,286%	0,563%
0,20	0,286%	0,563%
0,50	0,285%	0,561%
1,00	0,281%	0,555%
2,00	0,265%	0,520%

Tabelle 6.4.: Maximal erreichte Übersättigung bei der Simulation des Wachstums der Tröpfchen der Wolken #15 und #29 für verschiedene Zeitschritte.

Wie in Tab. 6.4 zu sehen ist, kommt es erst ab einem Zeitschritt von 1 bzw. 2 s zu einer starken Änderung der maximalen Übersättigung. Die Unterschiede in der maximalen Übersättigung bei kleineren Zeitschritten sind zu klein um eine signifikante Auswirkung auf das Tröpfchenwachstum zu haben. Der für die Berechnungen verwendete Zeitschritt von 0,1 s befindet sich somit im stabilen Bereich.

6.1.4. Tests der Routine für das Wachstum durch Diffusion

Zum Test der Routine für das Wachstum durch Diffusion wird das simulierte Wachstum von Natriumchlorid-Partikeln (NaCl-Partikel) mit Werten für das Wachstum aus der Literatur verglichen.

In [93] ist das Wachstum eines trockenen NaCl-Partikels mit einem Durchmesser von 1 μm bis zum Erreichen des Gleichgewichtsdurchmessers der Köhlertheorie (definiert als 95% der Masse der Gleichgewichtsgröße) in Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchte dargestellt. Die Umgebungstemperatur beträgt 25°C und der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf $D_D = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Für die Oberflächenspannung zwischen flüssigem Wasser und Luft $\sigma_{W/L}$, die Wärmeleitfähigkeit der Luft k_{Luft} und die Aktivität von Wasser a_k wurden die Werte des Wachstumsmodells verwendet, da diese nicht in [93] angegeben sind. Abb. 6.1 zeigt den Vergleich der Werte aus [93] mit Werten die mit der Diffusionswachstumsroutine des Wachstumsmodells berechnet wurden. Es gibt eine gute Übereinstimmung mit den Werten von [93] bei höheren Feuchten, die Abweichungen könnten von verschiedenen Parametern stammen, die für die Berechnung verwendet wurden.

Zeit zum Erreichen der Gleichgewichtsgröße für ein 1 μm NaCl-Partikel

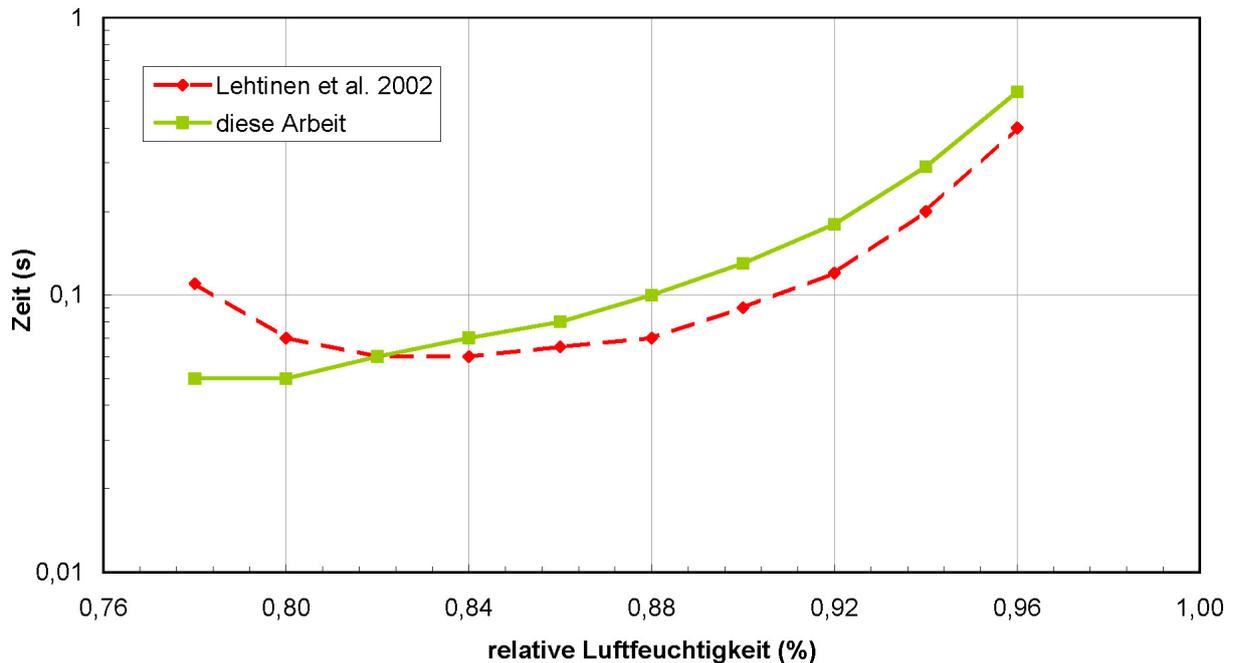


Abbildung 6.1.: Die Zeit die zum Erreichen der Gleichgewichtsgröße der Köhlertheorie notwendig ist für ein 1 μm NaCl-Partikel in Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit.

Die Wachstumskurven von Wasser-NaCl-Lösungströpfchen sind in [15] für verschiedene Massen der Kondensationskerne m_s dargestellt. Die Daten stammen von [94]. Das Wachstum fand bei einer Temperatur von 20°C und einer Übersättigung von 1% statt. Zu Beginn der Simulation hatten die Tröpfchen ihre Gleichgewichtsgröße der Köhlertheorie bei der relativen Luftfeuchtigkeit, bei der das Salz in Lösung geht. In Abb. 6.2 sind die Ergebnisse der Tests für die Routine für das Wachstum durch Diffusion zu sehen. Für das Wachstum wurden die selben Parameter wie in [94] verwendet, sofern diese angegeben waren. Die Wachstumskurven zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Darstellung in [15].

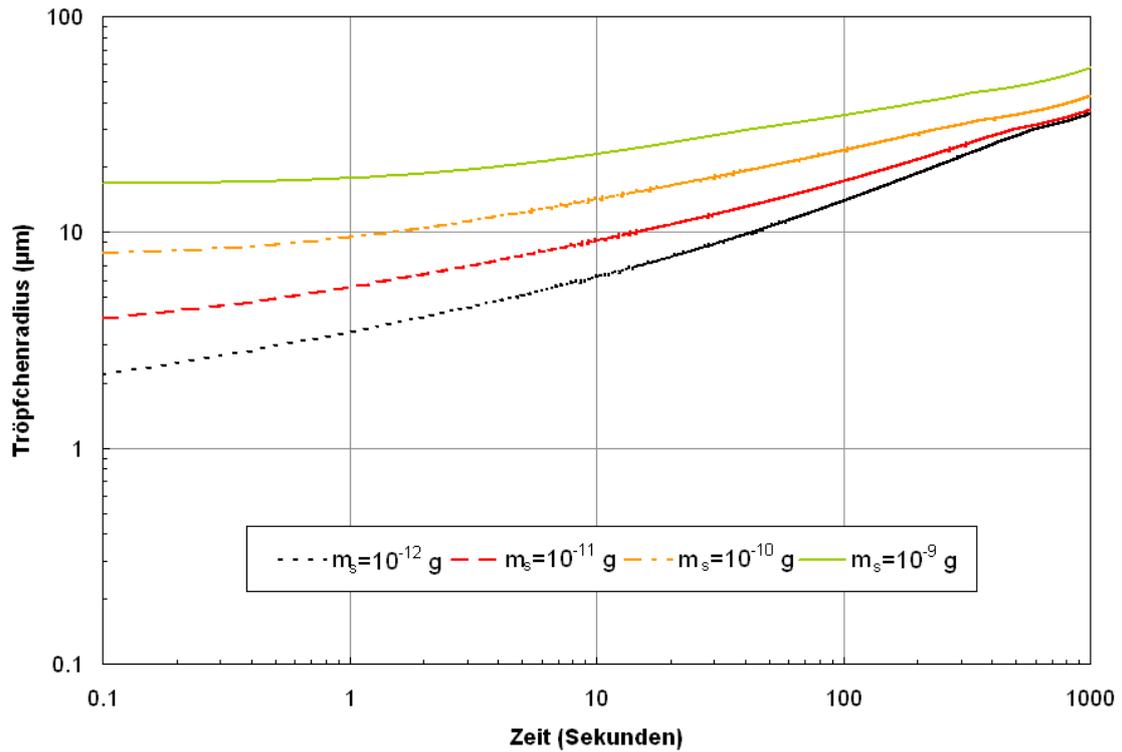


Abbildung 6.2.: Wachstumskurven von Wasser-NaCl-Lösungströpfchen für verschiedene Salzmassen m_s bei 1% Übersättigung und 20°C auf einer doppelt-logarithmischen Skala.

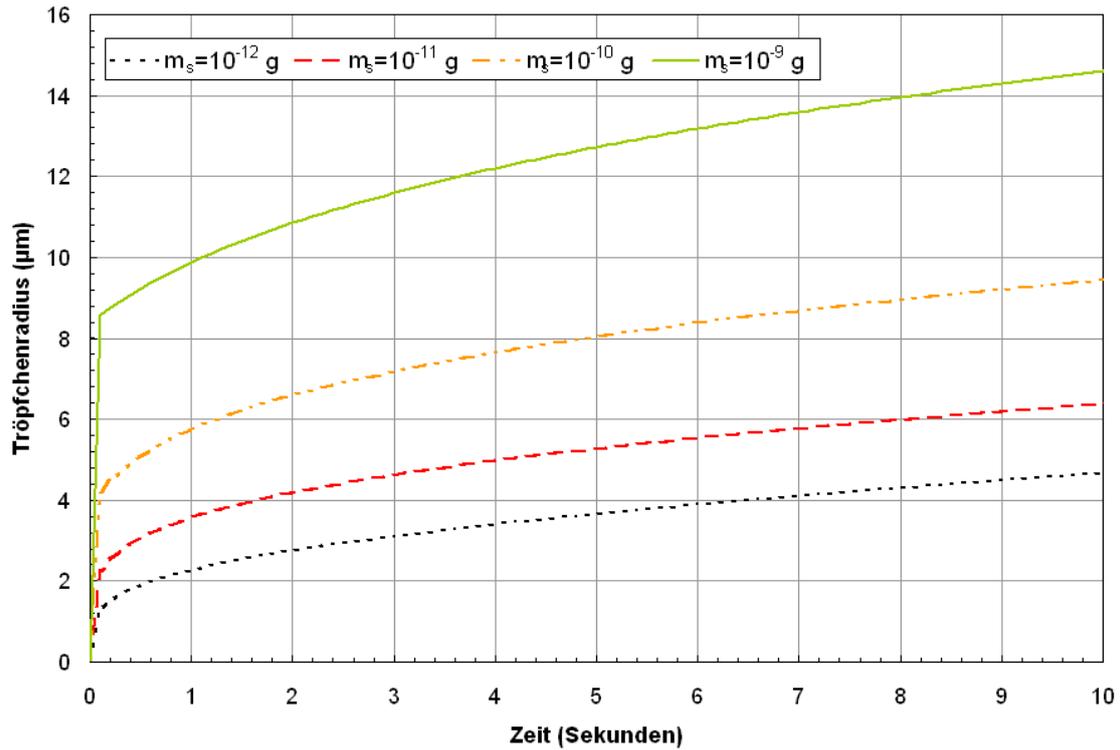


Abbildung 6.3.: Wachstumskurven von Wasser-NaCl-Lösungströpfchen für verschiedene Salzmassen m_s bei 1% Übersättigung und 20°C auf einer linearen Skala.

Abb. 6.3 zeigt das Wachstum auf einer linearen Skala. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der Darstellung in [15].

Für große, stark verdünnte Tröpfchen sind der Kelvineffekt und das Raoult'sche Gesetz für das diffusive Wachstum vernachlässigbar. Der Tröpfchenradius r nimmt dann parabolisch mit der Wachstumszeit zu (siehe Unterkapitel 3.1.2):

$$r = \sqrt{r_0 + konst. \cdot t}, \quad (6.10)$$

r_0 ist der Radius zu Beginn des Wachstums ($t = t_0$).

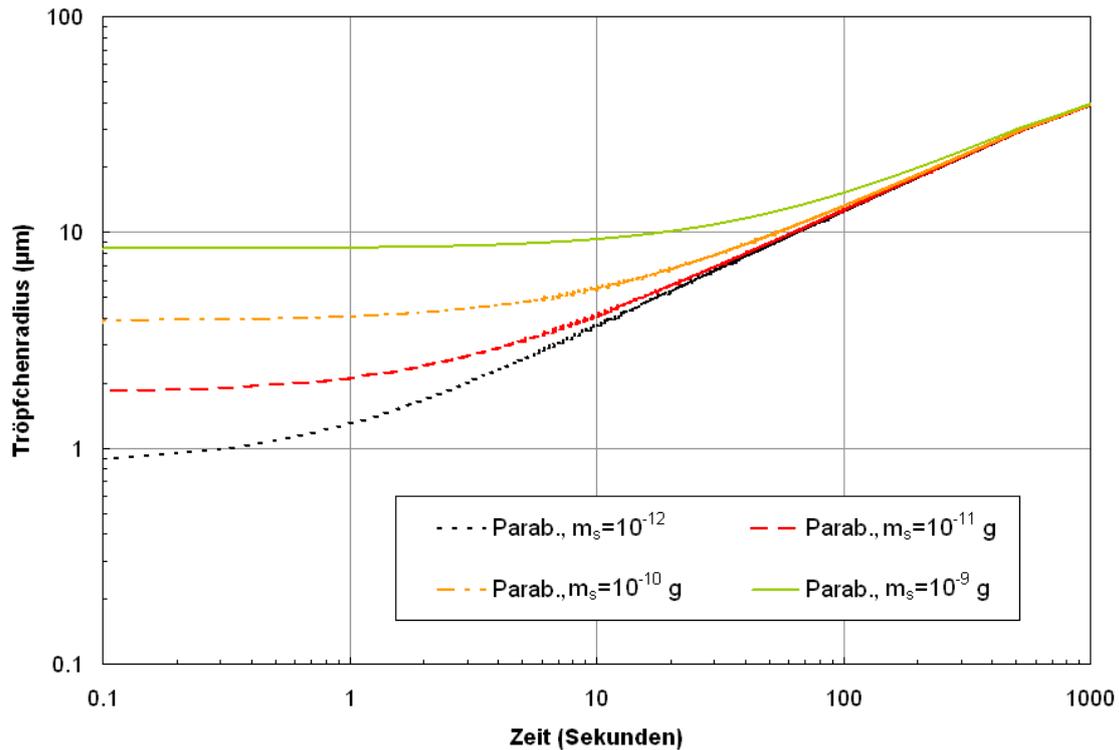


Abbildung 6.4.: Wachstumskurven von Wasser-NaCl-Lösungströpfchen für verschiedene Salzmassen m_s bei 1% Übersättigung und 20°C auf einer doppelt-logarithmischen Skala.

In Abb. 6.4 ist für die Wasser-NaCl-Lösungströpfchen zum Vergleich auch das parabolische Wachstum dargestellt. Die Tröpfchen haben zu Beginn die selbe Größe wie bei der Simulation mit der Routine für das Wachstum durch Diffusion. Man sieht, dass die Tröpfchen schneller wachsen wenn der Kelvineffekt und das Raoult'sche Gesetz berücksichtigt werden solange die Tröpfchen relativ klein sind. Werden die Tröpfchen größer und stärker verdünnt, wird der Unterschied wie erwartet vernachlässigbar.

6.1.5. Tests der Koagulationsroutine

Um die Funktionalität der Koagulationsroutine zu überprüfen wurde diese separat vom Wachstumsmodell mit drei Arten von Tests untersucht.

Massenerhaltung Die mittleren Durchmesser der Partikel (Wolkentröpfchen und interstitielle Aerosolpartikel) sind logarithmisch äquidistant verteilt. Für eine polydisperse Verteilung kleiner Partikel stehen viele Größenklassen zur Verfügung. Die Verteilung kann mit einer größeren Auflösung numerisch dargestellt werden als eine Verteilung größerer Partikel (siehe Abb. 6.5).

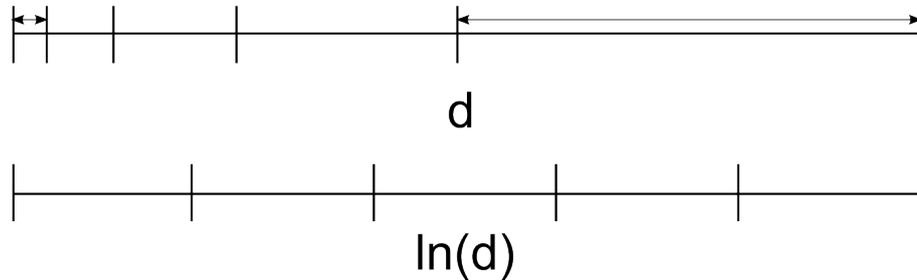


Abbildung 6.5.: Unterteilung des Durchmessers der Partikel in Größenklassen die logarithmisch äquidistant im Durchmesser sind.

Ausschlaggebend für die Masse(nkonzentration) der gesamten Verteilung sind somit wenige große Größenklassen. Darum kann mit logarithmisch äquidistant verteilten Größenklassen die Massenerhaltung während der Koagulation gut getestet werden, wenn die Verteilung am Anfang aus kleinen Partikeln besteht. Durch die endliche Genauigkeit der Zahlendarstellung auf einem Computer kommt es bei der numerischen Lösung der Koagulationsgleichungen zu einem Massenverlust (oder -gewinn). Der gesamte Massenverlust ΔM_{ges} muss gegenüber der gesamten Masse zu Beginn $M_{ges,Start}$ klein sein:

$$\frac{M_{ges,Start} - M_{ges,Ende}}{M_{ges,Start}} = \frac{\Delta M_{ges}}{M_{ges,Start}} \ll 1. \quad (6.11)$$

Testrechnungen für verschiedene Partikelverteilungen und verschiedene Koagulationskerne (Brown'scher Kern, Sedimentationskern, konstanter Kern) zeigten, dass

$$\frac{\Delta M_{ges}}{M_{ges,Start}} < 10^{-10} \quad (6.12)$$

ist. Die Masse der gesamten Partikelverteilung bleibt also, abgesehen von Abweichungen die von der Rechengenauigkeit der verwendeten Computer stammen, während der Koagulationsrechnungen erhalten.

Gesamtanzahl der Partikel Um zu überprüfen wie sich die Gesamtanzahl(konzentration) N der Partikel während der Koagulation ändert, wurde eine beinahe monodisperse Partikelverteilung als Ausgangsverteilung gewählt. Für eine monodisperse Partikelverteilung gilt [9]:

$$N = \frac{N_0}{1 + KN_0t/2} \quad (6.13)$$

bzw.

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N_0} + \frac{Kt}{2}, \quad (6.14)$$

wo N_0 die Gesamtzahl zu Beginn der Koagulation ist, K ist der Koagulationskern und t die Koagulationszeit. In Abb. 6.6 ist für eine Testrechnung die Änderung von $1/N$ mit der Koagulationszeit für eine beinahe monodisperse log-Normalverteilung mit einer geometrischen Standardabweichung von $\sigma_g = 1,01$ dargestellt. Zum Vergleich ist auch die analytische Lösung für eine monodisperse Verteilung, Gl. 6.14 angegeben. Für die Testrechnung wurde ein konstanter Koagulationskern von $10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ verwendet [9].

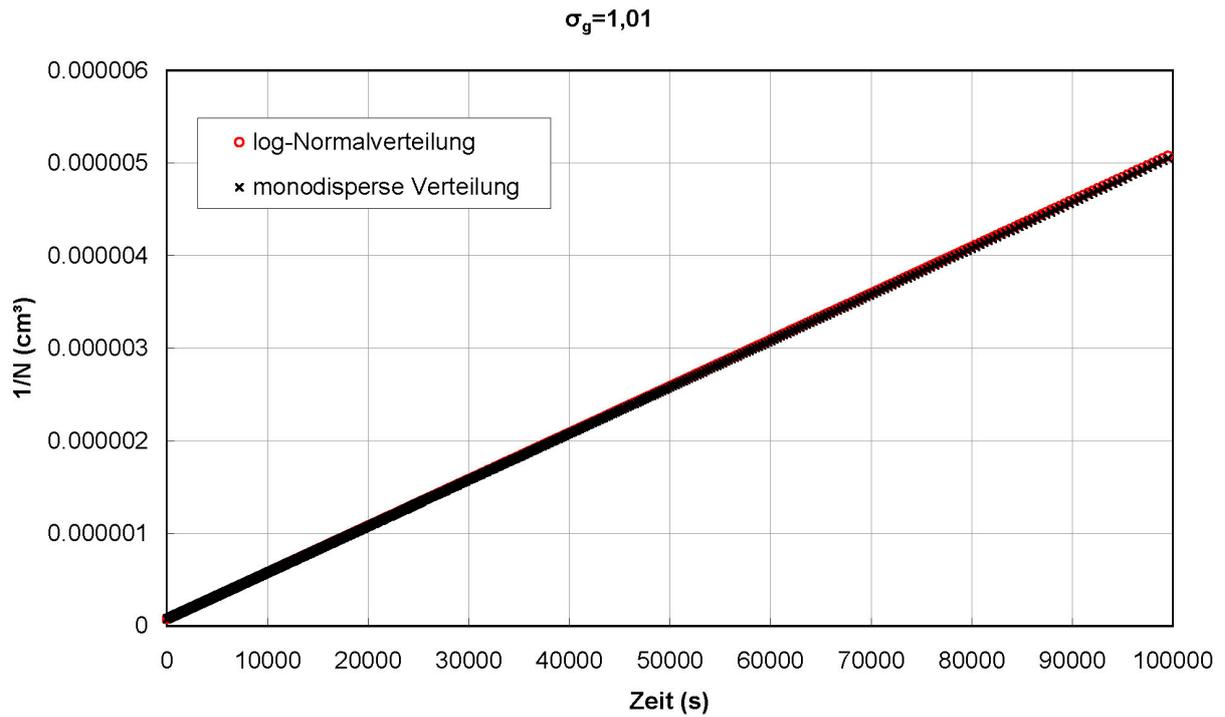


Abbildung 6.6.: Änderung von $1/N$ /Gesamtanzahl der Partikel für eine monodisperse Verteilung und eine log-Normalverteilung mit einer geometrischen Standardabweichung $\sigma_g = 1,01$ mit der Zeit durch Koagulation. Der Unterschied zwischen beiden Graphen ist so gering, dass nur einer deutlich zu sehen ist.

Die Gesamtanzahl der log-Normalverteilung nimmt mit der Koagulationszeit wie bei der monodispersen Verteilung mit gleicher Anfangsgesamtanzahl N_0 ab.

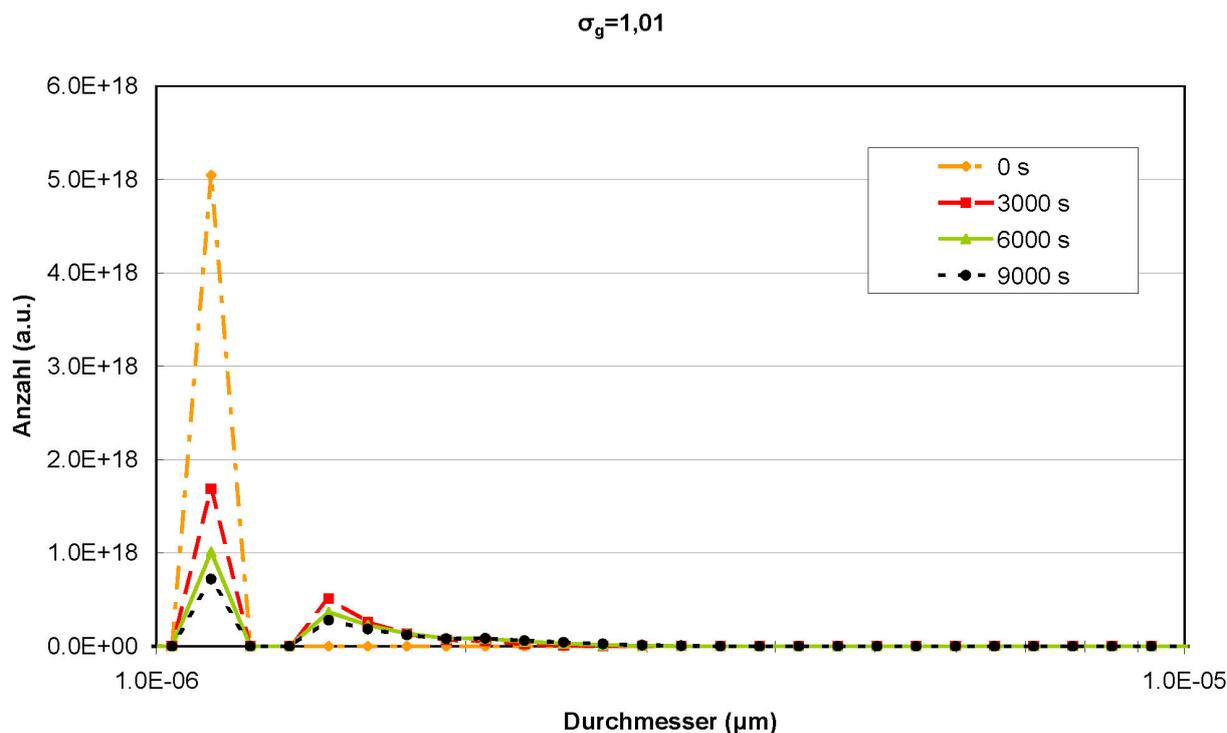


Abbildung 6.7.: Entwicklung einer log-Normalverteilung mit einer geometrischen Standardabweichung $\sigma_g = 1,01$ mit der Zeit durch Koagulation.

In Abb. 6.7 ist das Ergebnis einer Testrechnung für die Entwicklung einer log-Normalverteilung mit $\sigma_g = 1,01$ mit der Zeit durch Koagulation dargestellt. Zu Beginn ist in der Darstellung nur eine „Spitze“ bei $1,1 \mu\text{m}$ zu sehen. Nach 3000 s hat sich eine polydisperse Partikelverteilung gebildet die bei $1,5 \mu\text{m}$ beginnt. Mit zunehmender Koagulationszeit wird diese Verteilung breiter. Dies entspricht dem was man von der Entwicklung einer monodispersen Partikelverteilung durch Koagulation erwartet. Im ersten Koagulations-schritt kann sich nur eine zweite Spitze mit genau doppelt so großen Partikeln (im Volumen) bilden. In den nächsten Schritten kommen größere Partikel hinzu bis es irgendwann keine diskreten „Spitzen“ mehr, sondern eine polydisperse Partikelverteilung gibt.

„self preserving size distribution“ (SPSD) Eine log-Normalverteilung von Partikeln die miteinander aufgrund der Brown’schen Bewegung koagulieren nimmt nach einer gewissen Zeit eine Form an die sich nicht mehr ändert. Dasselbe gilt für Koagulation mit einem konstanten Koagulationskern.

Durch Koagulation entstehen neue größere Partikel während die Zahl kleinerer Partikel

abnimmt. Dadurch verändert sich die Form einer ursprünglichen log-Normalverteilung von Partikeln. Nach einer gewissen Zeit ändert sich die Form der Verteilung nicht mehr, obwohl die Gesamtanzahl der Partikel mit der Koagulationszeit stetig abnimmt und der mittlere Partikeldurchmesser zunimmt. Eine solche Verteilung wird „self preserving size distribution“ kurz SPSD genannt. Für log-Normalverteilungen hängt die Form der SPSD nur vom Koagulationskern ab und nicht von der geometrischen Standardabweichung σ_g der Ausgangsverteilung. Friedlander und Wang, 1966 [95] und Lai et al., 1972 [96] untersuchten dieses asymptotische Verhalten und fanden analytische und näherungsweise Lösungen für die Koagulationsgleichung für einen konstanten Koagulationskern und einen Koagulationskern aufgrund von Brown'scher Diffusion nach ausreichender Koagulationszeit ($t \rightarrow \infty$).

Eine Möglichkeit die Koagulationsroutine zu testen ist es eine schmale Ausgangsverteilung ($\sigma_g = 1,2$) zu nehmen und deren Entwicklung zu beobachten. Stellt sich eine konstante Form der Verteilung ein, so ist die SPSD erreicht. Zum Vergleich dient die Entwicklung einer breiten log-Normalverteilung ($\sigma_g = 1,6$). [95] verwenden eine dimensionslose Verteilungsfunktion um die Form der Partikelverteilung zu beschreiben. Bei Verwendung dieser dimensionslosen Verteilungsfunktion müssen beide Testverteilungen nach einer gewissen Zeit dieselbe Form annehmen und auch dieselbe geometrische Standardabweichung aufweisen (σ_g gibt in diesem Fall Aufschluss über die Gestalt der Verteilungen auch wenn diese keine log-Normalverteilungen mehr sind; σ_g kann somit als Gestaltparameter bezeichnet werden). Als Größenparameter dient das Volumen v der Partikel. Die dimensionslose Verteilungsfunktion $\Phi(t)$ und das dimensionslose Partikelvolumen $\eta(t)$ sind folgendermaßen definiert [95]:

$$\eta(t) = \frac{N(t)}{\phi} \cdot v, \quad (6.15)$$

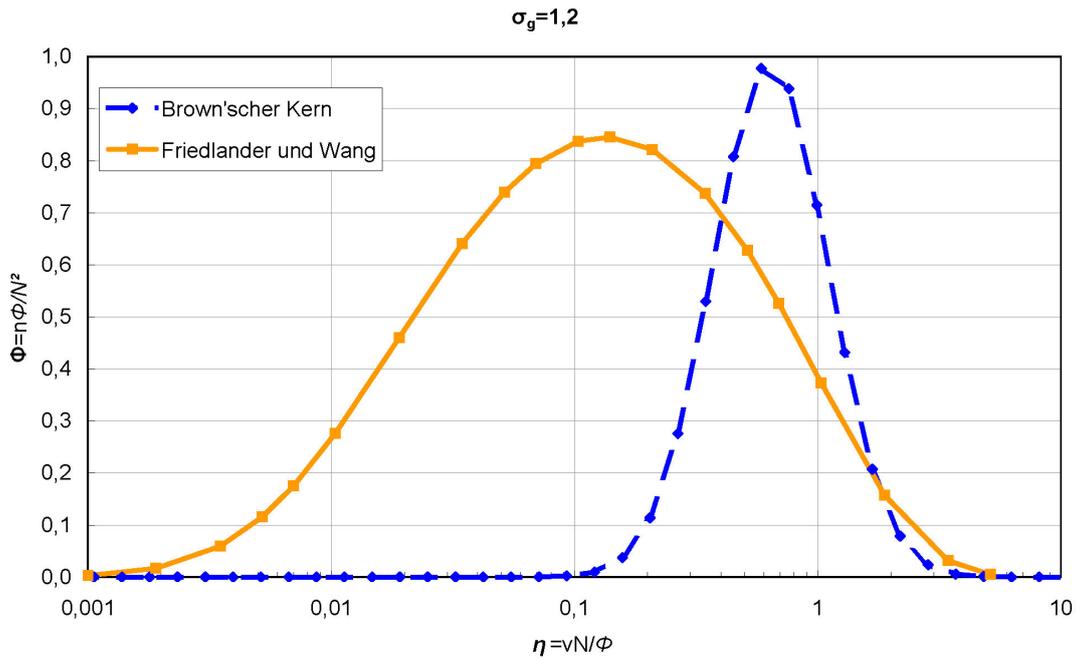
$$\Phi(t) = \frac{\phi}{N^2(t)} \cdot n(v, t) \quad (6.16)$$

mit

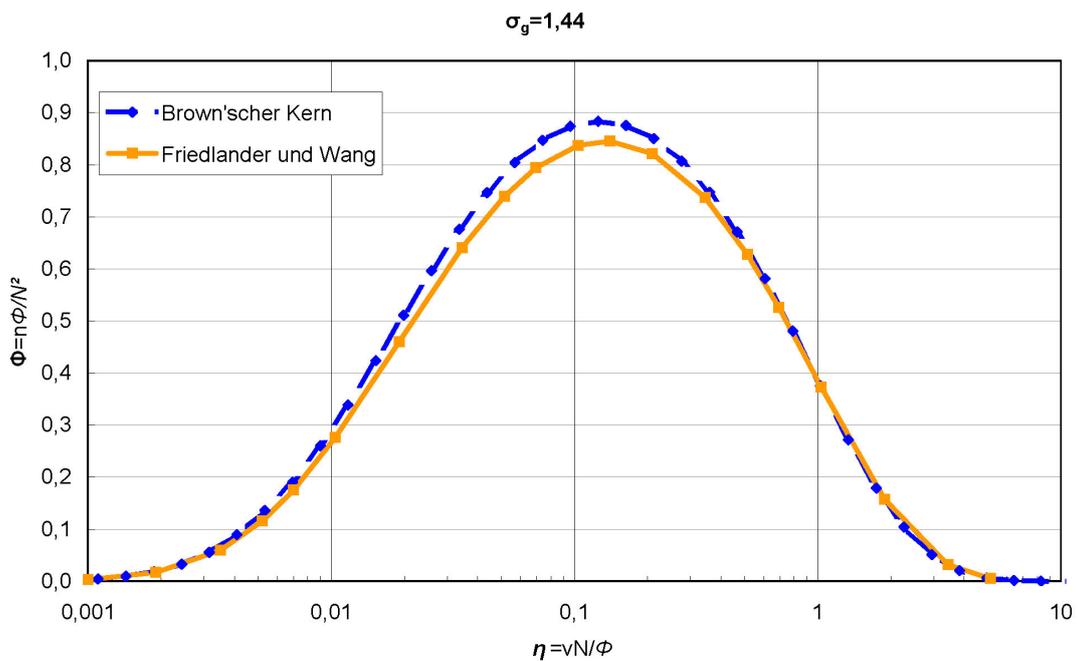
$$N(t) = \int_0^\infty n(v, t) dv \quad \text{und} \quad (6.17)$$

$$\phi = \int_0^\infty v \cdot n(v, t) dv, \quad (6.18)$$

$n(v, t)$ ist die Anzahlkonzentration der Partikel mit Volumen v zur Zeit t , $N(t)$ ist die Gesamtkonzentration der Partikel und ϕ ist das Gesamtvolumen der Partikel pro Einheitsvolumen.

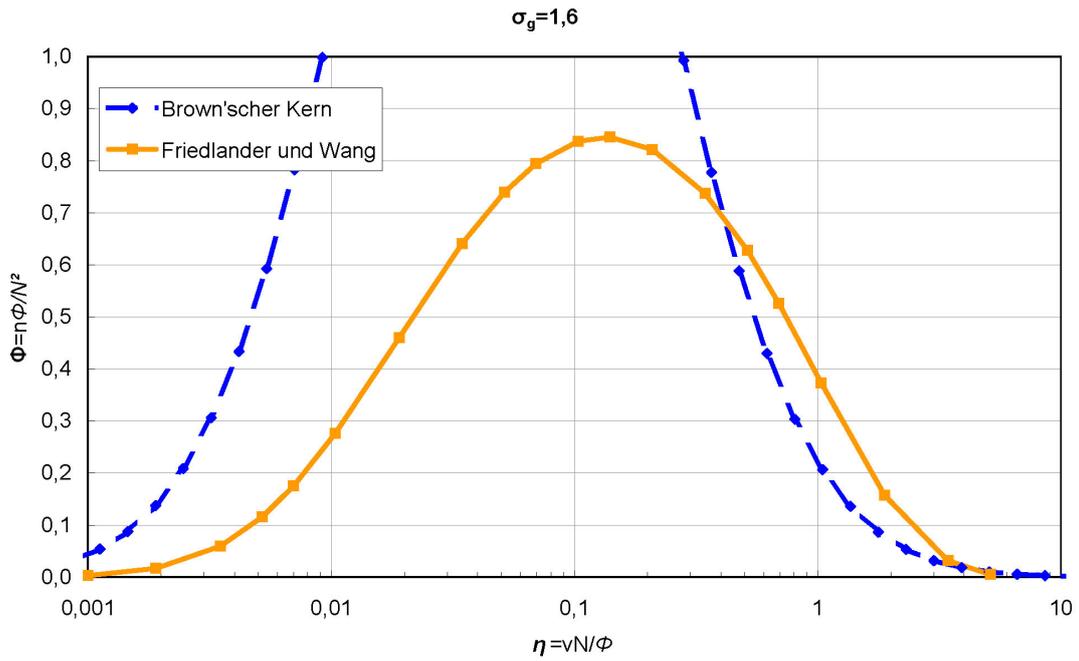


(a)

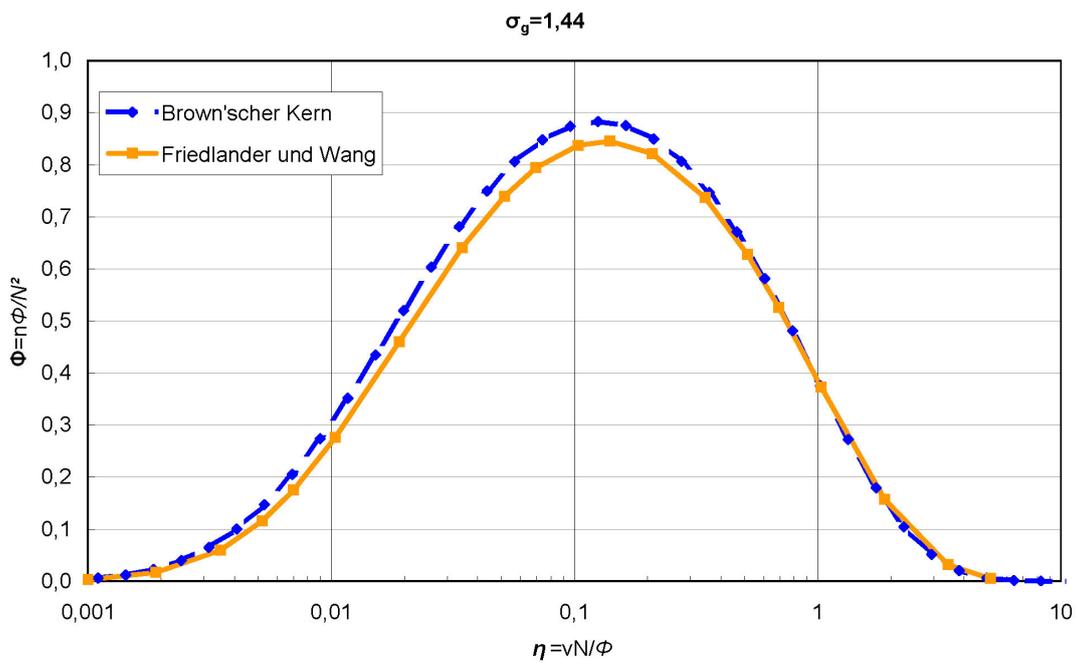


(b)

Abbildung 6.8.: Abb. (a) zeigt eine log-Normalverteilung mit $\sigma_g = 1,2$ vor Beginn der Koagulation. Abb. (b) zeigt die konstante Form der Verteilung nach Brown'scher Koagulation. Zum Vergleich ist die asymptotische Verteilung von Friedlander und Wang, 1966 [95] dargestellt.

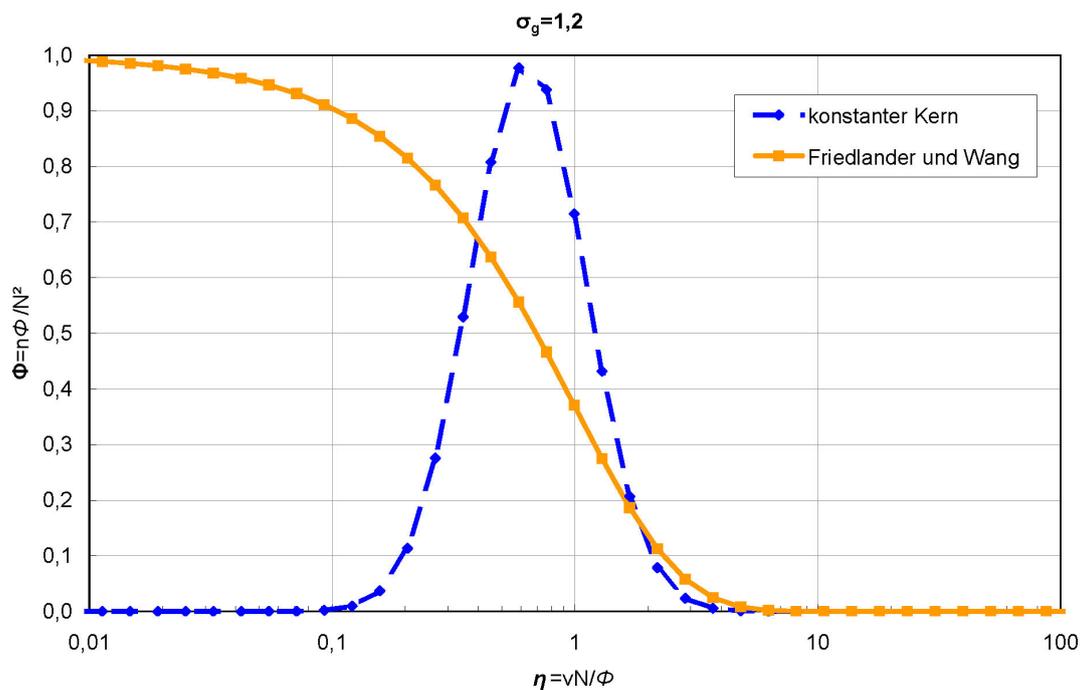


(a)

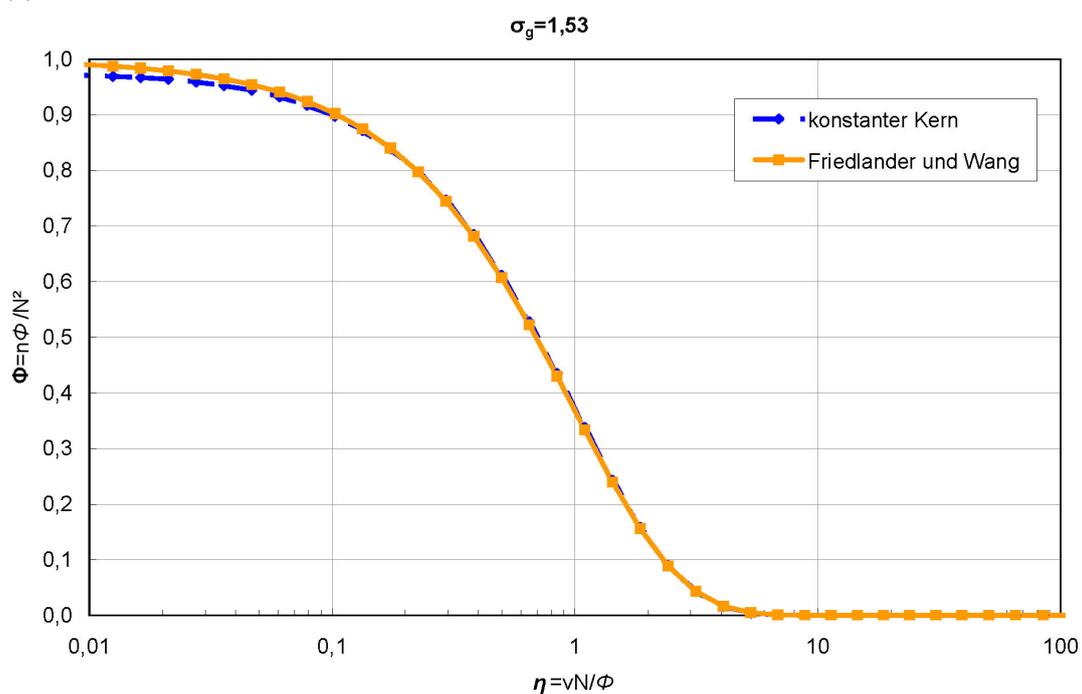


(b)

Abbildung 6.9.: Abb. (a) zeigt eine log-Normalverteilung mit $\sigma_g = 1,6$ vor Beginn der Koagulation. Abb. (b) zeigt die konstante Form der Verteilung nach Brown'scher Koagulation. Zum Vergleich ist die asymptotische Verteilung von Friedlander und Wang, 1966 [95] dargestellt.

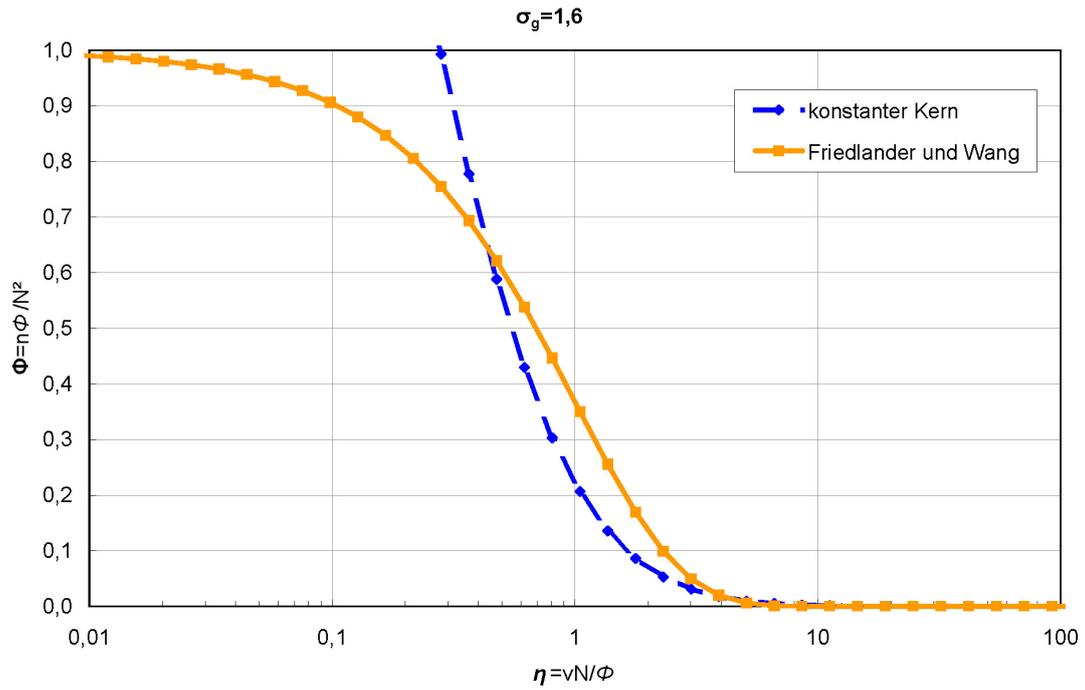


(a)

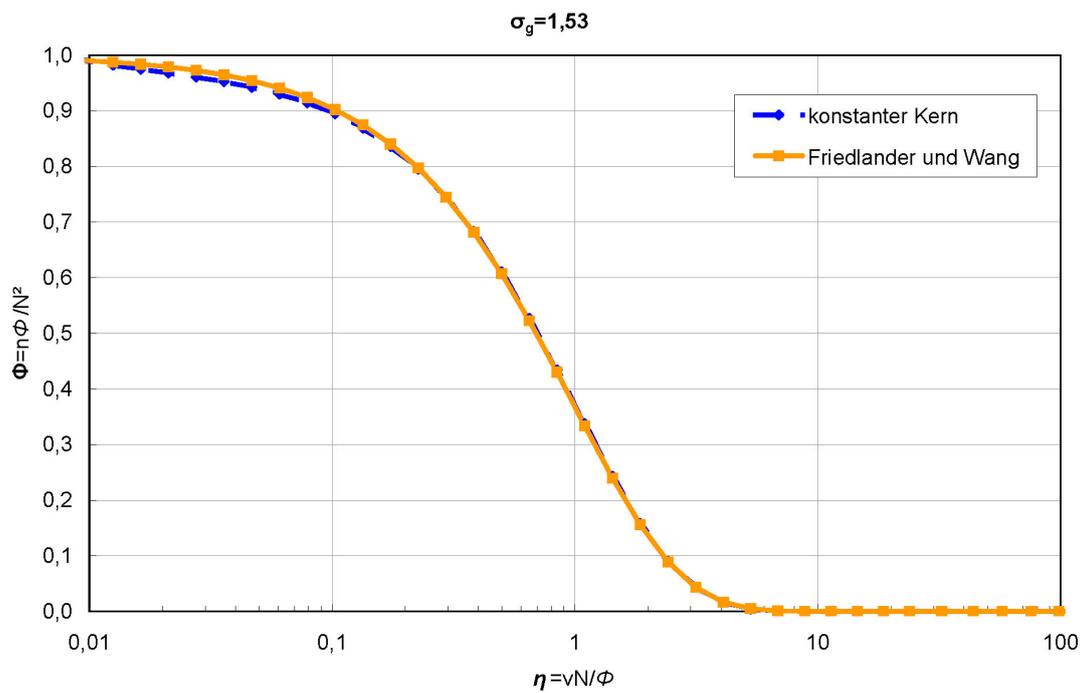


(b)

Abbildung 6.10.: Abb. (a) zeigt eine log-Normalverteilung mit $\sigma_g = 1,2$ vor Beginn der Koagulation. Abb. (b) zeigt die konstante Form der Verteilung nach Koagulation mit einem konstantem Koagulationskern ($K = 10^{-16} \text{m}^3/\text{s}$). Zum Vergleich ist die asymptotische Verteilung von Friedlander und Wang, 1966 [95] dargestellt.



(a)



(b)

Abbildung 6.11.: Abb. (a) zeigt eine log-Normalverteilung mit $\sigma_g = 1,6$ vor Beginn der Koagulation. Abb. (b) zeigt die konstante Form der Verteilung nach Koagulation mit einem konstantem Koagulationskern ($K = 10^{-16} \text{m}^3/\text{s}$). Zum Vergleich ist die asymptotische Verteilung von Friedlander und Wang, 1966 [95] dargestellt.

In den Abbn. 6.8, 6.9, 6.10 und 6.11 sind die Ergebnisse der Testrechnungen dargestellt. Man sieht jeweils die Verteilung vor Beginn der Koagulationssimulation und nachdem sich die SPSD eingestellt hat (strichlierte Linie). Zum Vergleich ist in jedem Diagramm auch die zum Koagulationskern passende, asymptotische Verteilung von Friedlander und Wang, 1966 [95] dargestellt (durchgezogene Linie). Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den asymptotischen Verteilungen von Friedlander und Wang, 1966 [95]. Für den konstanten Koagulationskern ist in [95] nur die Verteilungsfunktion für große Partikel angegeben. Bei Brown'scher Koagulation haben beide Anfangsverteilungen ($\sigma_g = 1,2$ und $\sigma_g = 1,6$) nach einer gewissen Zeit eine konstante Form mit einem Gestaltparameter $\sigma_g = 1,44$. Für einen konstanten Koagulationskern von $K = 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ ist $\sigma_g = 1,53$ für die SPSD.

6.2. Tests des Strahlungstransfermodells

6.2.1. Abhängigkeit der Einzelstreuparameter der Wolke von der numerischen Darstellung der Wolkentröpfchenverteilung

Die Einzelstreuparamter werden für jeden verwendeten Wellenlängenbereich über alle Tröpfchen einer Wolkentröpfchenverteilung integriert (bzw. in der verwendeten Näherung für die numerische Berechnung gemittelt bzw. addiert; siehe Unterkapitel 5.4.1). Wenn die Wolkentröpfchenverteilung eher monodispers ist, werden die Einzelstreuparameter für jeden Wellenlängenbereich durch einige wenige Tröpfchen(größen) dominiert. Die Einzelstreuparameter der einzelnen Tröpfchen hängen sehr stark von deren Größe ab. Wie in Unterkapitel 3.3.3 zu sehen ist, nimmt beispielsweise die Extinktionseffizienz bei einer bestimmten Wellenlänge nur für relativ kleine Tröpfchen stetig zu. Bei relativ zur Wellenlänge großen Tröpfchen kann die Extinktionseffizienz mit zunehmender Tröpfchengröße größer oder kleiner werden. Die Konsequenz für den Strahlungsantrieb ist, dass dieser mit zunehmendem Flüssigwassergehalt (und damit zunehmender mittlerer Tröpfchengröße) sich nicht stetig ändert.

Änderung des Strahlungsantriebs mit σ_g

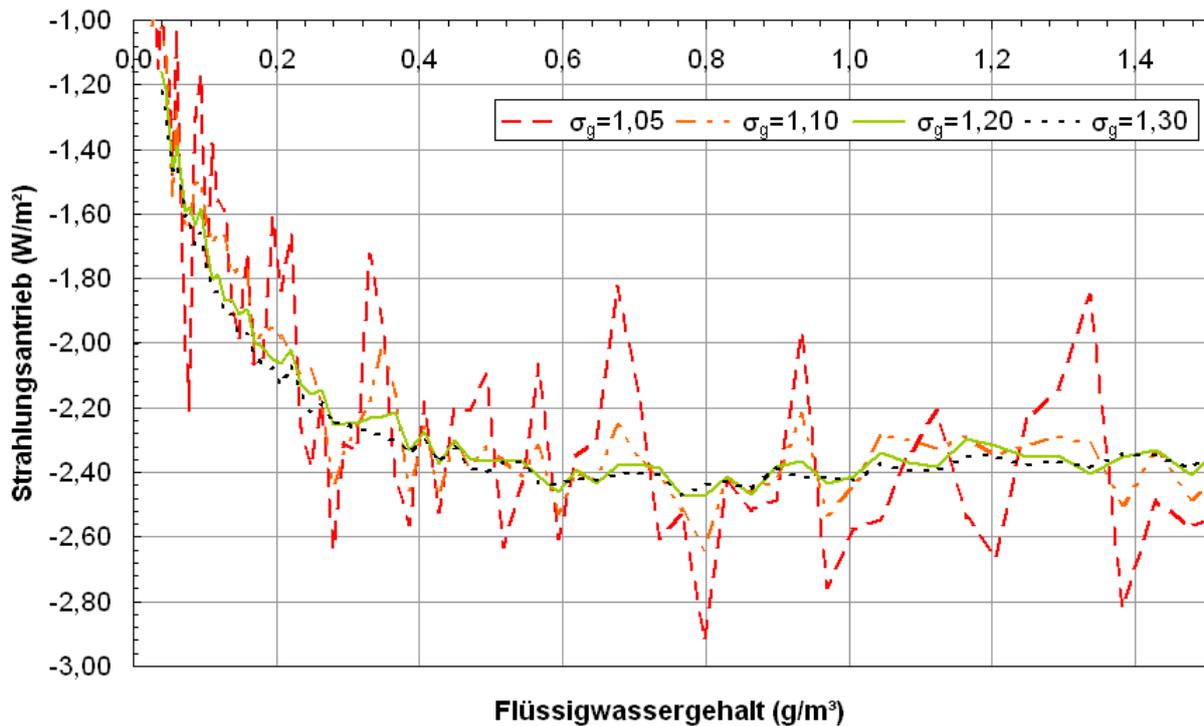


Abbildung 6.12.: Änderung des Strahlungsantriebs einer Wolke mit log-normalverteilten Tröpfchen mit der geometrischen Standardabweichung σ_g und dem Flüssigwassergehalt der Wolke.

In Abb. 6.12 ist der Strahlungsantrieb einer Testwolke mit log-normalverteilter Tröpfchenverteilung für zunehmenden Flüssigwassergehalt der Wolke zu sehen. Um den Flüssigwassergehalt zu variieren wird die mittlere Tröpfchengröße der Verteilung geändert. Als „saubere“ Vergleichswolke für den Strahlungsantrieb dient eine Wolke mit der selben Tröpfchenverteilung aber 5% weniger Tröpfchen in jeder Größenklasse. Wenn die Verteilung monodispers wird ($\sigma_g = 1,10;1,05$) gibt es keine stetige Änderung des Strahlungsantriebs mit dem Flüssigwassergehalt (bzw. der mittleren Tröpfchengröße), sondern es kommt zu ausgeprägten „Zacken“ im Antrieb.

Diese „Zacken“ treten auch bei der Berechnung des Strahlungsantriebs mit dem Strahlungsmodell auf, wenn 100 Größenklassen für den Durchmesser der Tröpfchen verwendet werden. In Abb. 6.13 ist dies für Wolke #15 zu sehen.

100 Größenklassen; keine Stützstellen

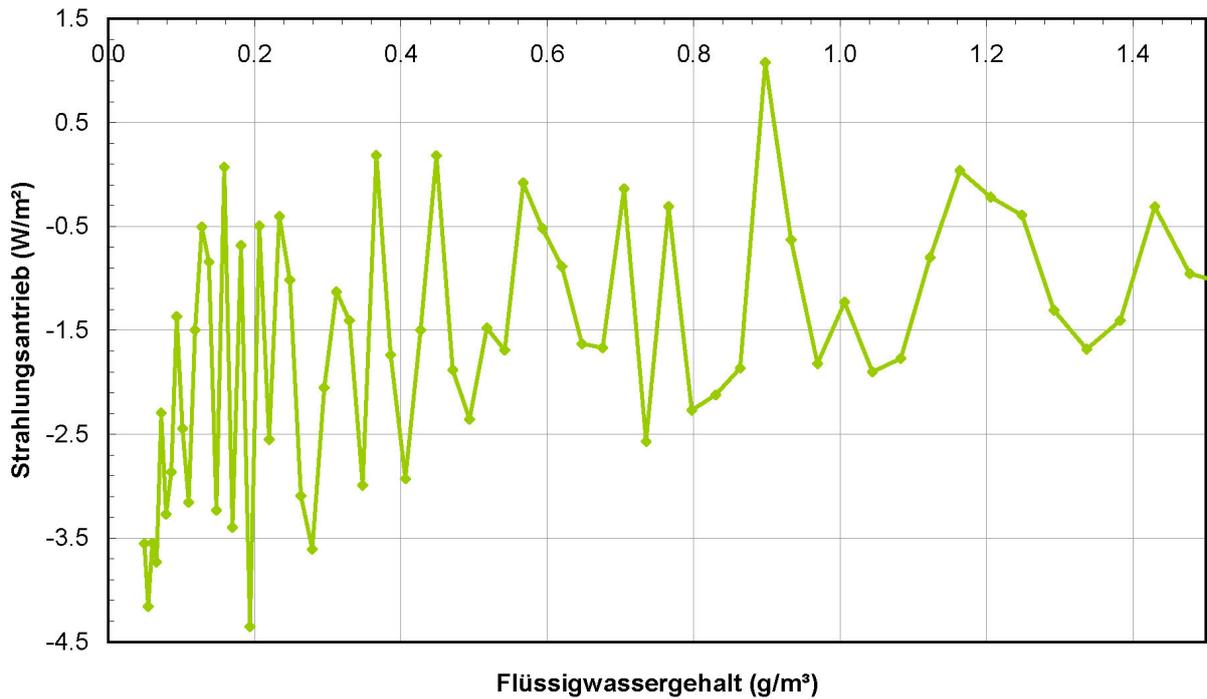


Abbildung 6.13.: Änderung des Strahlungsantriebs von Wolke #15 mit dem Flüssigwassergehalt der Wolke für 100 Größenklassen für die Darstellung der Tröpfchendurchmesser.

Um diese „Zacken“ zu vermeiden, müssen für die numerische Darstellung der Tröpfchenverteilung mehr Größenklassen (bzw. mehr Information) verwendet werden. Dies ist in Analogie zum Nyquist-Shannon-Abtasttheorem der Informationstheorie [97]. Das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem besagt, dass man ein Signal mit einer Maximalfrequenz f_{max} und einer Minimalfrequenz f_{min} mit einer Mindest-Abtastfrequenz f_{abtast} abtasten muss um Informationsverlust zu vermeiden:

$$f_{abtast} > 2(f_{max} - f_{min}). \quad (6.19)$$

Für die numerische Darstellung der Tröpfchenverteilung bedeutet dies, dass eine Mindest-Anzahl an Größenklassen (bzw. zusätzlicher Information) für eine genaue Darstellung der Tröpfchenverteilung notwendig ist. Für die Darstellung einer breiteren Struktur in der Tröpfchengrößenverteilung, wie z.B. eine log-Normalverteilung mit großem σ_g sind weniger Größenklassen für die Tröpfchengröße notwendig als für die Darstellung einer

engeren Struktur, wie z.B. eine log-Normalverteilung mit σ_g nahe bei 1. Der Rechenzeitbedarf der Koagulationsroutine nimmt aber in etwa quadratisch mit der Anzahl der Größenklassen zu. Deshalb wird in dieser Arbeit die zusätzliche Information die durch die Methode der Erhaltung der Momente zur Verfügung steht verwendet, um die numerische Darstellung der Tröpfchengrößenverteilung für die Berechnung der Einzelstreuparameter zu verbessern.

Durch die Methode der Erhaltung der Momente werden für jede Größenklasse die gesamte Anzahlkonzentration C (0. Moment), die Abweichung des Zentrums der rechteckigen Verteilung vom Zentrum der Größenklasse F (1. Moment) und Breite der rechteckigen Verteilung R (2. Moment) gespeichert (siehe Unterkapitel 5.2.1). Diese 3 Größen werden verwendet um die Tröpfchenverteilung innerhalb einer Größenklasse durch eine polynomische Funktion 2. Grades darzustellen. Dabei kann es zu einer negativen Tröpfchenanzahl innerhalb einer Größenklasse kommen. In diesem Fall wird das Polynom 2. Grades durch eine lineare Funktion ersetzt. Kommt es bei dieser Funktion ebenfalls zu einer negativen Tröpfchenanzahl innerhalb einer Größenklasse, so wird diese durch eine andere lineare Funktion ersetzt die innerhalb der Größenklasse beginnt oder endet. Somit ist die Tröpfchenanzahl(konzentration) stets Null oder positiv (die Details der Berechnung finden sich im Anhang D). In Abb. 6.14 sind die möglichen Funktionen für die Anzahlkonzentrationsverteilung dargestellt.

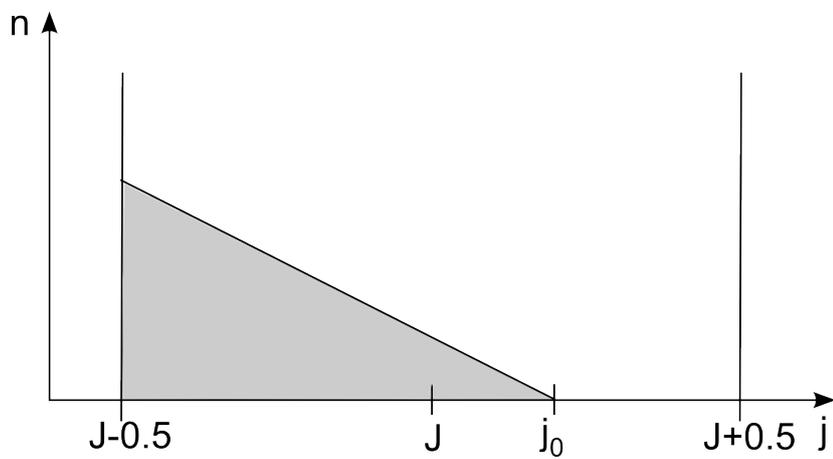
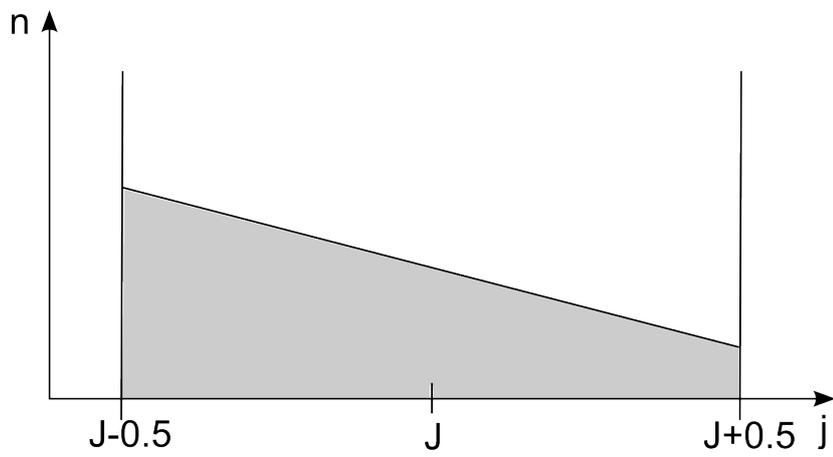
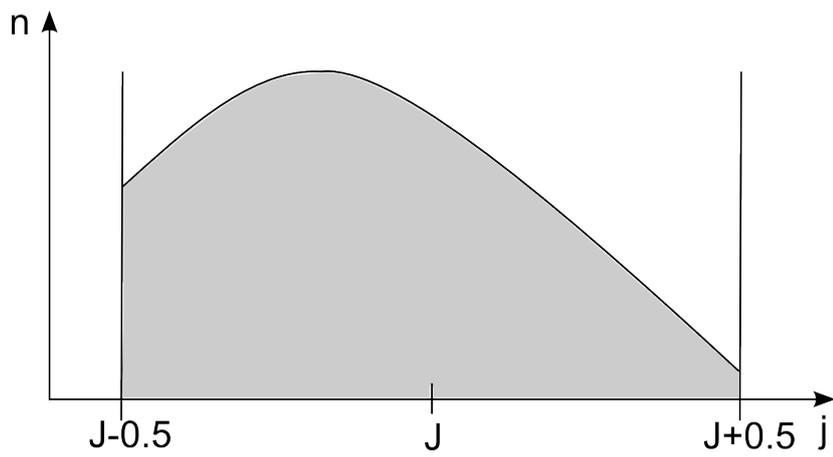


Abbildung 6.14.: Darstellung der Anzahlkonzentrationsverteilung der Partikel im J -ten Intervall mittels einer polynomischen Funktion 2. Grades oder linearen Funktionen.

Dieses Verfahren stammt aus [70] und wird dort für die Berechnung des Kondensations- bzw. Koagulationswachstums verwendet. In der vorliegenden Arbeit wurde die Methode für die Verwendung mit einer 2-Moment Methode erweitert und für die Berechnung der Einzelstreuparameter eingesetzt.

Durch die Darstellung der Anzahlkonzentration als Funktion können innerhalb einer Größenklasse Stützstellen gesetzt werden und die Anzahlkonzentration an diesen Stützstellen berechnet werden. Mit dieser zusätzlichen Information können feinere Strukturen der gesamten Tröpfchenverteilung dargestellt werden. Um die am besten geeignete Anzahl an Stützstellen zu finden wurde für die Wolken #15 und #17 die Anzahl der Stützstellen variiert und der berechnete Strahlungsantrieb miteinander verglichen. Die getesteten Anzahlen an Stützstellen waren 3, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 und 50. Ab 15 Stützstellen/Größenklasse kommt es zu keiner Veränderung des Strahlungsantriebs mehr. In Abb. 6.15 ist die Änderung des Strahlungsantriebs mit dem Flüssigwassergehalt der Wolke (und damit mit der mittleren Tröpfchengröße) für die selbe Tröpfchenverteilung wie in Abb. 6.13 zu sehen. Für die Berechnung der Einzelstreuparameter wurden aber 25 Stützstellen je Größenklasse des Tröpfchendurchmessers verwendet im Gegensatz zu Abb. 6.13 wo keine Stützstellen verwendet wurden.

100 Größenklassen; 25 Stützstellen/Größenklasse

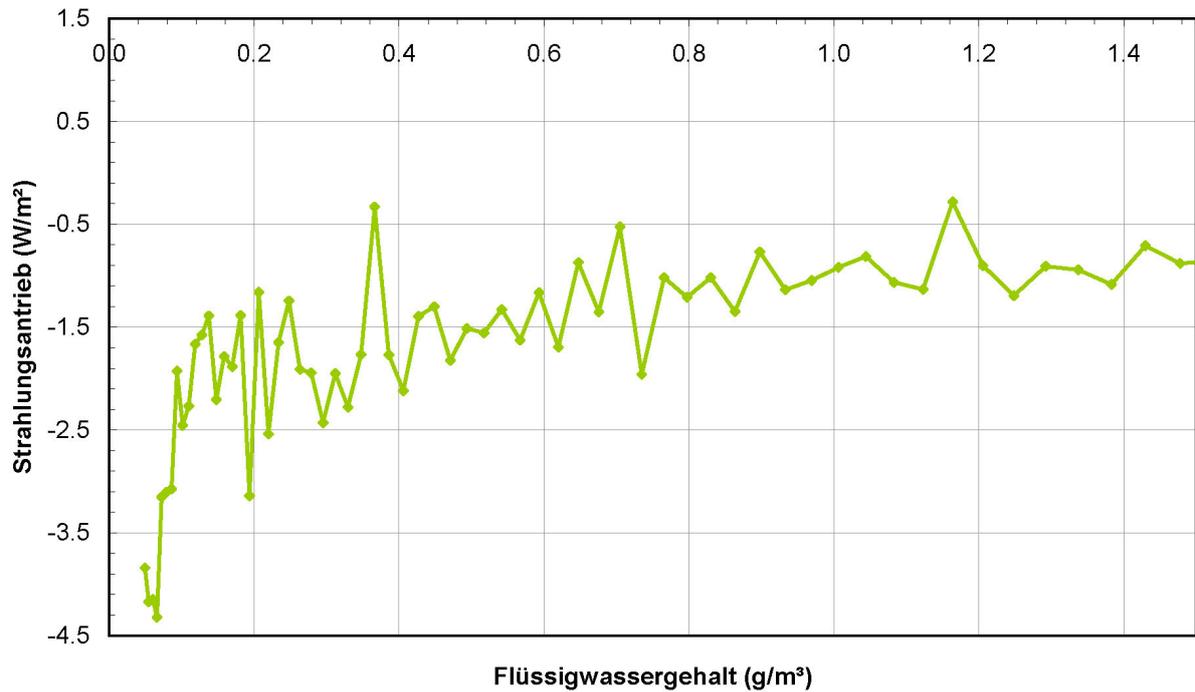


Abbildung 6.15.: Änderung des Strahlungsantriebs von Wolke #15 mit dem Flüssigwassergehalt der Wolke für 100 Größenklassen für die Darstellung der Tröpfchendurchmesser mit je 25 Stützstellen pro Größenklasse.

Die „Zacken“ sind im Vergleich zu Abb. 6.13 wesentlich kleiner und der Strahlungsantrieb ändert sich beinahe stetig mit dem Flüssigwassergehalt der Wolke (bzw. der mittleren Tröpfchengröße).

Die Verwendung von Stützstellen innerhalb einer Größenklasse hat eine Konsequenz für die Anzahl der Größenklassen der Tröpfchendurchmesser, die die kleinsten „Zacken“ und somit die realistischsten Ergebnisse liefert. Dies ist in Unterkapitel 6.1.2 beschrieben.

+

6.2.2. Anzahl der „streams“

In Streamer kann die Strahlungstransfergleichung mit bis zu 48 Polarwinkeln („streams“) gelöst werden. Die Rechenzeit (RZ) für eine Strahlungstransferberechnung nimmt leicht exponentiell mit der Anzahl der „streams“ (NSTR) zu:

$$\text{RZ (min)} \propto 1,056^{\text{NSTR}}. \quad (6.20)$$

Die Basis 1,056 gilt für einen handelsüblichen PC mit einem 2,2 GHz Intel[®] Core[™] 2 Prozessor. Die Testrechnungen wurden für zwei polydisperse Tröpfchenverteilungen durchgeführt. Ab sechs „streams“ gibt es praktische keine Veränderung mehr in den Strahlungsflüssen. In der Dokumentation von DISORT (Weblink) steht, dass mehr „streams“ nicht unbedingt zu einer Erhöhung der Rechengenauigkeit führen, dass eine Verdopplung der „streams“ aber meistens die Rechengenauigkeit erhöht. Für die Strahlungsrechnungen wurden deshalb zwölf „streams“ verwendet.

7. Sensitivitätsanalyse

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt von verschiedenen Parametern und implementierten Prozessen geprüft. Untersuchte Parameter und Prozesse sind:

- die geometrische Dicke der Wolken,
- die Berechnung der Einzelstreuparameter der Wolkentröpfchen,
- die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche,
- die Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets,
- die Änderung der Tröpfchenkonzentration und die Änderung der maximalen Übersättigung,
- der Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum,
- der turbulente Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung und
- der Massen-Akkommodationskoeffizient.

Der Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt wird für acht Wolken während der Messkampagne berechnet (im folgenden wird der Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt kurz als Strahlungsantrieb bezeichnet). Die verwendeten Wolken sind: #6, #9, #13, #15, #16, #17, #29 und #30 (siehe Unterkapitel 4.3). Alle anderen Wolken konnten aus verschiedenen Gründen wie z.B. ein Luftmassenwechsel während der Wolke, Schneefall, lokale Aerosolquellen usw. nicht verwendet werden. Diese Wolken lassen sich in verschiedene Klassen unterteilen:

- Wolke # 29 war tagsüber,
- Wolken # 9, 15, 16 und 30 waren ganz oder fast zur Gänze nachts und
- Wolken # 6, 13, und 17 waren sowohl tagsüber als auch nachts.

Die Dämmerungszeit wird bei dieser Unterscheidung zwischen Tag- und Nacht aufgeteilt. Die Wolkendauer kann aber auch in drei Teile unterteilt werden:

- nachts wenn keine Sonne scheint,
- Morgen- und Abenddämmerung wenn die Sonne tief steht (großer Zenitwinkel) und
- tagsüber wenn die Sonne relativ hoch steht (relativ kleiner Zenitwinkel).

Bei den Wolken # 15 und 30 ist das Verhältnis von Dämmerungszeit zu tagsüber wenn die Sonne scheint relativ hoch.

In Tab. 7.1 sind die Dauer der für die Berechnung des indirekten Effekts verwendeten Wolken, der mittlere Flüssigwassergehalt (FWG) und die gemessene Konzentration an schwarzem Kohlenstoff (EC) in der Atmosphäre zusammengefasst.

Wolke	Dauer der Wolke (min)	mittlerer FWG (g/m ³)	EC-Konzentration (µg/m ³)
# 6	678	0,24	0,64
# 9	239	0,19	0,57
# 13	471	0,29	0,41
# 15	226	0,50	0,39
# 16	203	0,08	0,36
# 17	329	0,45	0,44
# 29	97	0,19	0,89
# 30	583	0,33	1,33

Tabelle 7.1.: Dauer und mittlerer Flüssigwassergehalt der für die Berechnung des indirekten Effekts verwendeten Wolken sowie die in Bodennähe gemessene Konzentration an „elemental carbon“ während der Wolkendauer.

7.1. geometrische Dicke der Wolke

Der Strahlungsantrieb einer Wolke hängt von deren optischen Dicke ab. Die optische Dicke wiederum hängt von der Tröpfchenkonzentration, der Extinktionseffizienz der Tröpfchen und deren Querschnittsfläche sowie der geometrischen Dicke der Wolke ab.

Da die optische bzw. die geometrische Dicke der Wolken während der Messkampagne nicht gemessen wurde, ist die geometrische Dicke ein Parameter der variiert werden kann. Stratus-Wolken haben typischerweise eine geometrische Dicke von 10 m bis einige 100 m ([10], [98]). Der Strahlungsantrieb wurde daher für 50 m, 100 m, 150 m, 200 m, 300 m, 400 m 500 m und 1000 m geometrische Dicke berechnet.

Der gemessene Flüssigwassergehalt einer Wolke an einem Ort kann mit der Zeit stark variieren. Dies liegt an der Zellenstruktur der Wolken. In den Abbn. 7.1, 7.2 und 7.3 ist als Beispiel der gemessene, zeitliche Verlauf des Flüssigwassergehalts der Wolken # 6, 9 und 15 zu sehen.

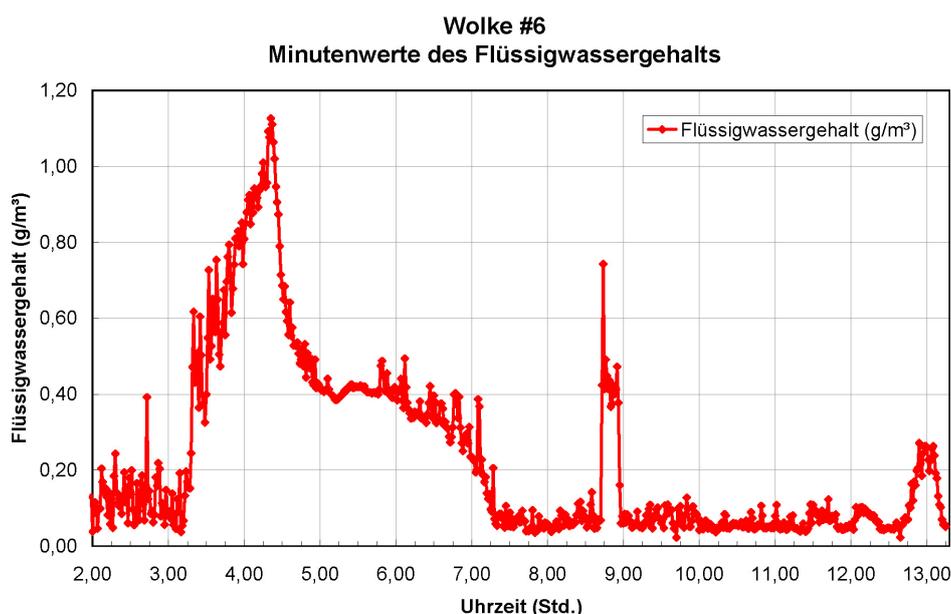


Abbildung 7.1.: Minutenwerte des zeitlichen Verlaufs des Flüssigwassergehalts von Wolke # 6 der Rax-Messkampagne im März 2000.

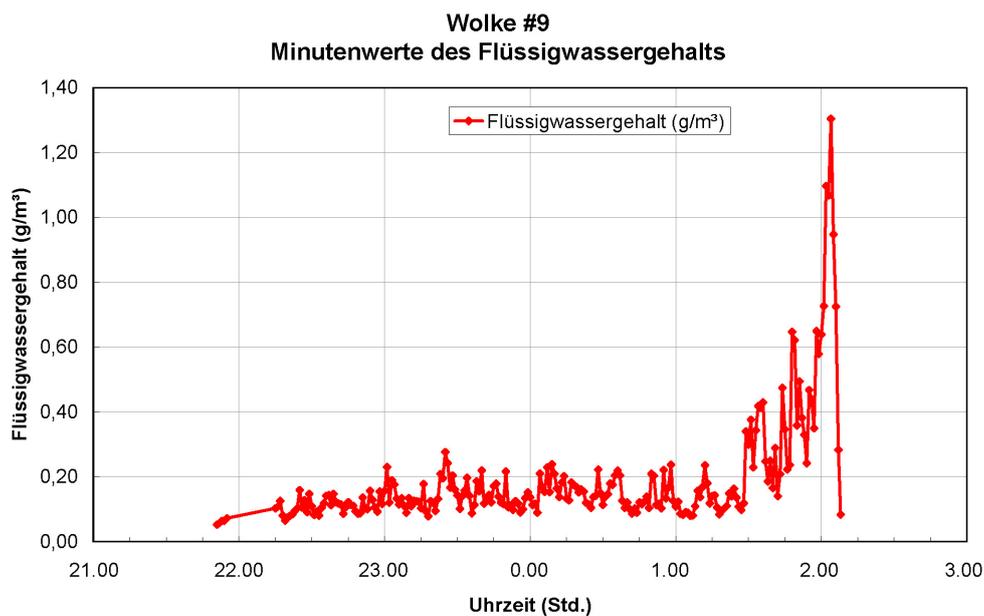


Abbildung 7.2.: Minutenwerte des zeitlichen Verlaufs des Flüssigwassergehalts von Wolke # 9 der Rax-Messkampagne im März 2000.

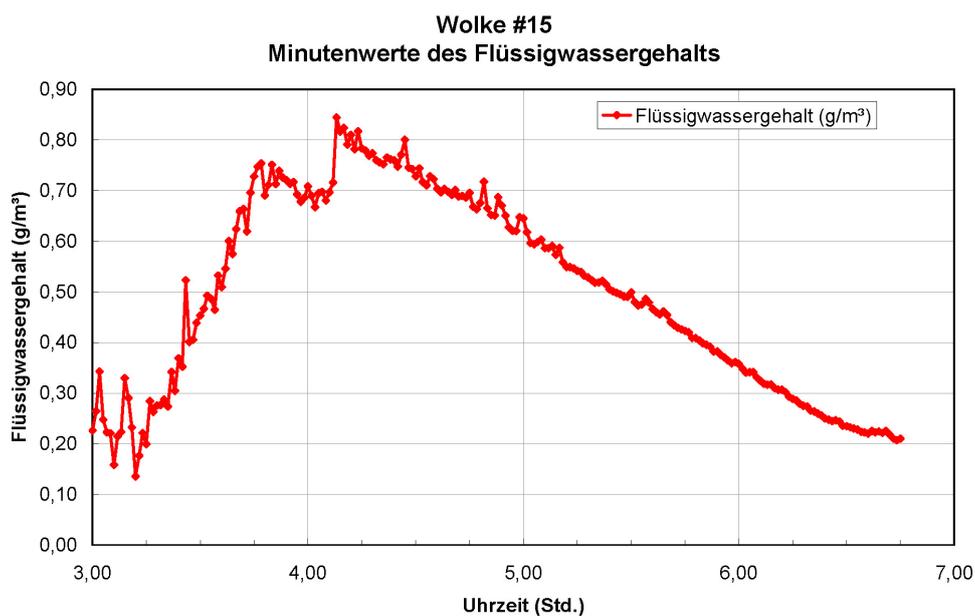


Abbildung 7.3.: Minutenwerte des zeitlichen Verlaufs des Flüssigwassergehalts von Wolke # 15 der Rax-Messkampagne im März 2000.

Da das Strahlungsmodell den zeitlichen Verlauf des Flüssigwassergehalts als Eingabeparameter verwendet, variiert der Antrieb durch den indirekten Aerosoleffekt ebenfalls

stark mit der Zeit. Hinzu kommt, dass die numerische Darstellung der Tröpfchengrößenverteilung zu „Zacken“ im Strahlungsantrieb führen kann (siehe Unterkapitel 6.2.1). In den Abbn. 7.4-7.8 ist der zeitliche Verlauf des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt dargestellt. Der Antrieb wurde für jede Minute der Wolkendauer berechnet und anschließend wurden 15 Minuten-Mittelwerte für die Darstellung berechnet. Um die Übersichtlichkeit zu bewahren, ist der Antrieb nur für jeweils drei verschiedene geometrische Dicken der Wolken dargestellt, einmal mit und einmal ohne schwarzem Kohlenstoff in den Wolkentröpfchen. Der Verlauf des Strahlungsantriebs der übrigen Wolken tagsüber, nachts und in der Dämmerungszeit gleicht qualitativ dem der Wolken # 6, 9 bzw. 15 und ist deshalb nicht dargestellt.

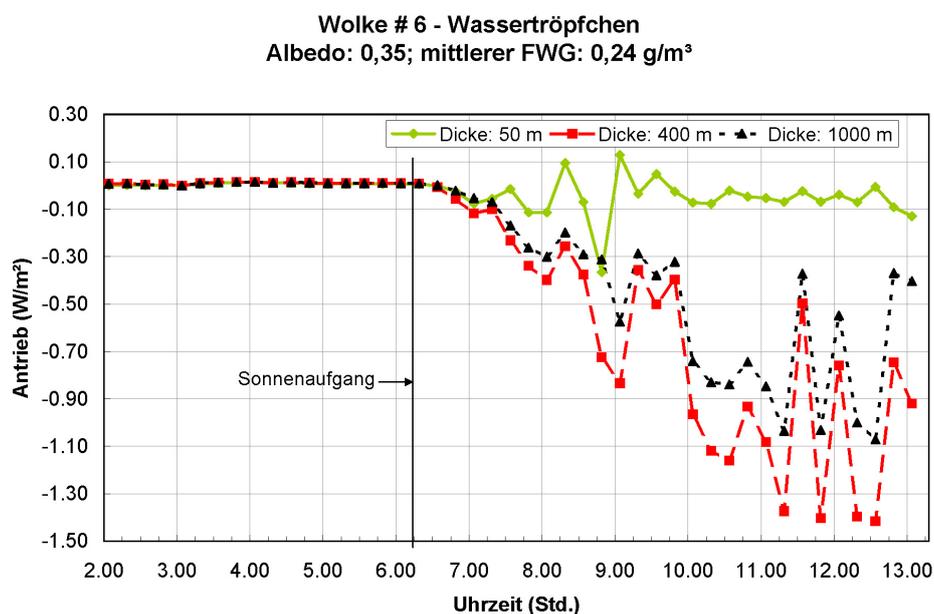


Abbildung 7.4.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 6 für eine geometrische Dicke der Wolke von 50, 400 bzw. 1000m. Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser.

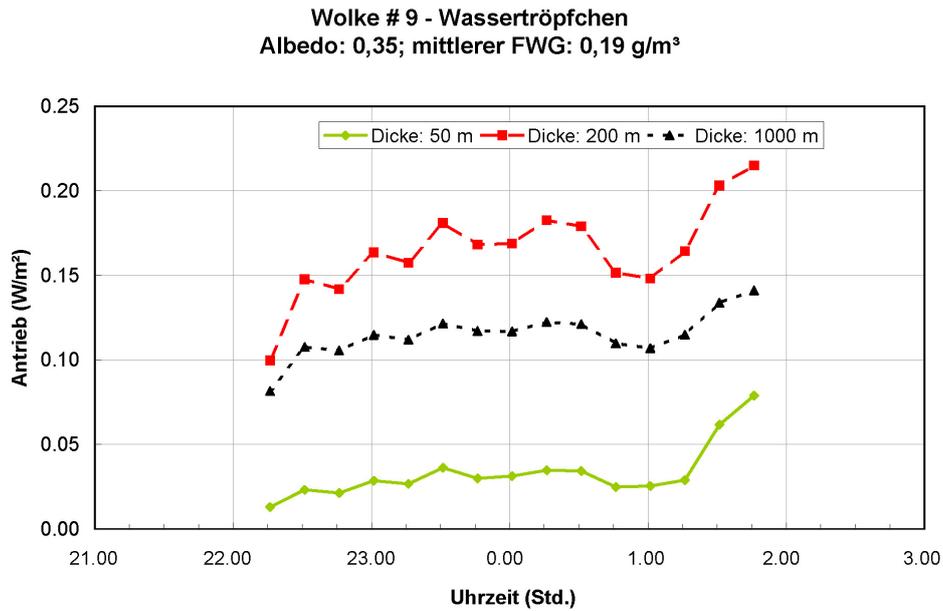


Abbildung 7.5.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 9 für eine geometrische Dicke der Wolke von 50, 200 bzw. 1000m. Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser.

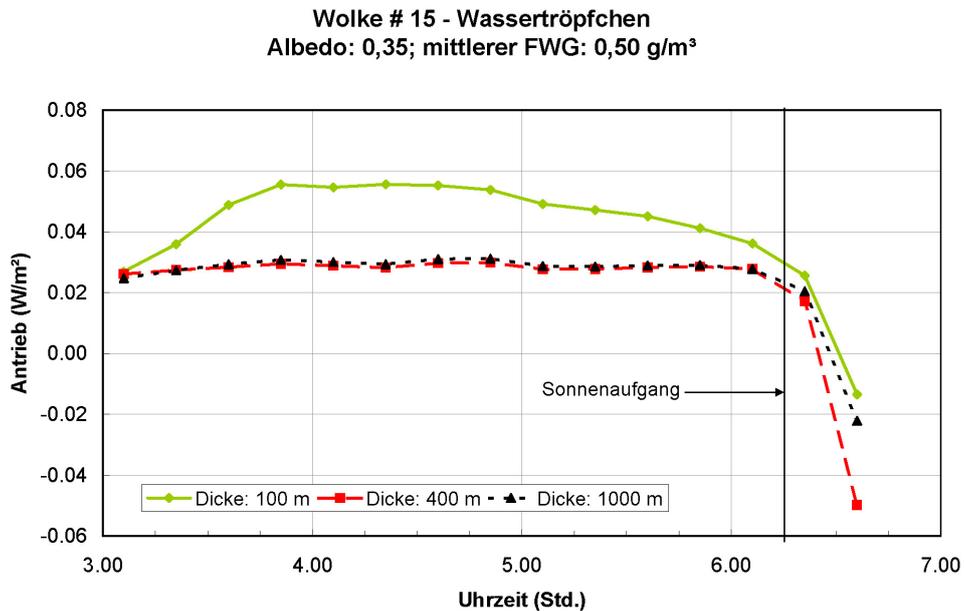


Abbildung 7.6.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 15 für eine geometrische Dicke der Wolke von 100, 400 bzw. 1000m. Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser.

Wolke # 6 - Wasser mit EC
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

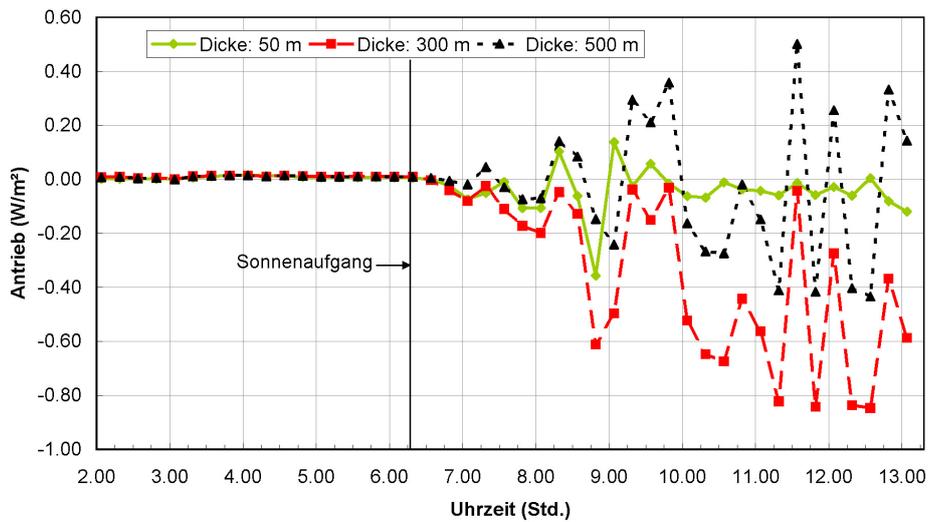


Abbildung 7.7.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 15 für eine geometrische Dicke der Wolke von 100, 400 bzw. 1000m. Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser und „elemental carbon“.

Wolke # 15 - Wasser mit EC
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,50 g/m³

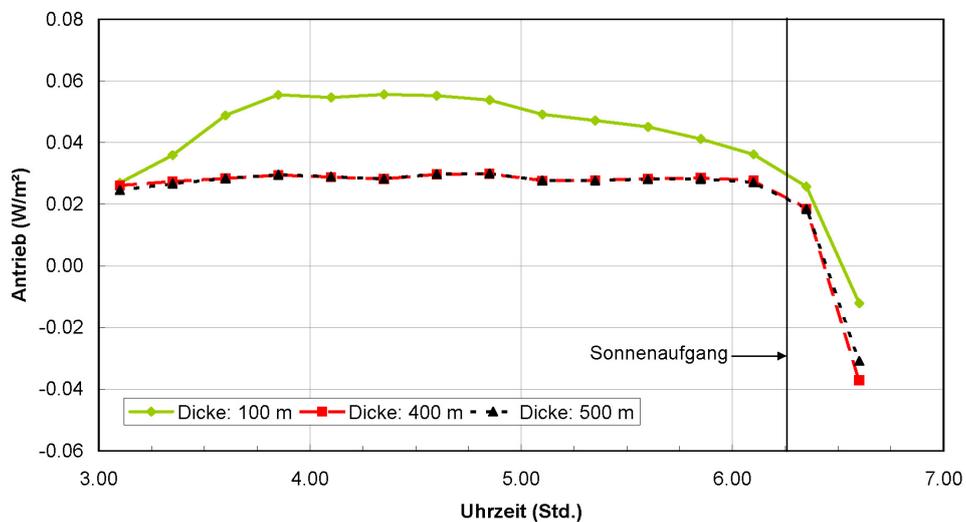


Abbildung 7.8.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 15 für eine geometrische Dicke der Wolke von 100, 400 bzw. 1000m. Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser und „elemental carbon“.

Mit zunehmender Dicke der Wolke nimmt der Betrag des Strahlungsantriebs zunächst zu (bei Wolke #9 wird er ‚positiver‘ da diese zur Gänze in der Nacht war). Ab einer gewissen Dicke der Wolke nimmt der Betrag des Strahlungsantriebs aber wieder ab. Die Erklärung dafür findet sich weiter unten im Text.

In den folgenden Abbildungen ist nicht mehr der zeitliche Verlauf des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt dargestellt sondern jeder Wert des Strahlungsantriebs stellt einen Mittelwert über die gesamte Wolkendauer dar.

Die Abbn. 7.9-7.16 zeigen den Strahlungsantrieb der Wolken # 6, 9, 13, 15, 16, 17, 29 und 30 in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter.

Der Kohlenstoffanteil der Tröpfchen wird bei der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen auf verschiedene Arten berücksichtigt (siehe Unterkapitel 3.3.5). Die Berechnungen wurden mit Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff (strichlierte Linie), einer „effektives Medium“-Näherung (Maxwell-Garnett; strich-punktierte Linie) für den Brechungsindex des Tröpfchens und für umhüllte Kugeln („coated spheres“; punktierte Linie) durchgeführt. Die Volumsmischung führt dabei zur größten Absorptionssteigerung der Tröpfchen und die umhüllten Kugeln meist zur geringsten. Der Unterschied zwischen den Berechnungsarten ist aber nur bei sehr hohen Konzentrationen von schwarzem Kohlenstoff von Bedeutung. Zum Vergleich wurde der Strahlungsantrieb auch für reine Wassertröpfchen (durchgezogene Linie) berechnet.

Wolke #6
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

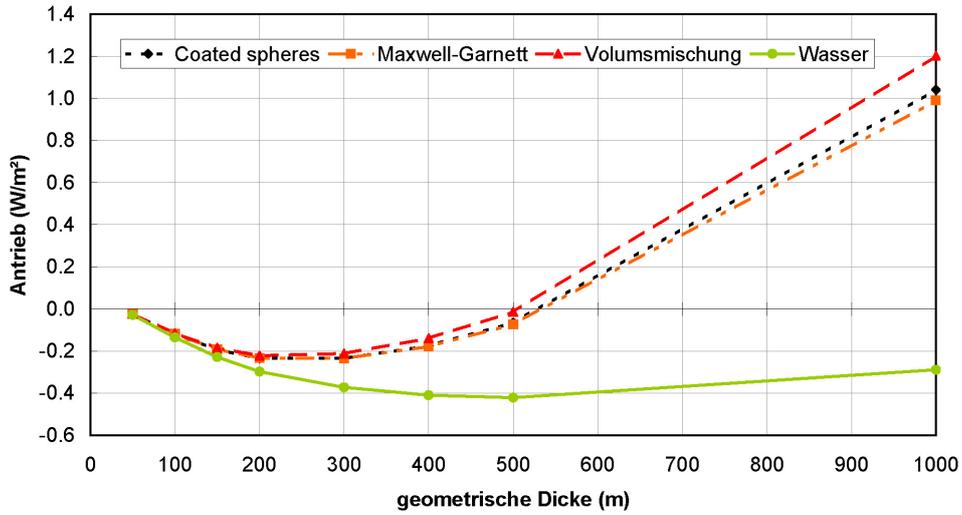


Abbildung 7.9.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #6 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

Wolke #9
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,19 g/m³

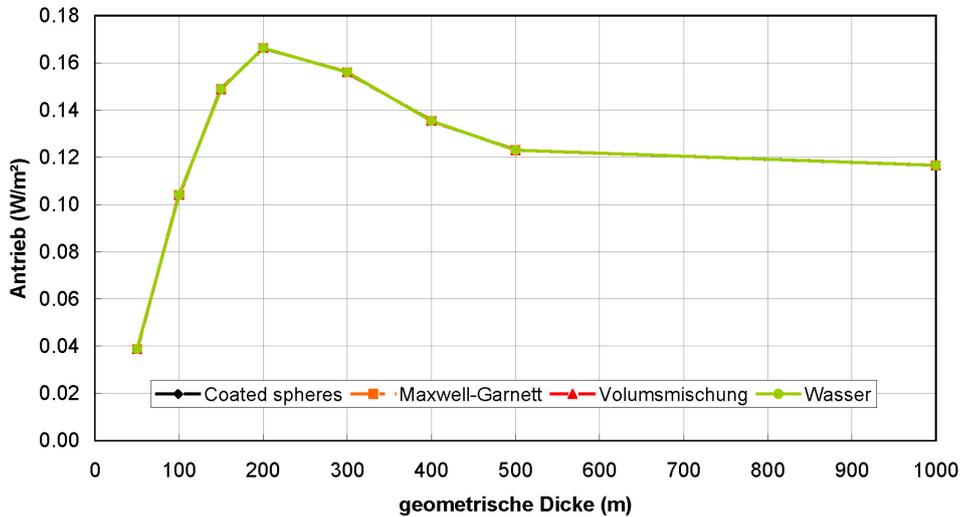


Abbildung 7.10.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #9 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

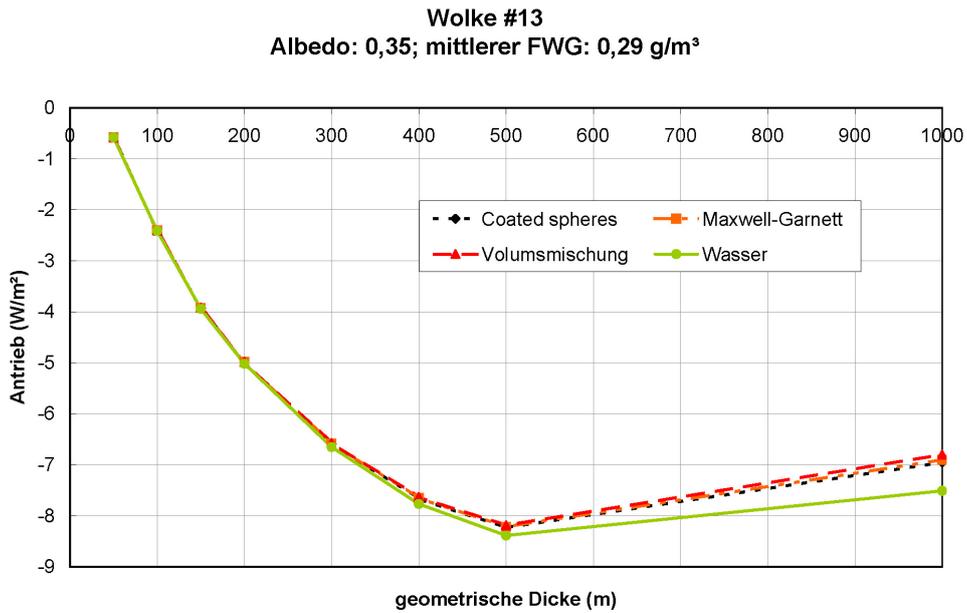


Abbildung 7.11.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #13 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

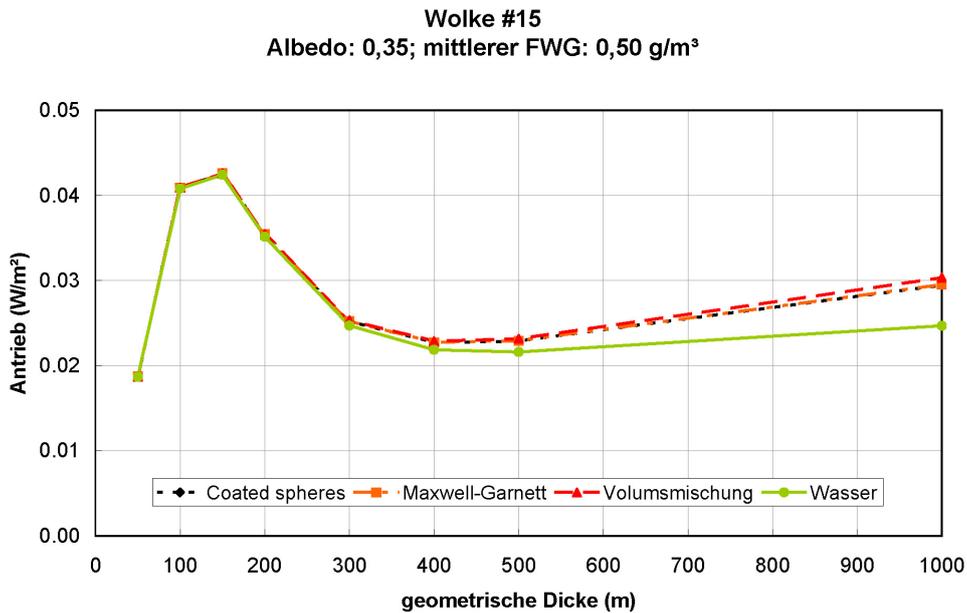


Abbildung 7.12.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #15 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

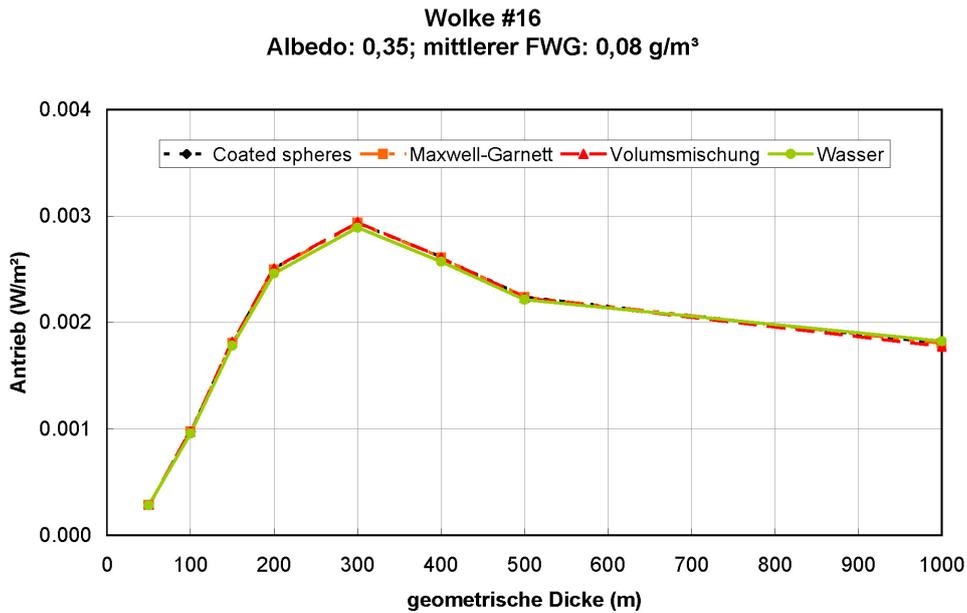


Abbildung 7.13.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #16 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

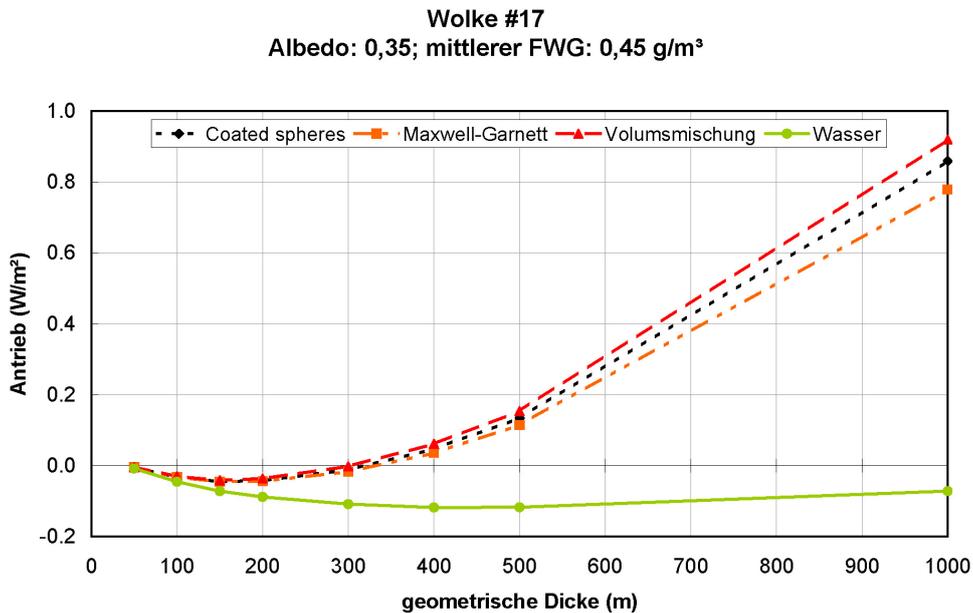


Abbildung 7.14.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #17 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

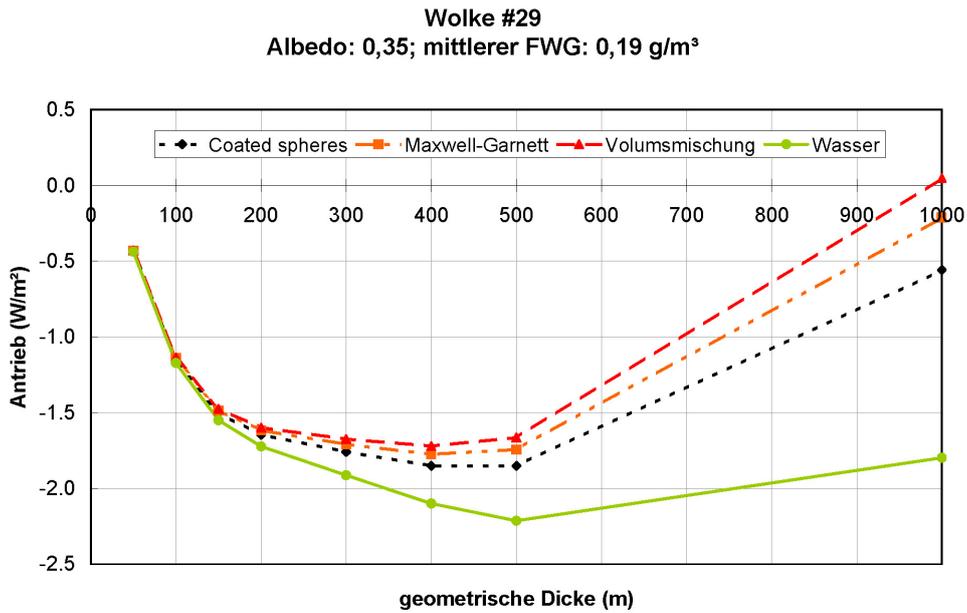


Abbildung 7.15.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #29 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

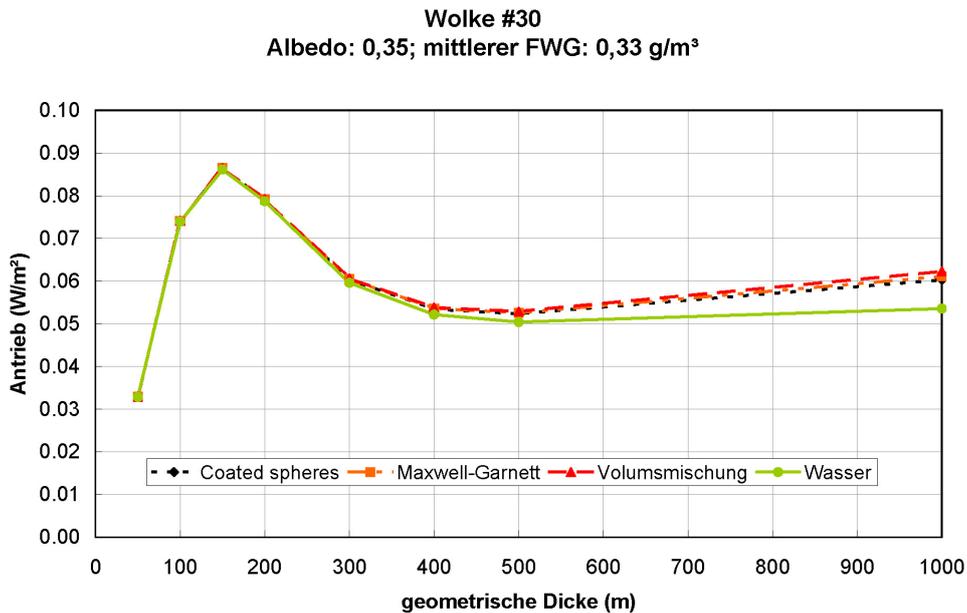


Abbildung 7.16.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #30 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

Alle Wolken weisen Extremwerte des Strahlungsantriebs bei gewissen geometrischen Dicken auf. Bei den Wolken # 6, 13, 17 und 29 gibt es jeweils einen Extremwert des Strahlungsantriebs, der bei einer geometrischen Dicke von 500 m liegt (für reine Wassertropfchen). Dieser Extremwert (,negativster‘ Strahlungsantrieb) ist für die kurzwellige Sonnenstrahlung leicht zu erklären. Wenn die ,verschmutzte“ und die ,saubere“ Wolke dünn sind, so streuen sie wenig der einfallenden Strahlung zurück in den Weltraum und damit ist auch der Unterschied zwischen den beiden Wolken und somit der indirekte Aerosoleffekt klein. Wenn beide Wolke dick sind, so streuen sie viel der einfallenden Strahlung zurück in den Weltraum und es kommt relativ wenig der einfallenden Strahlung zur Erdoberfläche. Auch in diesem Fall ist der Unterschied zwischen den beiden Wolken und damit der indirekte Aerosoleffekt klein. Wolken mit einer ,mittleren‘ Dicke weisen deshalb den am stärksten negativen Strahlungsantrieb auf.

Die Wolken # 9 und 16 waren zur Gänze in der Nacht. Die einzige Strahlungsquelle ist in diesem Fall die langwellige, thermische Ausstrahlung der Erdoberfläche. Hier zeigt sich ebenfalls, dass mit zunehmender Dicke von ,verschmutzter“ und ,sauberer“ Wolke zunächst mehr der Strahlung in den Wolken absorbiert bzw. zurückgestrahlt wird. Bei ca. 200-300 m geometrischer Dicke nimmt der Betrag des Strahlungsantriebs aber wieder ab, da sowohl die ,verschmutzte“ als auch die ,saubere“ Wolke bereits soviel der abgegebenen thermischen Strahlung absorbieren bzw. zurückstrahlen, dass nur mehr relative wenig durch die Wolken hindurch in Richtung Weltraum abgestrahlt wird. Deshalb weisen Wolken in der Nacht mit einer ,mittleren‘ Dicke den am stärksten positiven Strahlungsantrieb auf.

Die Dicke einer Wolke bei der über die gesamte Wolkendauer gemittelte Strahlungsantrieb am ,negativsten‘ für kurzwellige Strahlung und am ,positivsten‘ für langwellige Strahlung ist, ist für beide Wellenlängenbereiche unterschiedlich. Bei den Wolken # 15 und 30 ist das Verhältnis von Dämmerungszeit zu tagsüber wenn die Sonne scheint relativ hoch. Diese Wolken weisen deshalb zwei Extremwerte des Strahlungsantriebs auf. Einen bei ca. 150 m für die langwellige, thermische Strahlung und einen bei ca. 400-500 m für die kurzwellige, Sonnenstrahlung.

Die Konzentration an schwarzem Kohlenstoff in der Wolke wird als konstant angenommen und entspricht den gemessenen Konzentrationen in Bodennähe. Die Aerosolpartikelkonzentrationen oberhalb der Wolke entsprechen dem Standardprofil 1 von Streamer

in dem die Konzentration an schwarzem Kohlenstoff gering ist (siehe Unterkapitel 5.4.2). Wenn sich die geometrische Dicke einer simulierten Wolke verdoppelt, kommt es deshalb in etwa zu einer Verdoppelung des Gehalts an schwarzem Kohlenstoff (in der Wolke und den Luftschichten über der Wolke zusammen). Deshalb wird bei allen Wolken der Strahlungsantrieb positiver (oder zumindest weniger negativ) wenn die geometrische Dicke der Wolke zunimmt und die zusätzliche Absorption durch schwarzen Kohlenstoff berücksichtigt wird.

Zum Vergleich wurde der Strahlungsantrieb auch für reine Wassertröpfchen berechnet. Für die Wolken # 6, 13, 17 und 29 die zu einem großen Teil tagsüber waren, ist für alle geometrischen Dicken der Strahlungsantrieb dadurch negativ.

In den Abbn. 7.9-7.16 ist der Strahlungsantrieb der Wolken ohne EC („elemental carbon“) in den Wolkentröpfchen bzw. für eine konstante EC-Konzentration innerhalb der Wolke zu sehen. Mit der Dicke der Wolke variiert auch der EC-Gehalt (der Wolke und den Luftschichten über der Wolke zusammen). Im Vergleich dazu ist in den Abbn. 7.17-7.24 zusätzlich der Strahlungsantrieb der Wolken # 6, 9, 13, 15, 16, 17, 29 und 30 in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke für einen konstanten EC-Gehalt (der Wolke und den Luftschichten über der Wolke zusammen) dargestellt (punktierte Linie). Damit der EC-Gehalt konstant ist, muss sich die EC-Konzentration in der Wolke entsprechend ändern (die EC-Konzentration in den übrigen Luftschichten ist vernachlässigbar klein). Es wird angenommen, dass die gemessenen EC-Konzentrationen für eine geometrische Dicke der Wolken von 200 m gelten und für dünnere bzw. dickere Wolken wird die Konzentration entsprechend angepasst. Der Kohlenstoffanteil der Tröpfchen wurde für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen als Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff berücksichtigt, da die Volumsmischung eine Obergrenze für die zusätzliche Absorption darstellt (siehe Abbn. 7.9-7.16 und Abbn. 7.30-7.37) und der Unterschied zu den anderen Berechnungsarten der Einzelstreuparameter gering ist (siehe weiter oben in diesem Unterkapitel).

Wolke #6
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

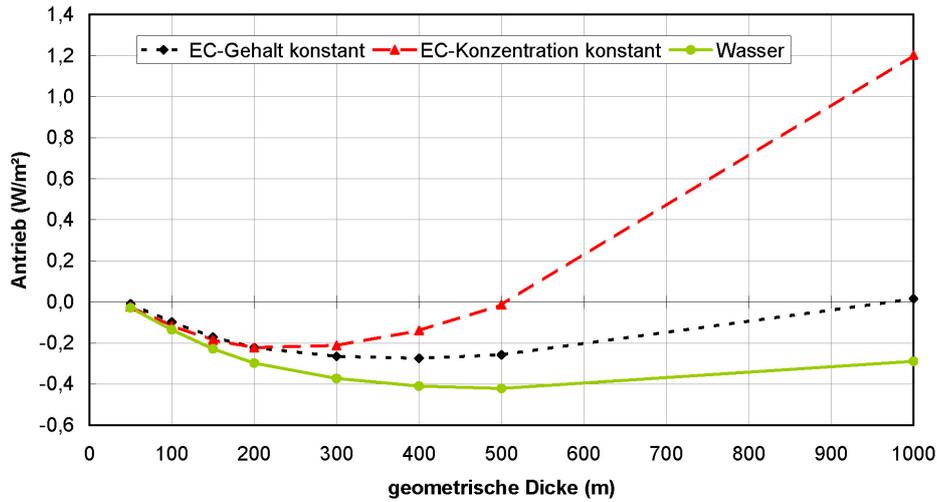


Abbildung 7.17.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #6 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

Wolke #9
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,19 g/m³

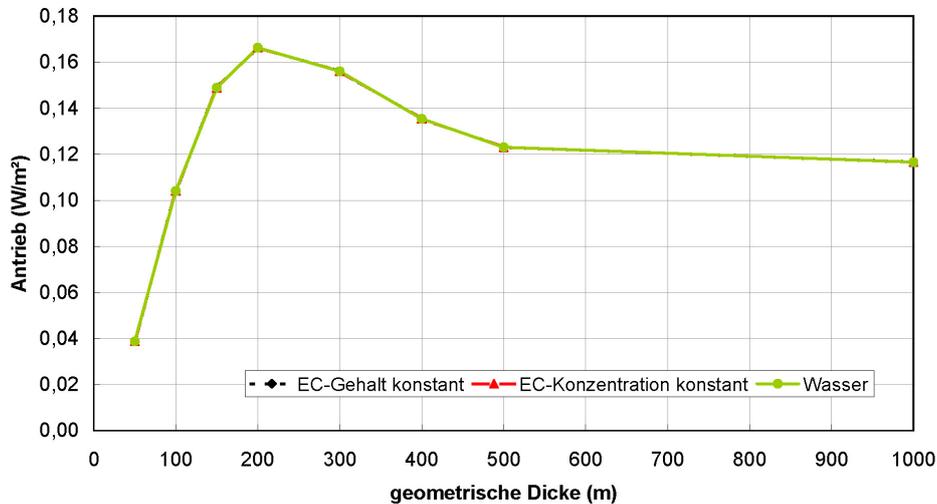


Abbildung 7.18.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #9 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

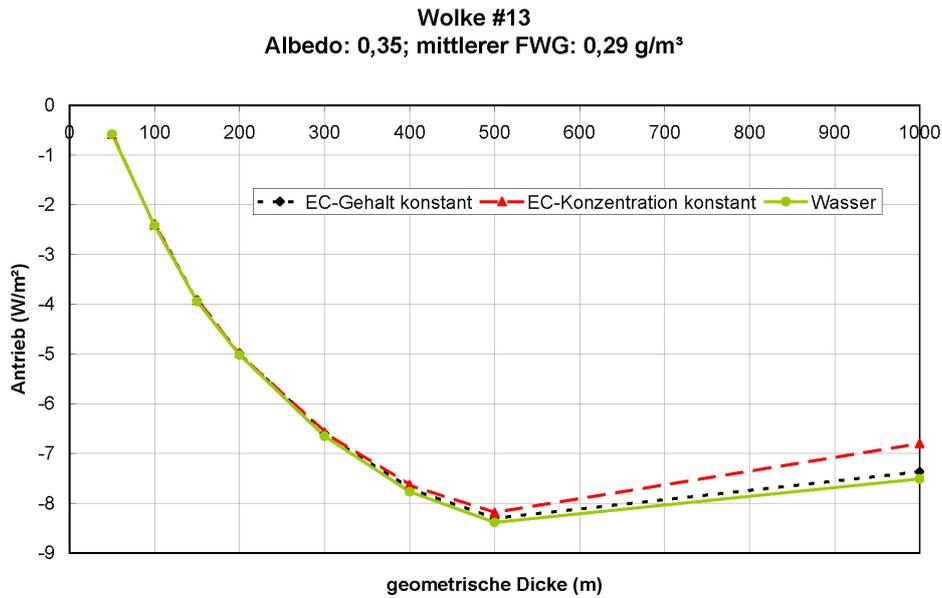


Abbildung 7.19.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #13 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

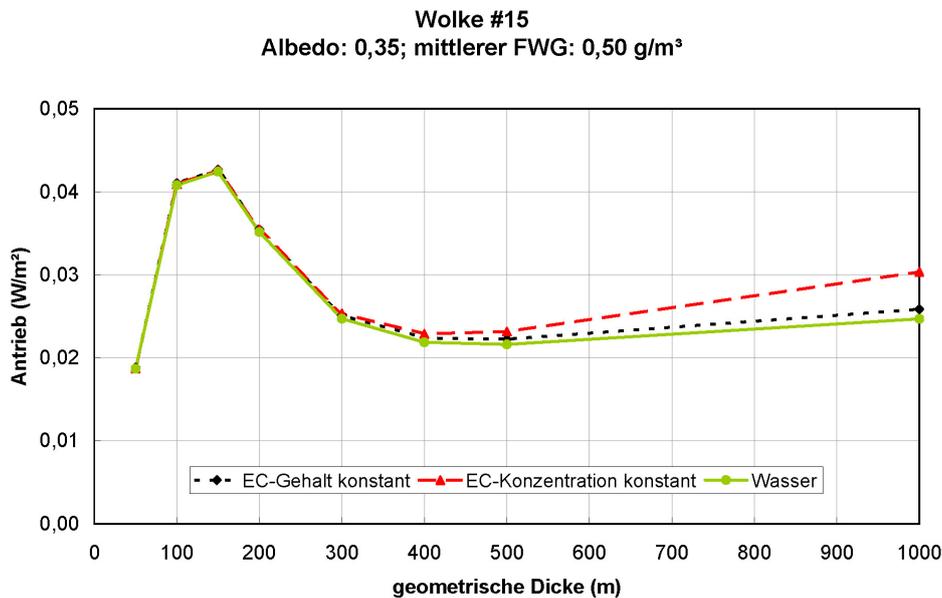


Abbildung 7.20.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #15 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

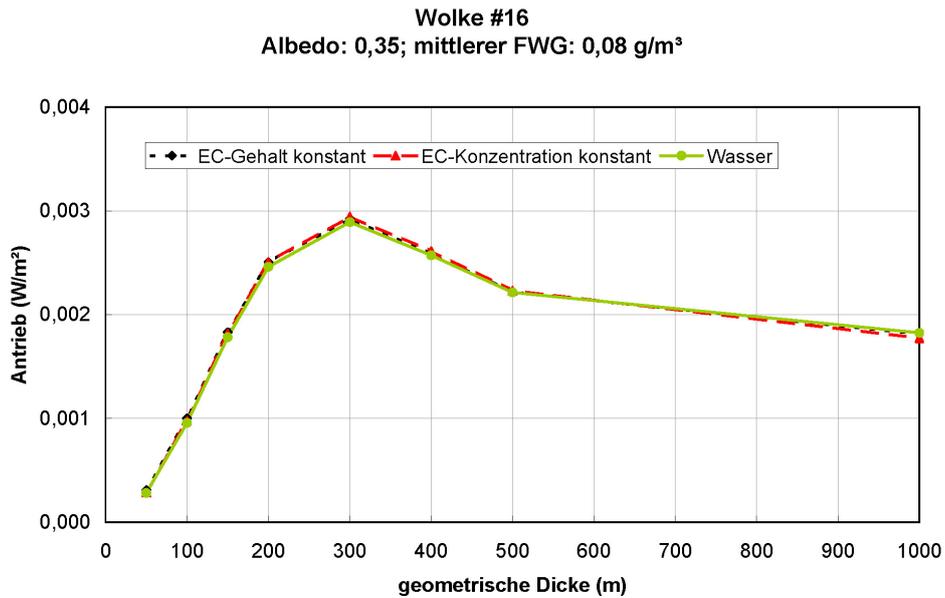


Abbildung 7.21.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #16 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

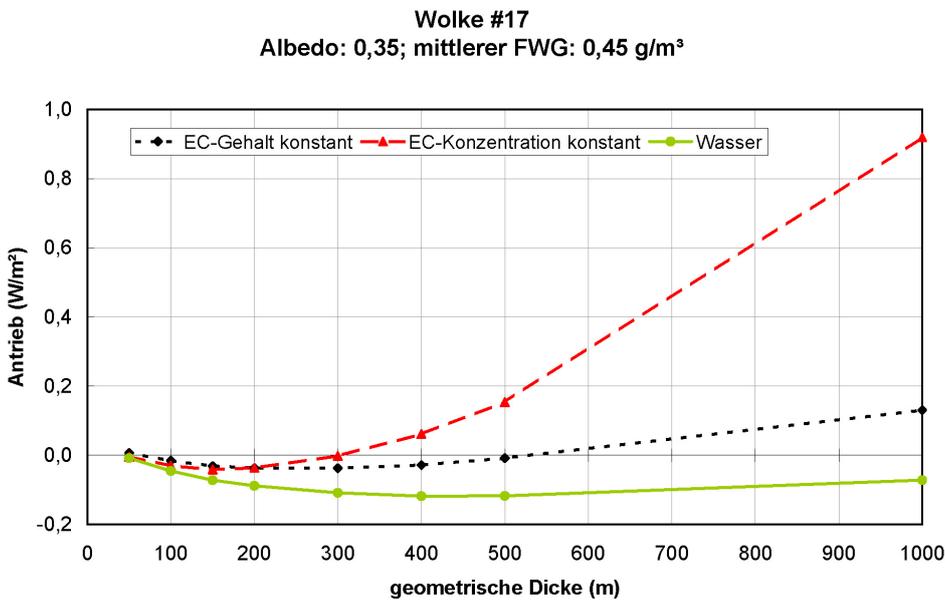


Abbildung 7.22.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #17 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

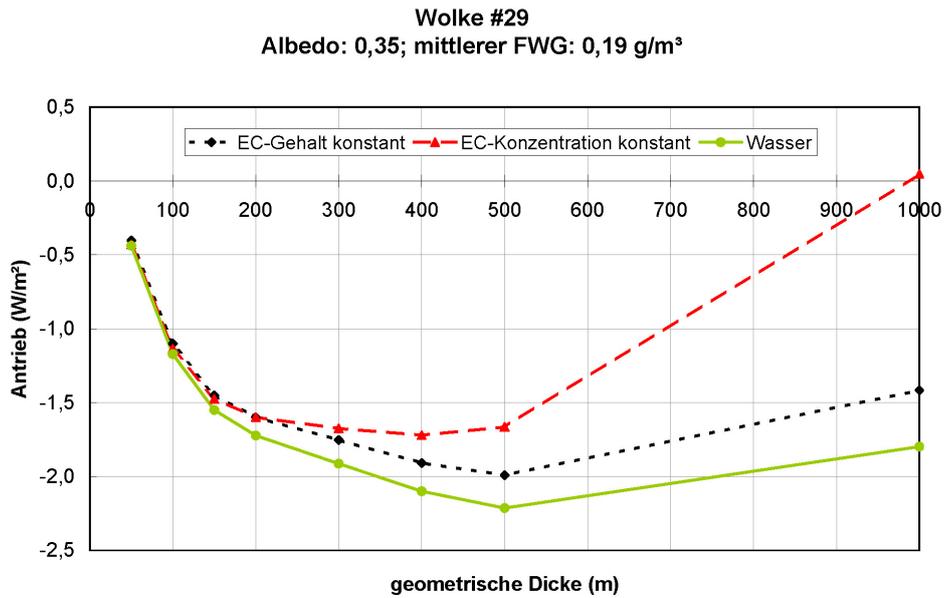


Abbildung 7.23.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #29 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

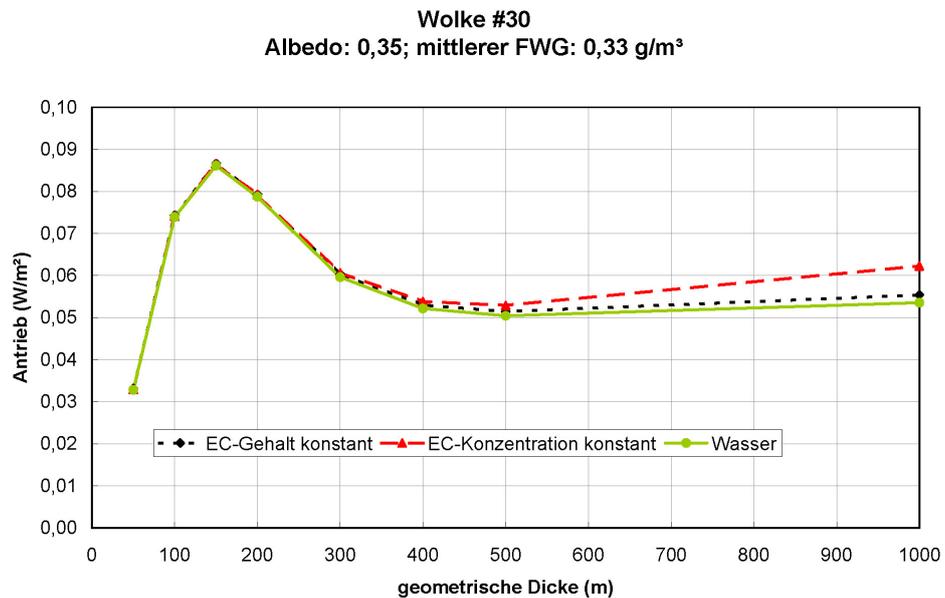


Abbildung 7.24.: Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb von Wolke #30 ist in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke dargestellt. Zum Vergleich ist der Antrieb für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und ohne EC (reine Wassertröpfchen) abgebildet.

Durch konstanten EC-Gehalt in der Wolke wird der Strahlungsantrieb der Wolke weniger negativ („positiver“). Diese Erwärmung ist fast unabhängig von der geometrischen Dicke der Wolke. Bei dickeren Wolken ist der Erwärmungseffekt aber aufgrund von Mehrfachstreuung etwas größer.

7.2. Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche

Die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche gibt an wieviel der einfallenden sichtbaren Strahlung zurück in den Weltraum reflektiert wird. Die restliche Strahlung wird absorbiert und führt zu einer Erwärmung des Systems Atmosphäre und Erdoberfläche. Bei hoher Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (z.B. bei Schnee- oder Eisbedeckung), wird nur ein kleiner Anteil der einfallenden Strahlung bzw. der einfallenden Energie absorbiert.

Beim indirekten Aerosoleffekt wird der Strahlungsfluss der auf die Erde trifft durch eine „verschmutzte“ Wolke, mit dem durch eine „saubere“ Wolke verglichen. Je höher die Albedo der Erdoberfläche ist, umso weniger wirkt sich die Änderung durch den indirekten Aerosoleffekt aus, da bei hoher Albedo weniger der Differenz der Strahlungsflüsse durch die „verschmutzte“ bzw. die „saubere“ Wolke an der Erdoberfläche absorbiert wird.

In den Abbn. 7.25-7.29 ist der zeitliche Verlauf des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt dargestellt. Der Antrieb wurde für jede Minute der Wolkendauer berechnet und anschließend wurden 15 Minuten-Mittelwerte für die Darstellung berechnet.

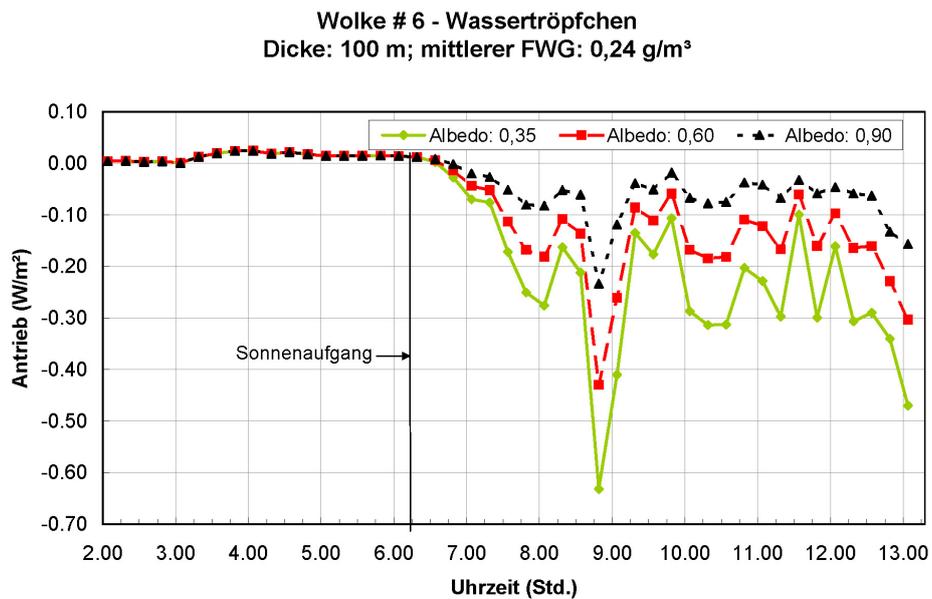


Abbildung 7.25.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 6 für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35, 0,60 bzw. 0,90 (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03). Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser.

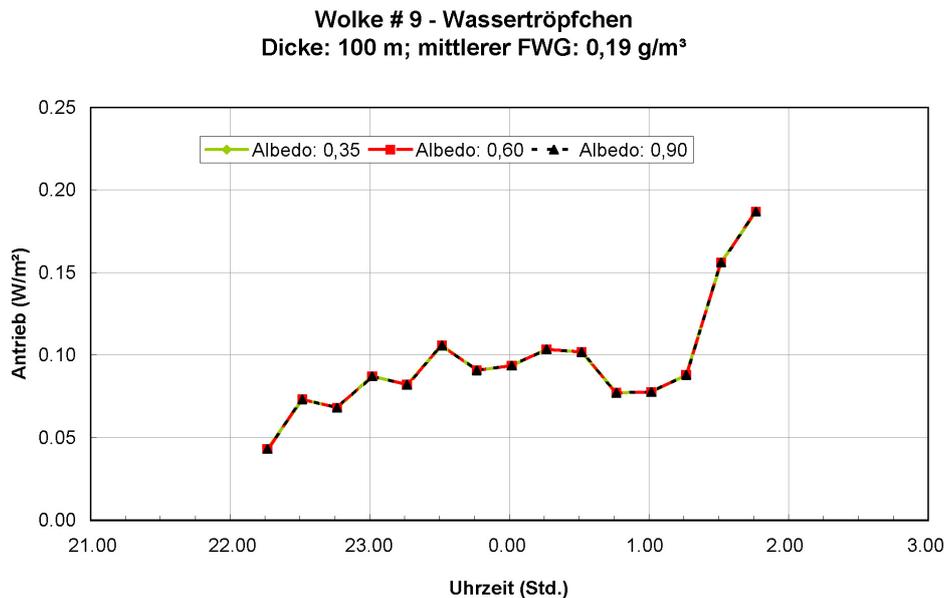


Abbildung 7.26.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 9 für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35, 0,60 bzw. 0,90 (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03). Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser.

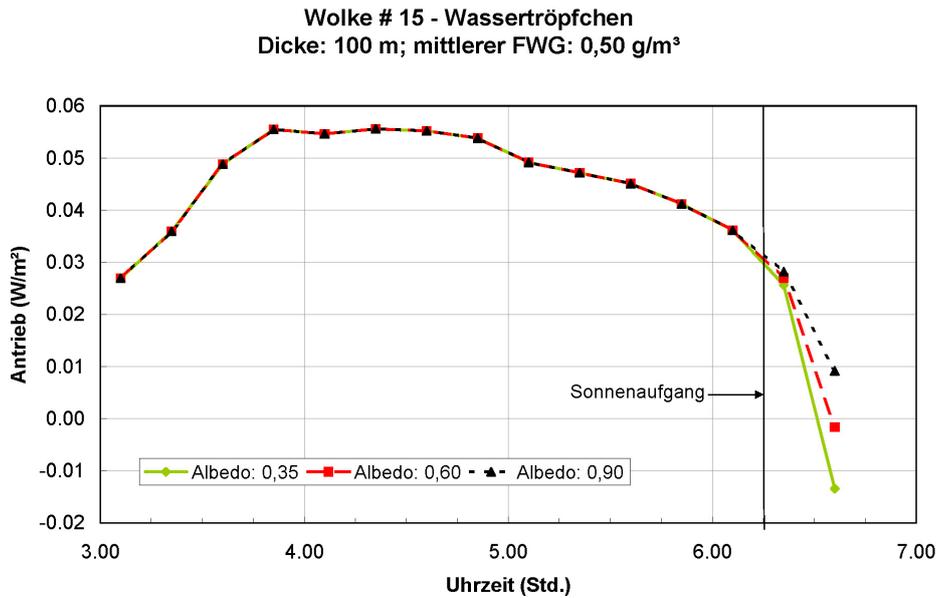


Abbildung 7.27.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 15 für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35, 0,60 bzw. 0,90 (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03). Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser.

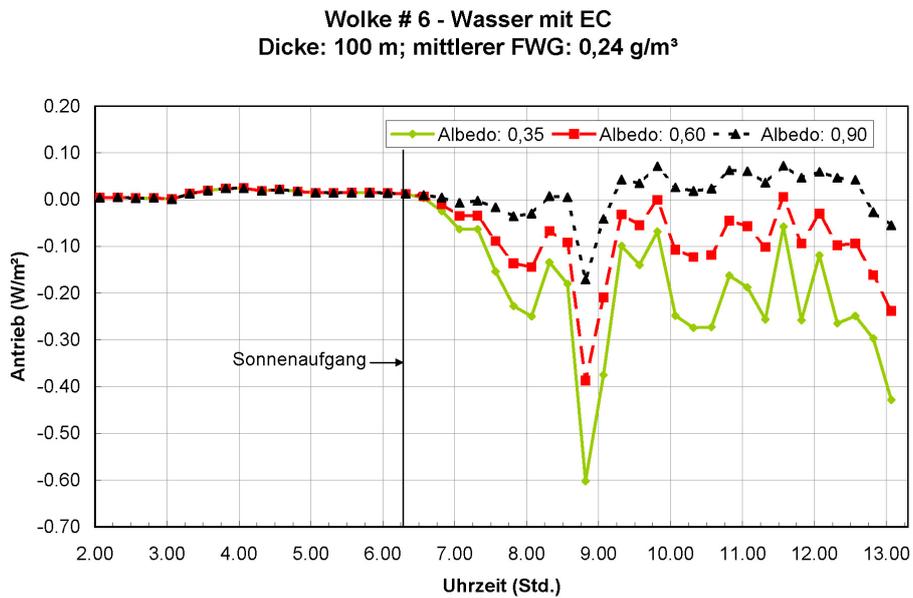


Abbildung 7.28.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 6 für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35, 0,60 bzw. 0,90 (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03). Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser und „elemental carbon“.

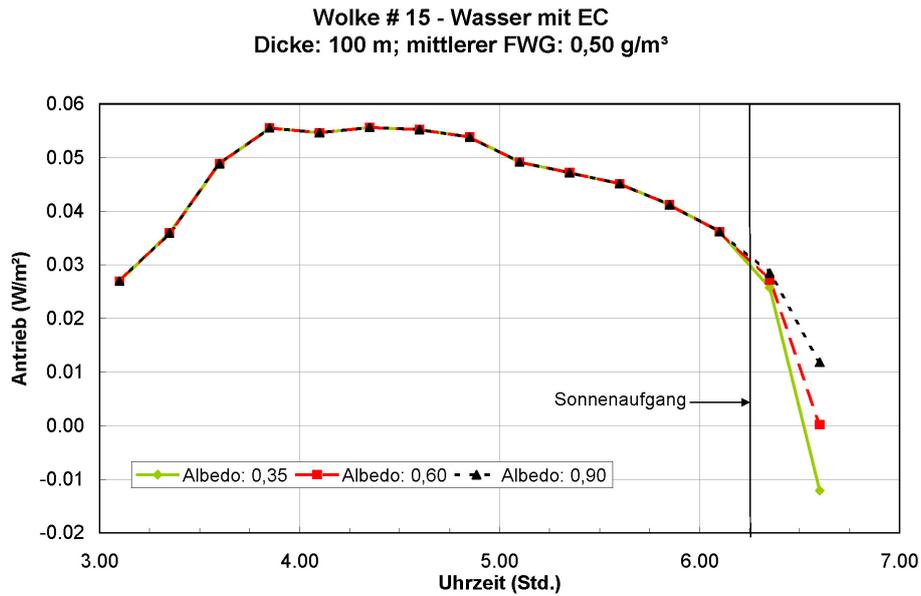


Abbildung 7.29.: Zeitlicher Verlauf des Strahlungsantriebs von Wolke # 15 für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35, 0,60 bzw. 0,90 (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03). Die Wolkentröpfchen bestehen aus Wasser und „elemental carbon“.

Mit zunehmender Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche nimmt der Strahlungsantrieb wie erwartet ab. Für den Strahlungsantrieb von Wolke #9 die zur Gänze in der Nacht war, hat die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche keinen Einfluss.

Die Abbn. 7.30-7.37 zeigen den Strahlungsantrieb der Wolken # 6, 9, 13, 15, 16, 17, 29 und 30 in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen. In manchen Abbildungen ist der Unterschied zwischen den Berechnungsarten so gering, dass sich manche Graphen überlagern. Für alle Wolken wurde eine geometrische Dicke von 100 m für die Berechnungen angenommen. Jeder dargestellte Wert des Strahlungsantriebs ist ein Mittelwert über die gesamte Wolkendauer. Für den kurzwelligen Spektralbereich (bis 4 μm) wird eine Albedo der Erdoberfläche von 0,35 (Eis), 0,60 bzw. 0,90 (frischer Schnee) angenommen [4], [99] und für den langwelligen Bereich eine Albedo von 0,03 [100].

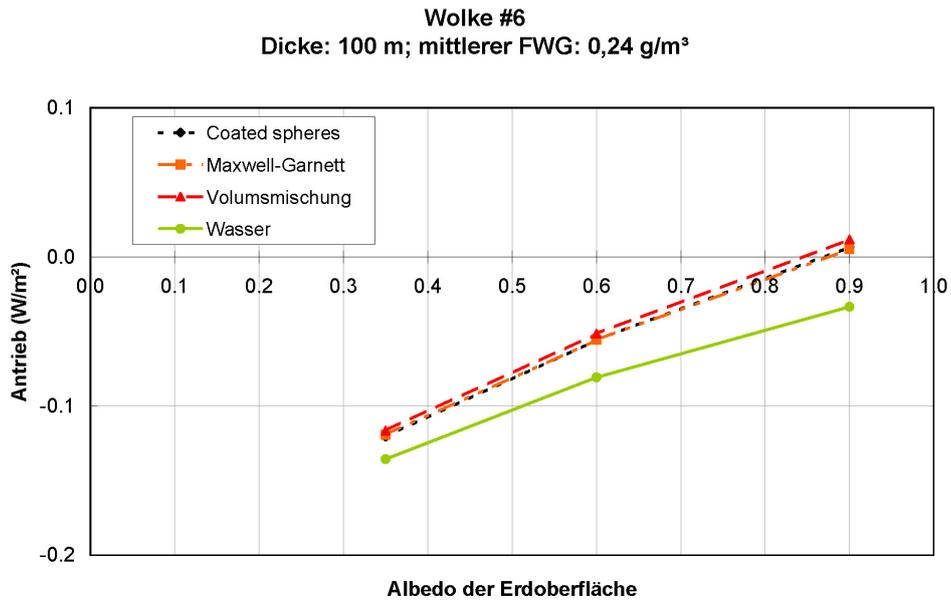


Abbildung 7.30.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #6 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

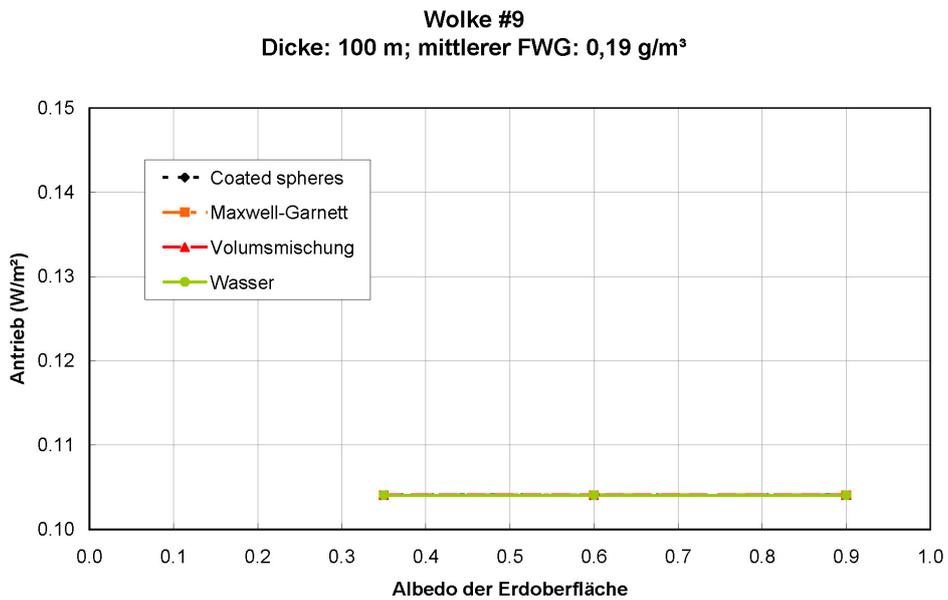


Abbildung 7.31.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #9 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

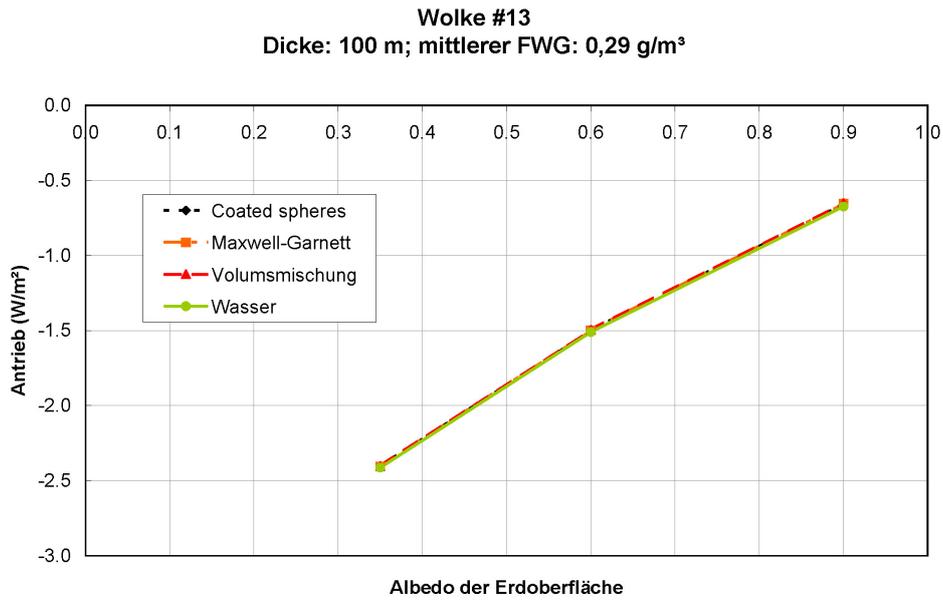


Abbildung 7.32.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #13 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

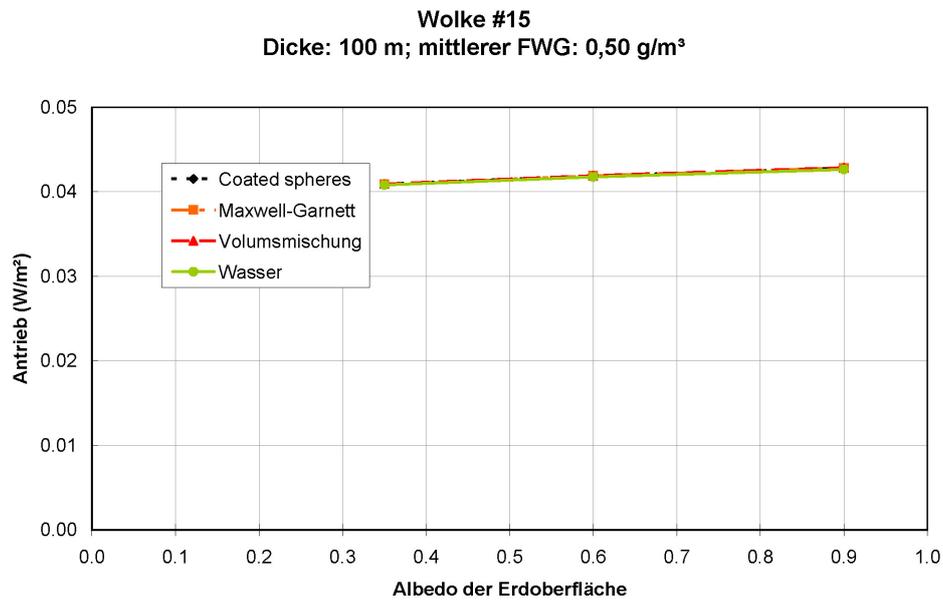


Abbildung 7.33.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #15 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

Wolke #16
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,08 g/m³

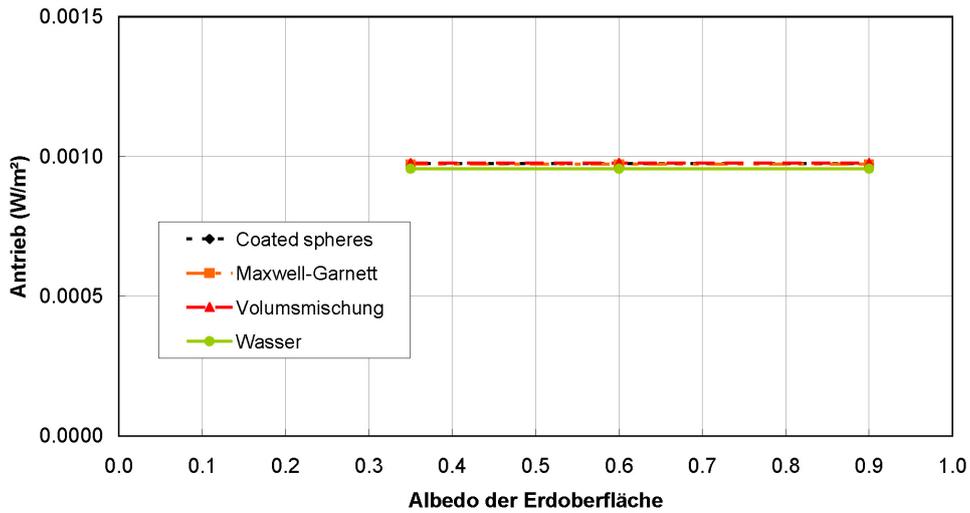


Abbildung 7.34.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #16 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

Wolke #17
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,45 g/m³

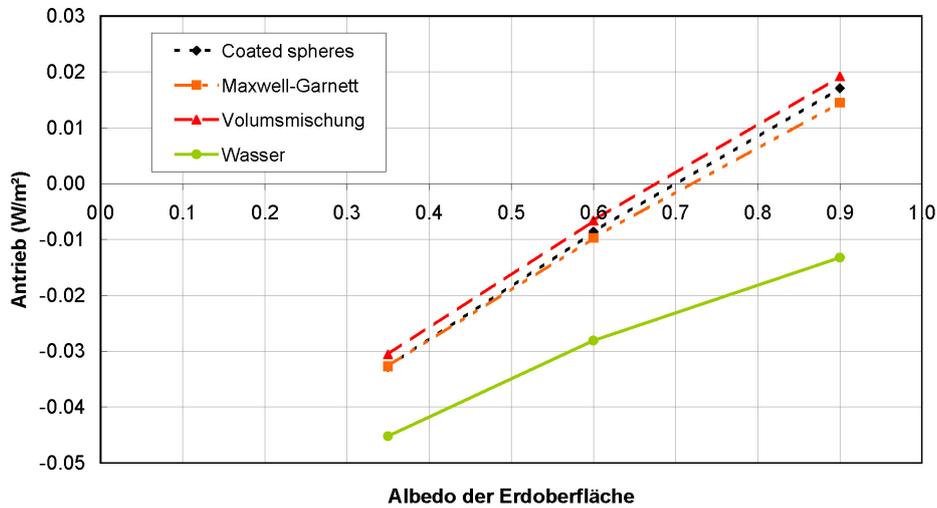


Abbildung 7.35.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #17 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

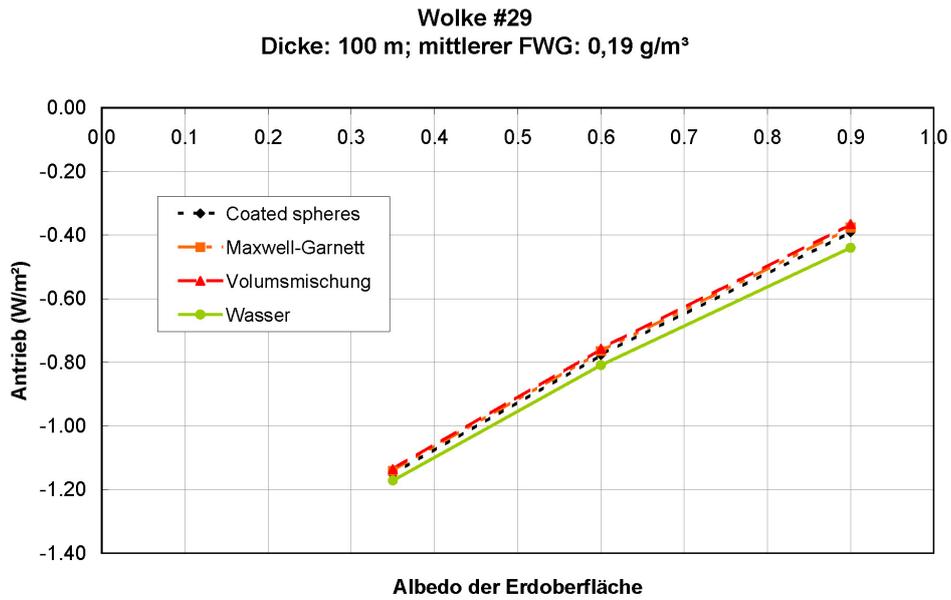


Abbildung 7.36.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #29 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

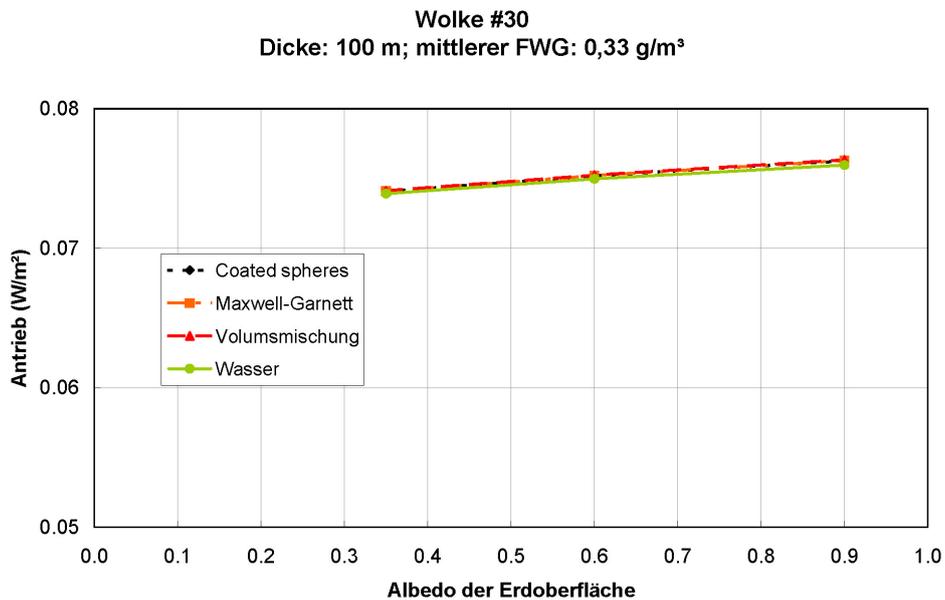


Abbildung 7.37.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #30 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen dargestellt.

Mit Ausnahme von Wolke # 9 und 16 wird bei allen Wolken der Strahlungsantrieb mit zunehmender Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche kleiner (weniger negativ). Wolke # 9 und 16 waren zur Gänze nachts und deshalb hatte die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche für den sichtbaren Spektralbereich keinen Einfluss auf den Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt dieser Wolken.

Der schwarze Kohlenstoff in den Tröpfchen wurde für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen wiederum als Volumsmischung (strichlierte Linie), als „effektives Medium“-Näherung (strich-punktierte Linie) und als umhüllte Kugeln (punktierte Linie) berücksichtigt. Zum Vergleich wurde der Strahlungsantrieb auch für reine Wassertröpfchen berechnet (durchgezogene Linie). Die zusätzliche Absorption durch den schwarzen Kohlenstoff führt bei allen Wolken mit Ausnahme von Wolke # 9 und 16 dazu, dass der Strahlungsantrieb weniger stark negativ ist. Bei den Wolke # 9 und 16 gibt es keine zusätzliche Absorption, da diese zur Gänze nachts waren und langwellige, thermische Strahlung auch von reinen Wassertröpfchen stark absorbiert wird. Bei allen anderen Wolken wird durch den schwarzen Kohlenstoff zusätzlich kurzwellige, sichtbare Strahlung absorbiert.

Der Unterschied im Strahlungsantrieb wenn der schwarze Kohlenstoff in den Tröpfchen berücksichtigt wird oder nicht ist umso größer, je höher die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche ist. Das liegt daran, dass die reflektierte Strahlung wieder auf die Wolke trifft und zum Teil an den Wolkentröpfchen absorbiert wird. Wenn mehr Strahlung reflektiert wird, kann auch mehr in der Wolke absorbiert werden und der Strahlungsantrieb wird weniger negativ.

Eine hohe Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche führt also auf zweifache Weise dazu, dass der Strahlungsantrieb weniger negativ bzw. „positiver“ wird. Zum einen wird durch die hohe Kurzwellen-Albedo weniger Strahlung an der Erdoberfläche absorbiert, wodurch der Strahlungsantrieb weniger negativ wird. Zum anderen wird durch die hohe Kurzwellen-Albedo mehr Strahlung an der Erdoberfläche reflektiert, wodurch mehr in der Wolke absorbiert werden kann und der Strahlungsantrieb wird weniger negativ bzw. „positiver“.

Wolke #6
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

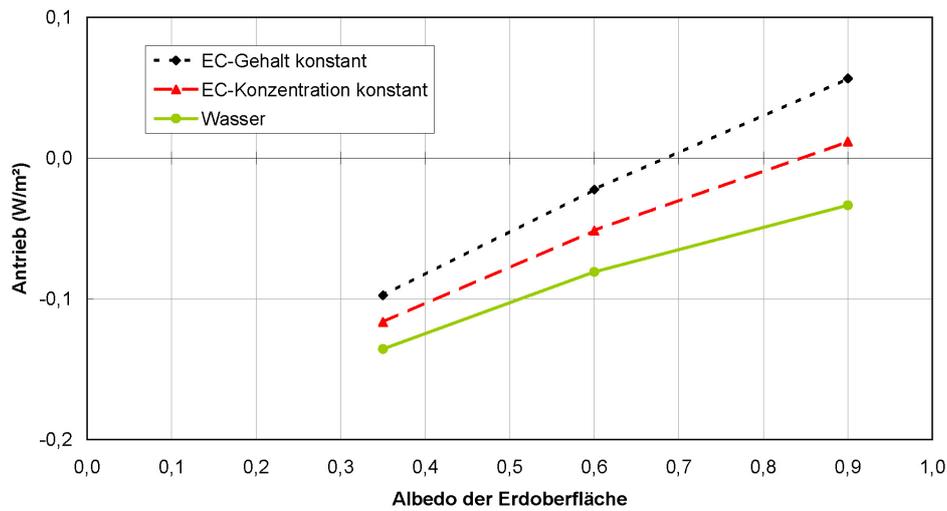


Abbildung 7.38.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #6 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

Wolke #9
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,19 g/m³

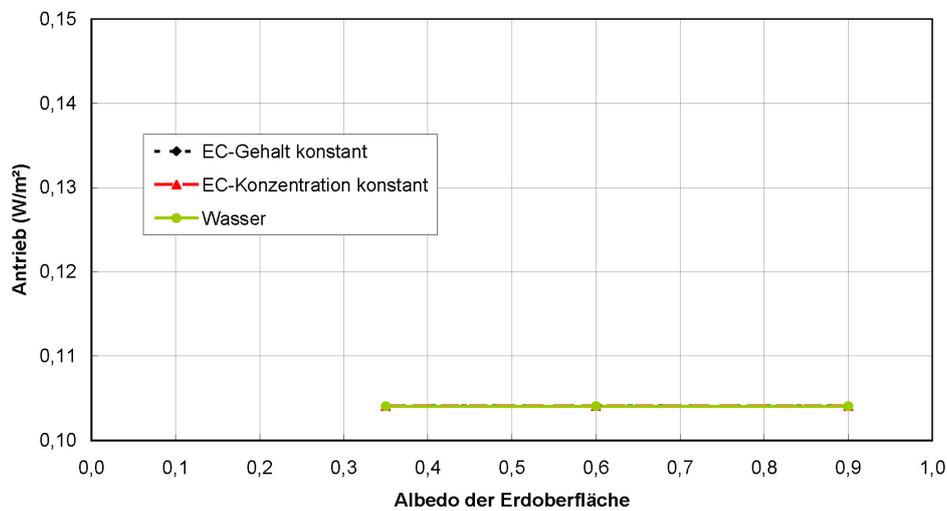


Abbildung 7.39.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #9 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

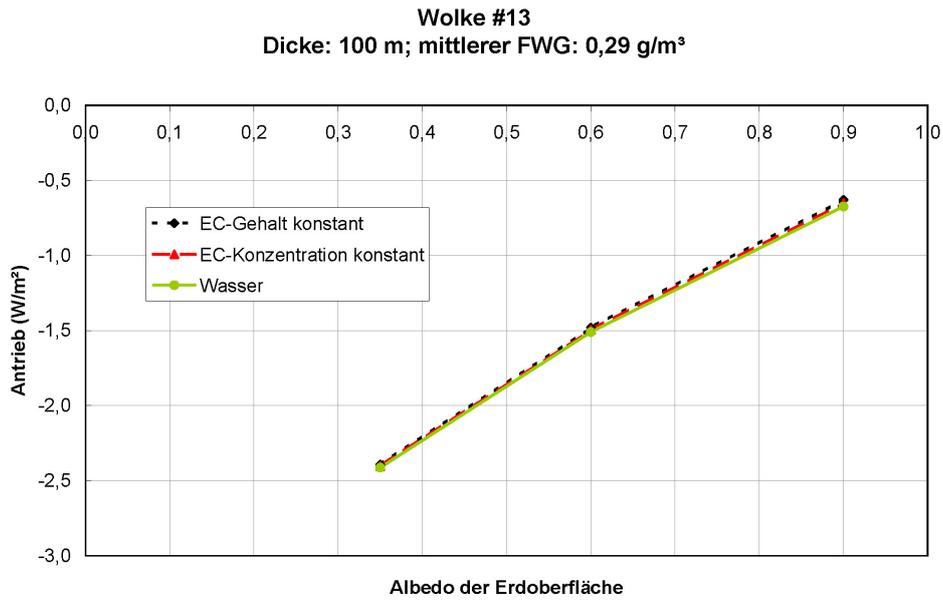


Abbildung 7.40.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #13 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

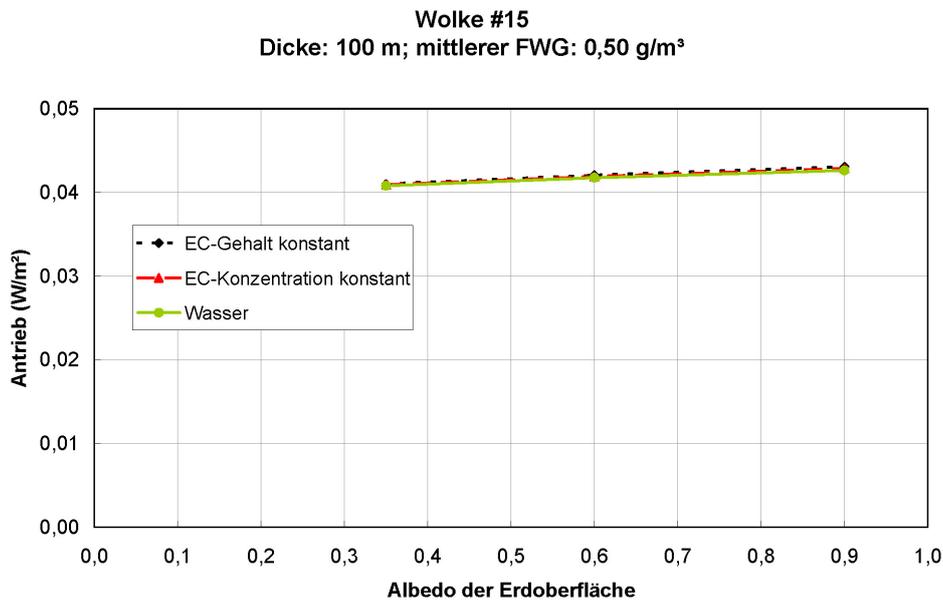


Abbildung 7.41.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #15 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

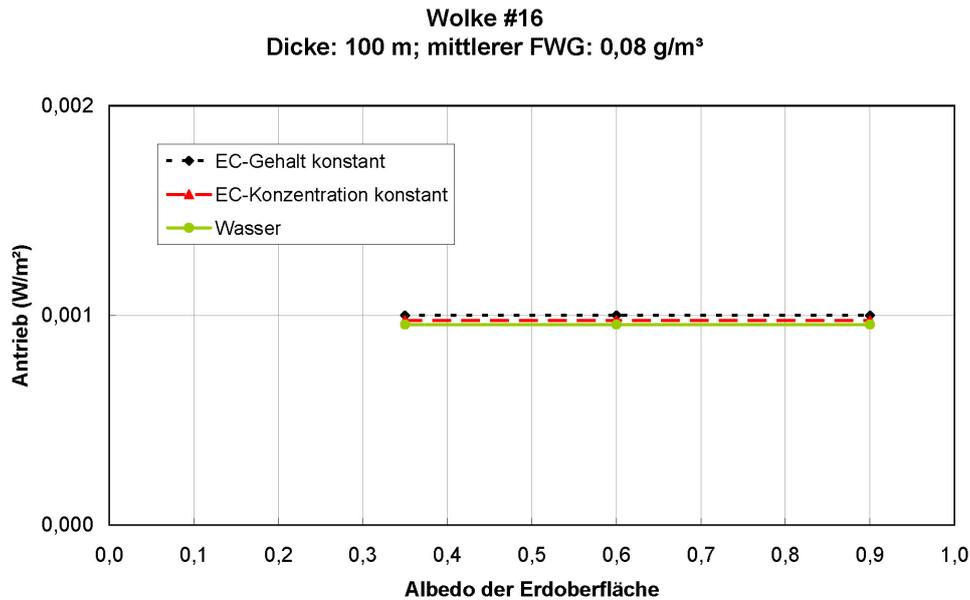


Abbildung 7.42.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #16 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

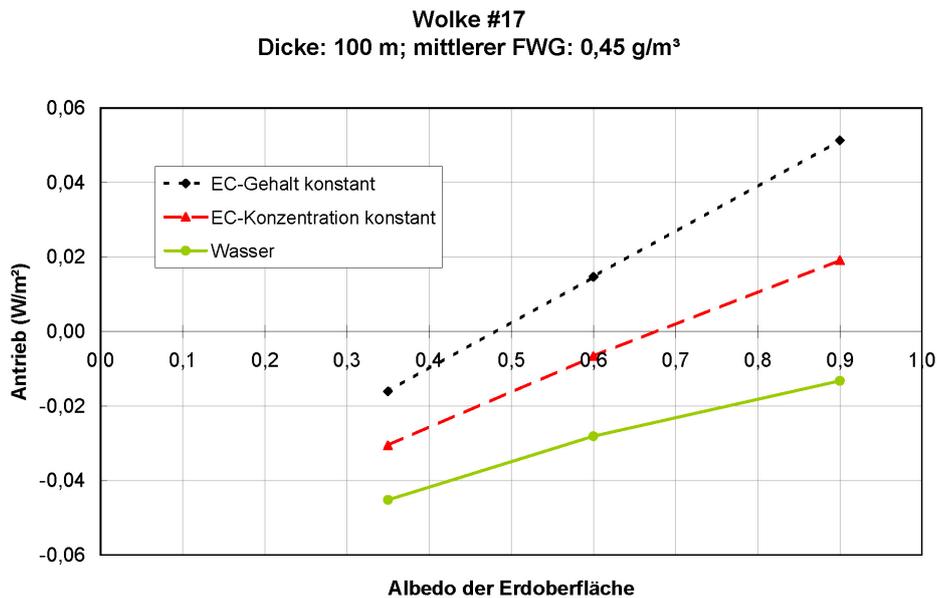


Abbildung 7.43.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #17 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

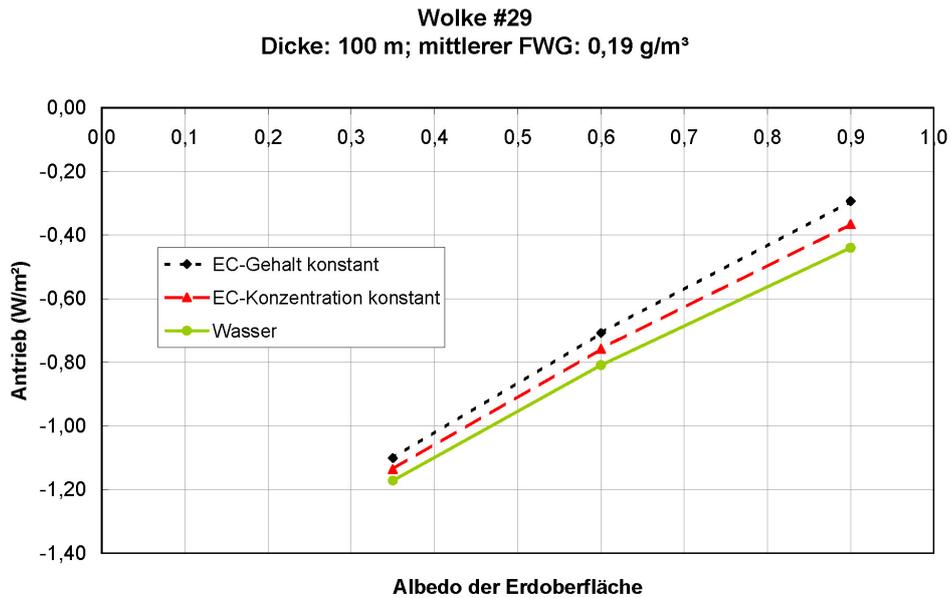


Abbildung 7.44.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #29 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

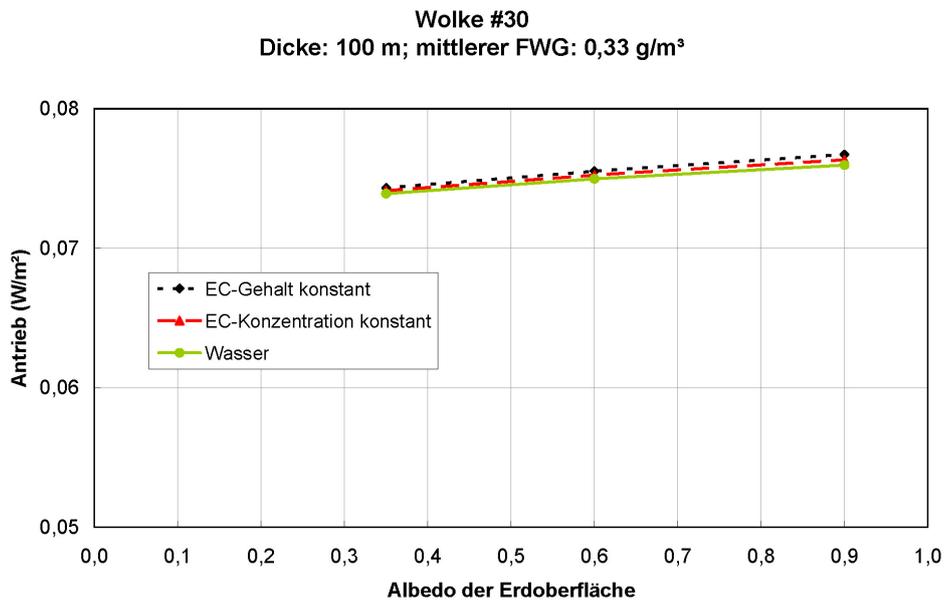


Abbildung 7.45.: Der Strahlungsantrieb von Wolke #30 ist in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) für konstanten EC-Gehalt bzw. konstante EC-Konzentration in der Wolke und reine Wassertröpfchen abgebildet.

Abbn. 7.38-7.45 geben eine Übersicht über die Abhängigkeit des Strahlungsantriebs von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und konstantem EC-Gehalt bzw. konstanter EC-Konzentration in der Wolke. In manchen Abbildungen ist der Unterschied zwischen den Berechnungsarten so gering, dass sich manche Graphen überlagern. Die Langwellen-Albedo der Erdoberfläche ist konstant 0,03. Die geometrische Dicke der Wolken beträgt in allen Fällen 100 m. Für den Fall, dass die gemessenen EC-Konzentrationen für eine 200 m Dicke Wolke gelten (punktierte Linie) ist der EC-Gehalt der Wolke (plus den Luftschichten über der Wolke) ca. doppelt so groß wie für den Fall, dass die gemessenen EC-Konzentrationen für eine 100 m Dicke Wolke (strichlierte Linie) gelten. Deshalb ist der Strahlungsantrieb in diesem Fall weniger negativ („positiver“).

7.3. Auftriebsgeschwindigkeit

Der Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt hängt auch von der Auftriebsgeschwindigkeit des aufsteigenden Wolkenpakets ab. In den Abbn. 7.46-7.61 ist der Strahlungsantrieb der Wolken # 6, 9, 13, 15, 16, 17, 29 und 30 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,75 m/s dargestellt. Jeder dargestellte Wert des Strahlungsantriebs ist ein Mittelwert über die gesamte Wolkendauer. Ebenfalls zu sehen ist die Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke, der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und dem EC-Gehalt der Wolke. Der Kohlenstoffanteil der Tröpfchen wurde für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen als Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff berücksichtigt (punktierte Linie für 0,75 m/s und strichlierte Linie für 0,50 m/s Auftriebsgeschwindigkeit). Der Strahlungsantrieb wurde auch für reine Wassertröpfchen berechnet (strich-punktierte Linie für 0,75 m/s und durchgezogene Linie für 0,50 m/s Auftriebsgeschwindigkeit). In manchen Abbildungen ist der Unterschied zwischen den Berechnungsarten so gering, dass sich manche Graphen überlagern. Für die Wolken # 6, 9, 15, und 30 ist der Betrag des Strahlungsantriebs bei der niedrigeren Auftriebsgeschwindigkeit kleiner. Für die Wolken # 13, 16, 17 und 29 ist es genau umgekehrt, bei diesen ist der Betrag des Strahlungsantriebs bei der niedrigeren Auftriebsgeschwindigkeit größer. Allgemein gilt, dass bei niedrigerer Auftriebsgeschwindigkeit eine kleinere maximale Übersättigung erreicht wird (siehe Unterkapitel 7.4). Somit werden auch weniger Aerosolpartikel zu Wolken-tröpfchen aktiviert (siehe Unterkapitel 7.4). Für den indirekten Effekt ist aber die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration zwischen „verschmutzter“ und „sauberer“ Wolke wichtig (siehe auch Unterkapitel 7.4). Bei der höheren Auftriebsgeschwindigkeit werden

zwar sowohl für die „verschmutzte“ als auch die „saubere“ Wolke mehr Aerosolpartikel zu Wolkentröpfchen aktiviert, die Differenz der Wolkentröpfchen von „verschmutzter“ und „sauberer“ Wolke normiert auf die Konzentration der Wolkentröpfchen der „sauberen“ Wolke muss aber nicht höher sein bei höherer Auftriebsgeschwindigkeit:

$$\text{relative Differenz der Tröpfchenkonzentration} = \frac{(n_{akt.,verschmutzt} - n_{akt.,sauber})}{n_{akt.,sauber}}, \quad (7.1)$$

$n_{akt.,verschmutzt}$, $n_{akt.,sauber}$ sind die Anzahlkonzentrationen der aktivierten Wolkentröpfchen der „verschmutzten“ bzw. der „sauberen“ Wolke. Je höher die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration ist, desto mehr Tröpfchen hat die „verschmutzte“ gegenüber der „sauberen“ Wolke und desto mehr der einfallenden Strahlung wird von der „verschmutzten“ Wolke relativ gesehen zurück in den Weltraum gestreut und desto höher ist somit der Strahlungsantrieb. Für die Wolken # 6, 9, 15, und 30 ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration bei 0,75 m/s Auftriebsgeschwindigkeit größer als bei 0,50 m/s und damit ist bei diesen Wolken auch der Betrag des Strahlungsantriebs größer bei der höheren Auftriebsgeschwindigkeit. Bei den Wolken # 13, 16, 17 und 29 ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration und damit auch der Betrag des Strahlungsantriebs bei der höheren Auftriebsgeschwindigkeit geringer.

Wolke #6
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

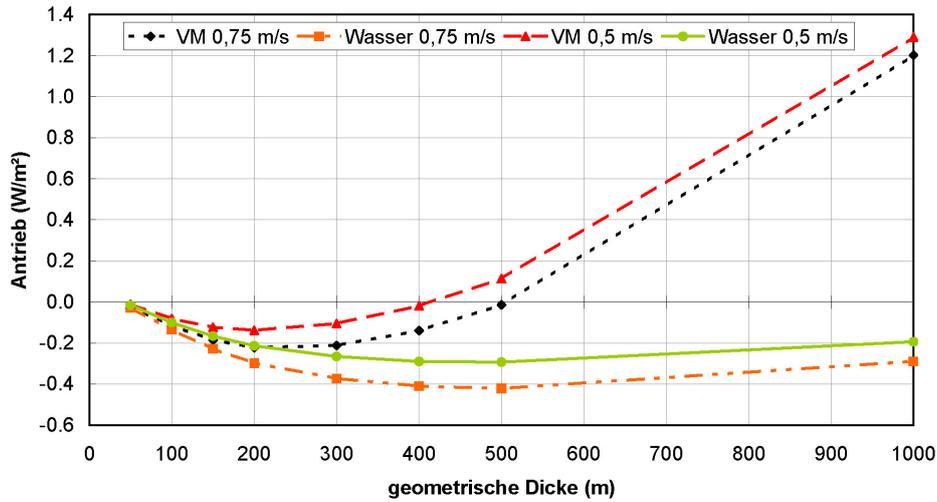


Abbildung 7.46.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #6
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

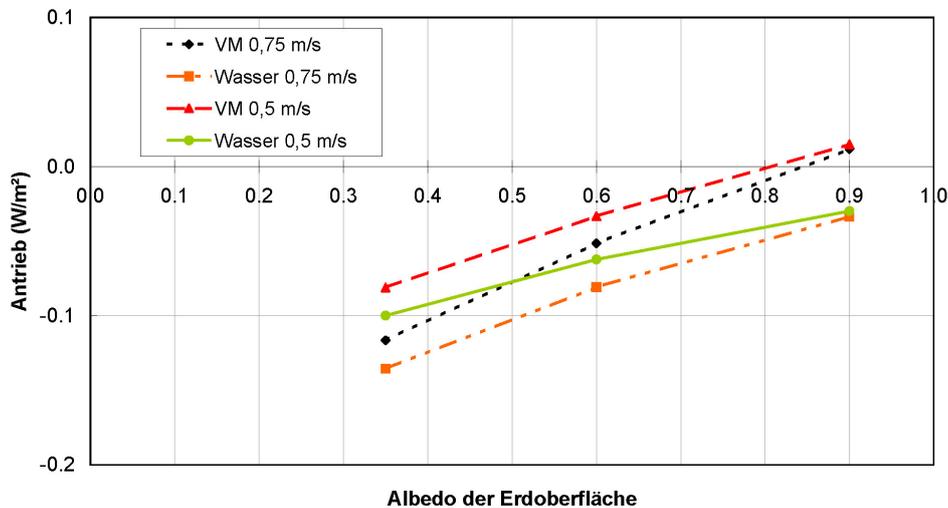


Abbildung 7.47.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

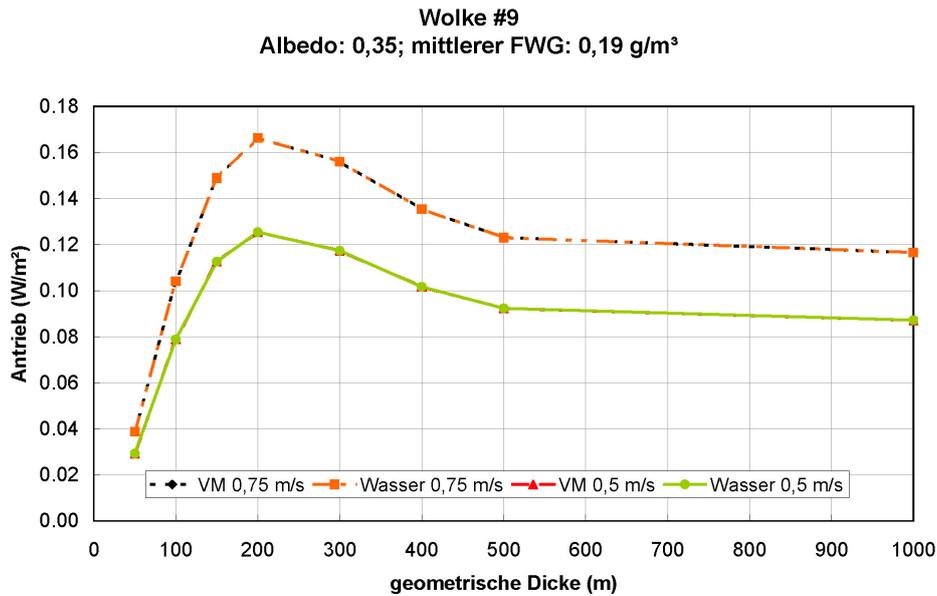


Abbildung 7.48.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

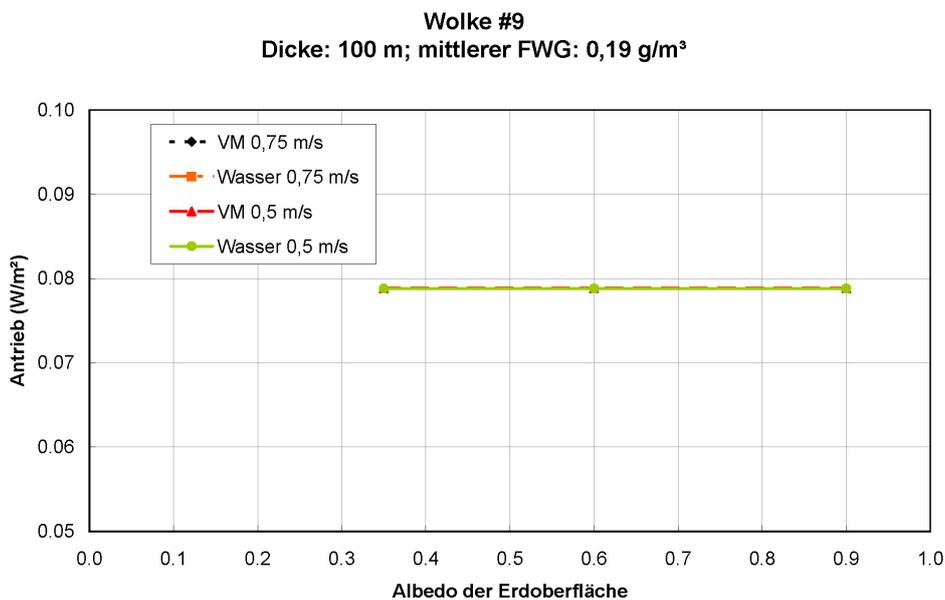


Abbildung 7.49.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

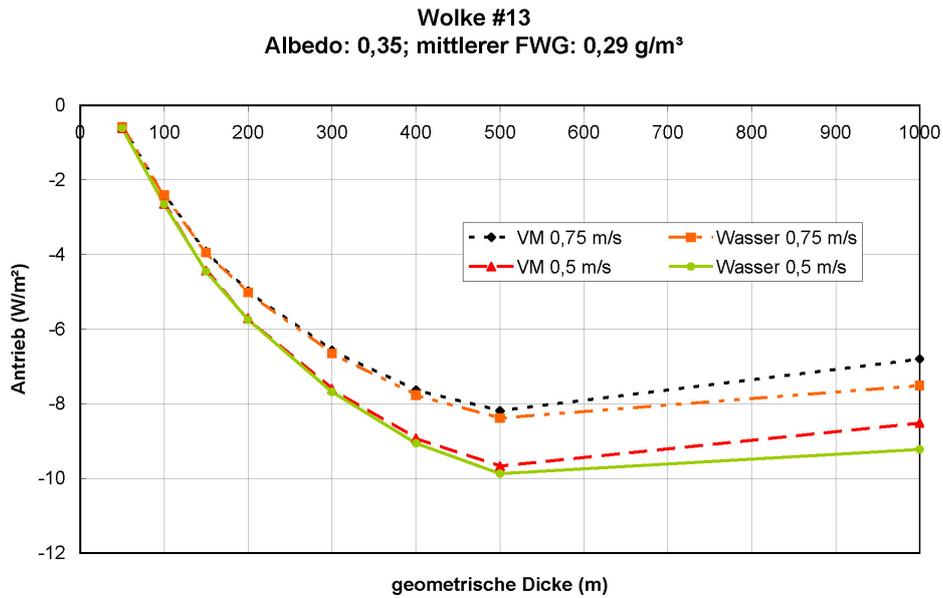


Abbildung 7.50.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

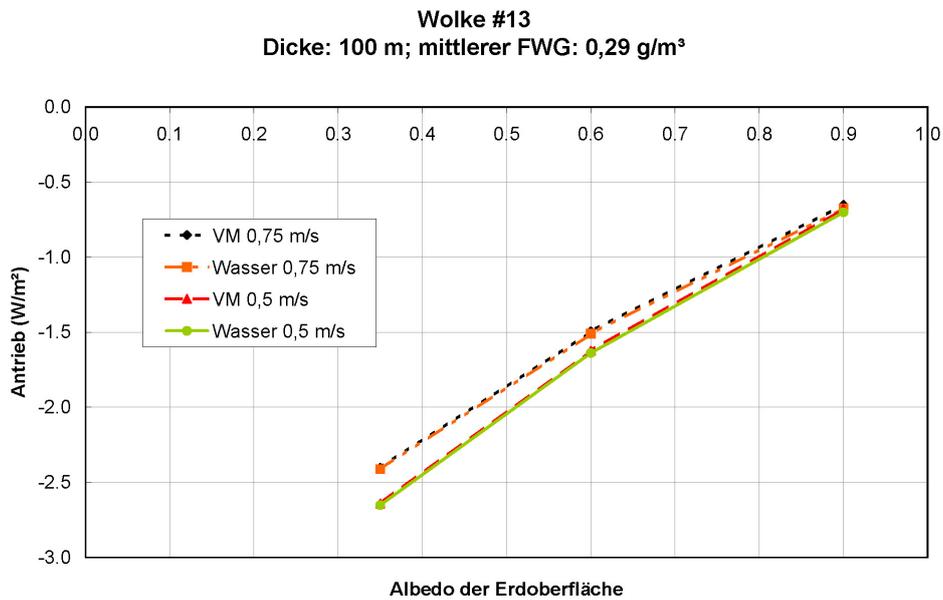


Abbildung 7.51.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

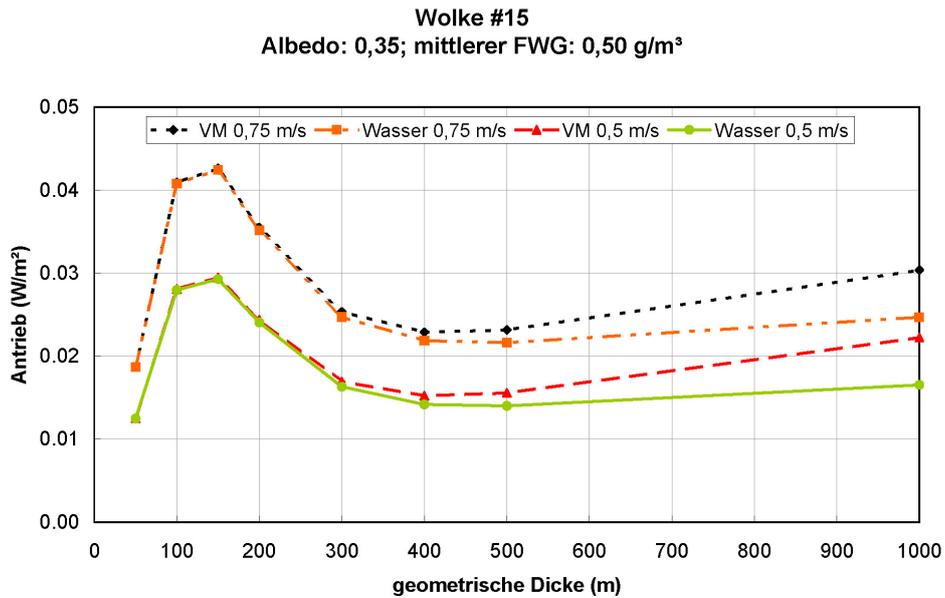


Abbildung 7.52.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

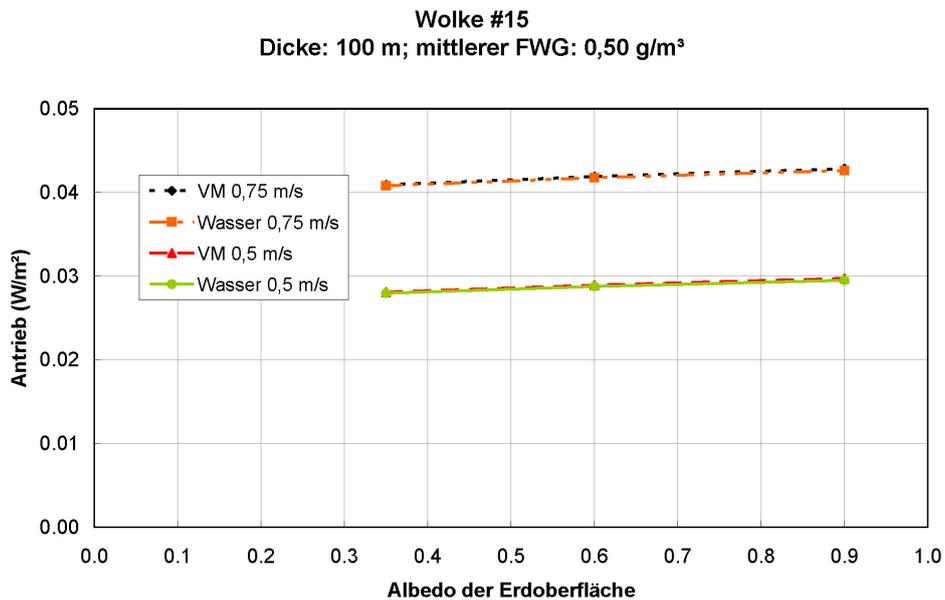


Abbildung 7.53.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

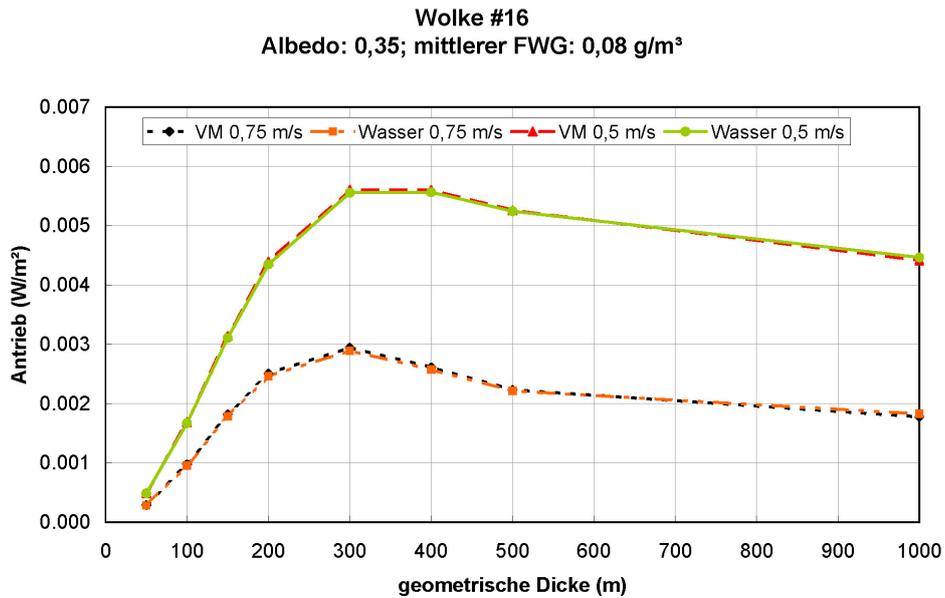


Abbildung 7.54.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

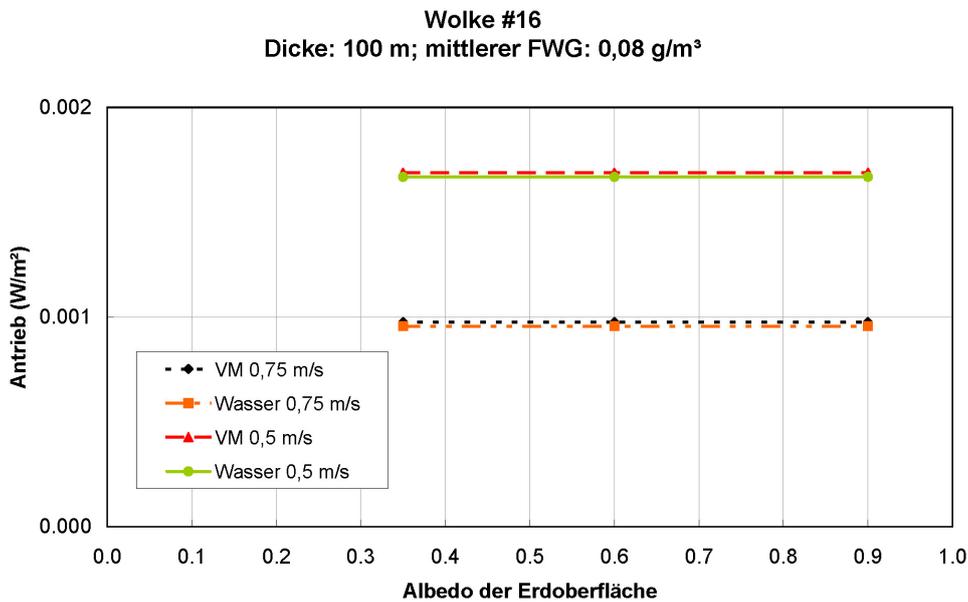


Abbildung 7.55.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #17
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,45 g/m³

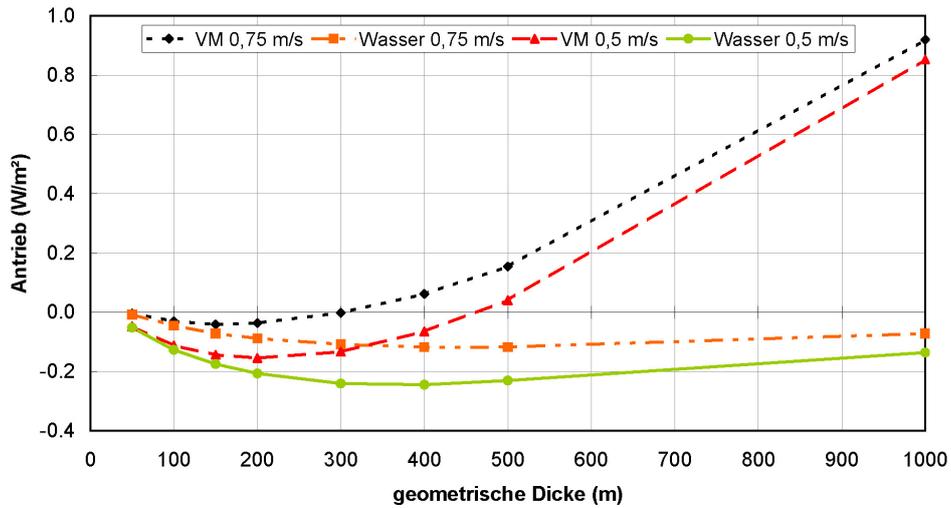


Abbildung 7.56.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #17
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,45 g/m³

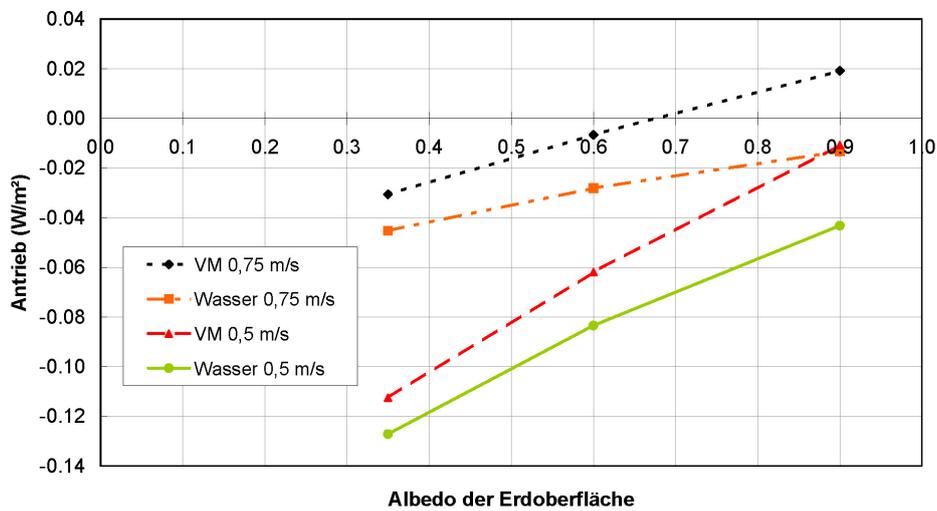


Abbildung 7.57.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

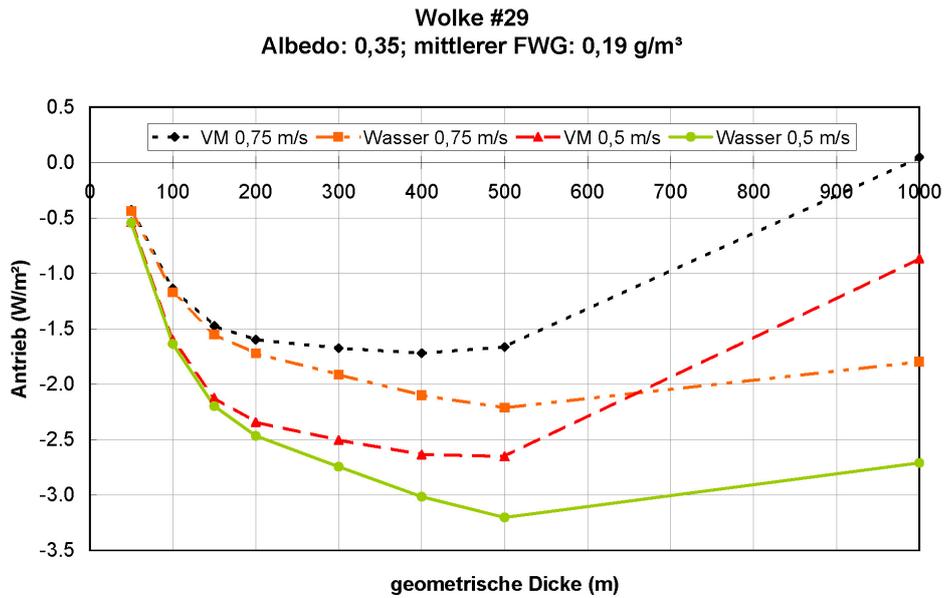


Abbildung 7.58.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

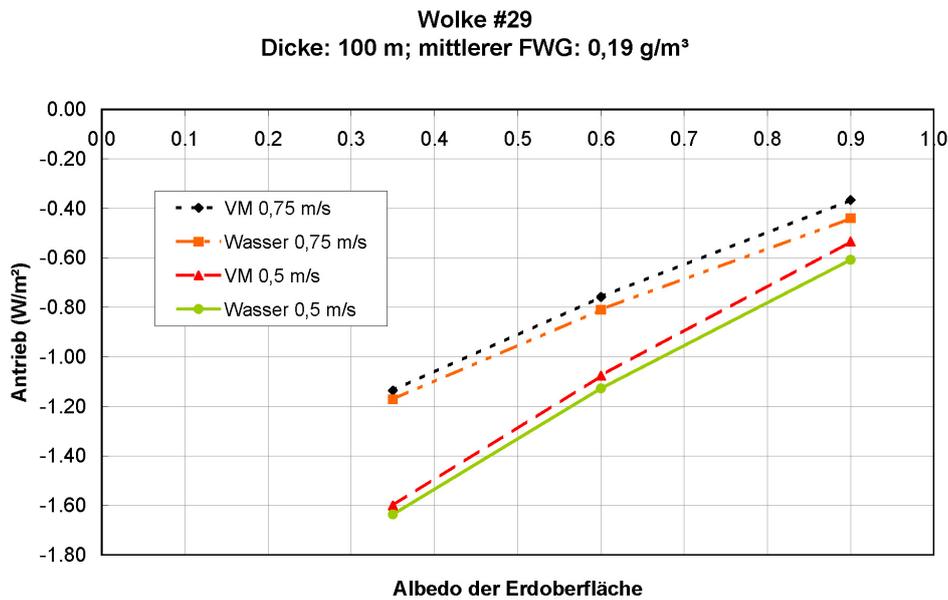


Abbildung 7.59.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

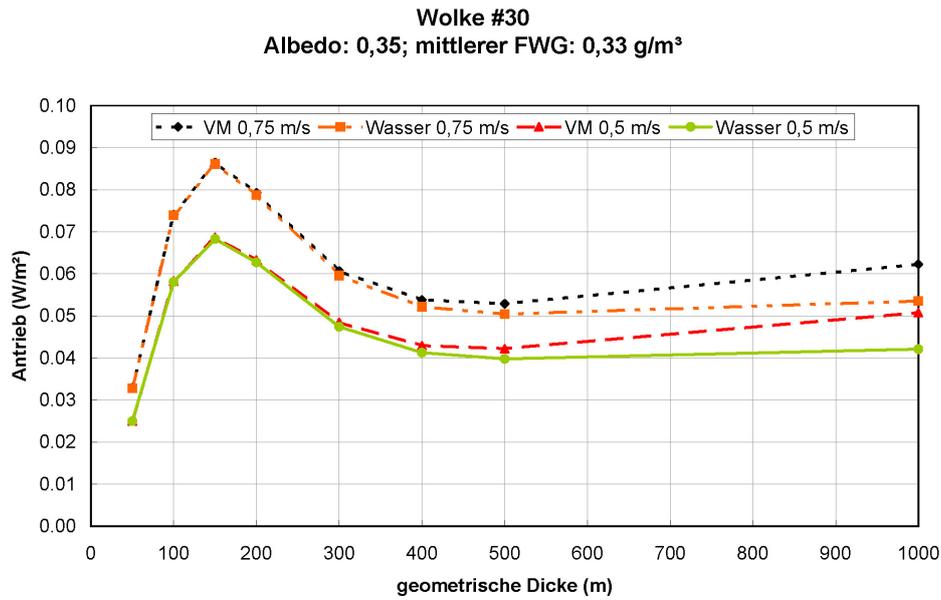


Abbildung 7.60.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

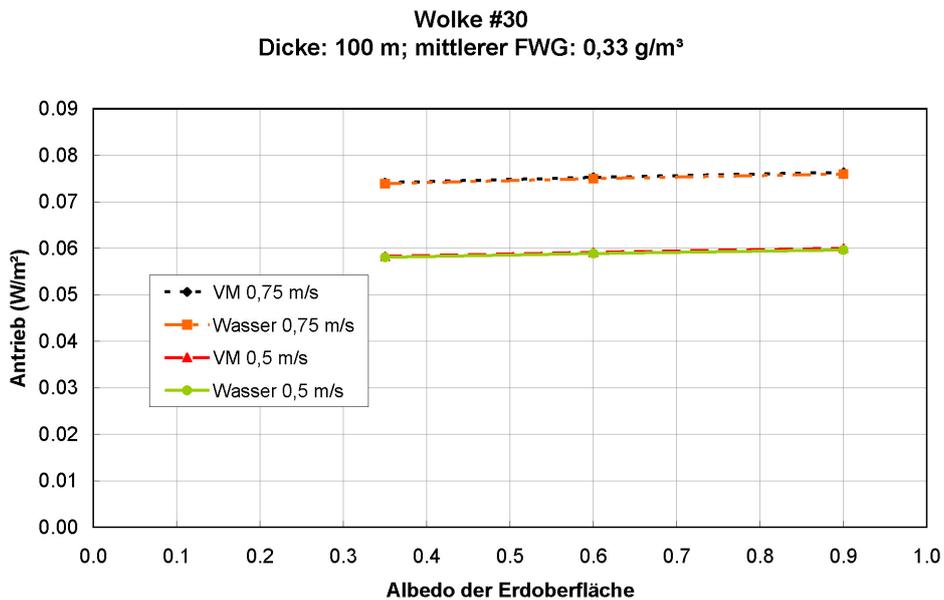


Abbildung 7.61.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s und 0,50 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

In den Abb. 7.46-7.61 wird der Strahlungsantrieb der Wolken # 6, 9, 13, 15, 16, 17, 29 und 30 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,35 m/s und 0,50 m/s verglichen. Jeder dargestellte Wert des Strahlungsantriebs ist ein Mittelwert über die gesamte Wolkendauer. Ebenfalls zu sehen ist die Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke, der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und dem EC Gehalt der Wolke. Der Kohlenstoffanteil der Tröpfchen wurde für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen als Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff berücksichtigt (punktierte Linie für 0,50 m/s und strichlierte Linie für 0,35 m/s Auftriebsgeschwindigkeit). Der Strahlungsantrieb wurde auch für reine Wassertröpfchen berechnet (strich-punktierte Linie für 0,50 m/s und durchgezogene Linie für 0,35 m/s Auftriebsgeschwindigkeit). In manchen Abbildungen ist der Unterschied zwischen den Berechnungsarten so gering, dass sich manche Graphen überlagern. Für die Wolken # 9, 15, 16, 17 und 30 ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration bei 0,50 m/s Auftriebsgeschwindigkeit größer als bei 0,35 m/s und damit ist bei diesen Wolken auch der Betrag des Strahlungsantriebs größer bei der höheren Auftriebsgeschwindigkeit. Bei den Wolken # 6, 13 und 29 ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration und damit auch der Betrag des Strahlungsantriebs bei der höheren Auftriebsgeschwindigkeit geringer.

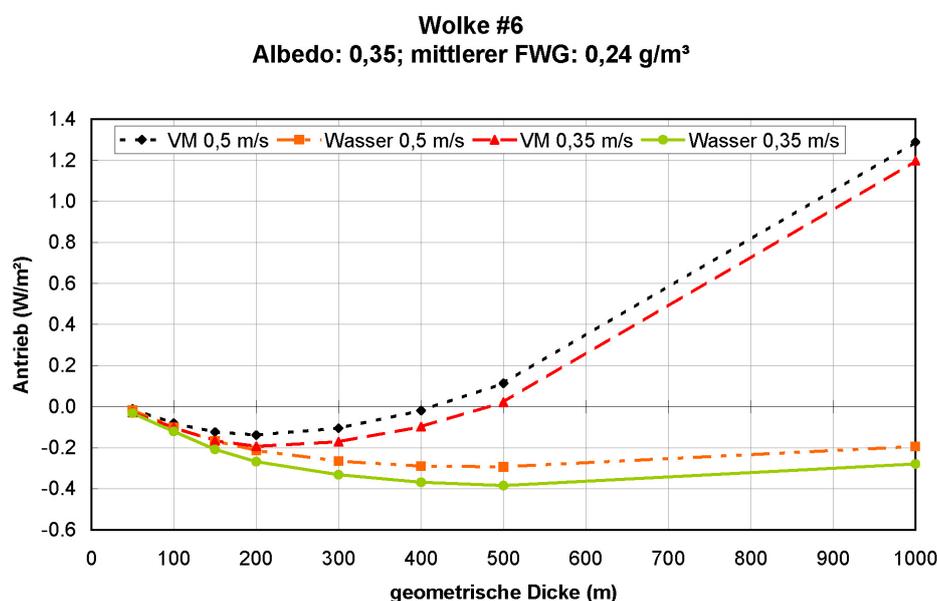


Abbildung 7.62.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

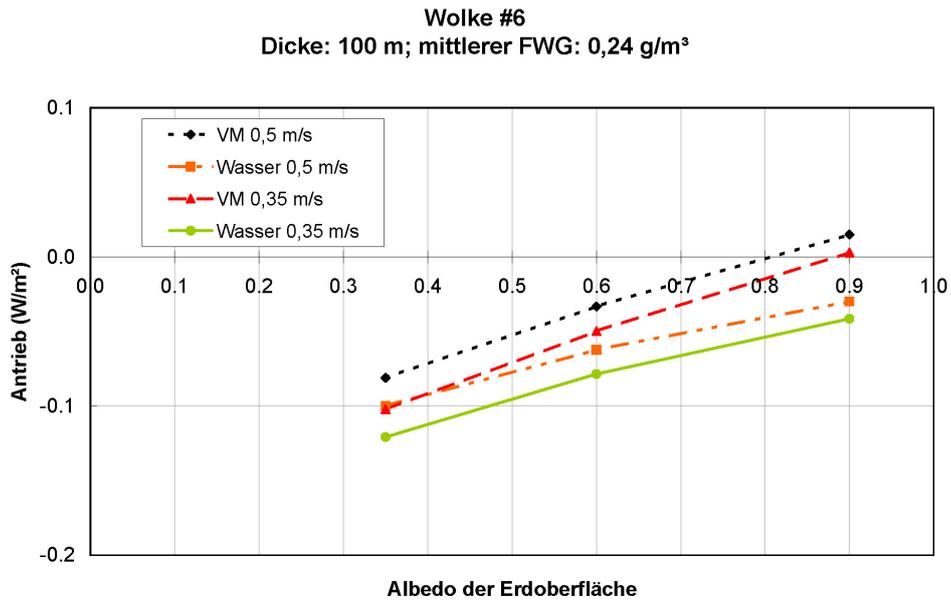


Abbildung 7.63.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

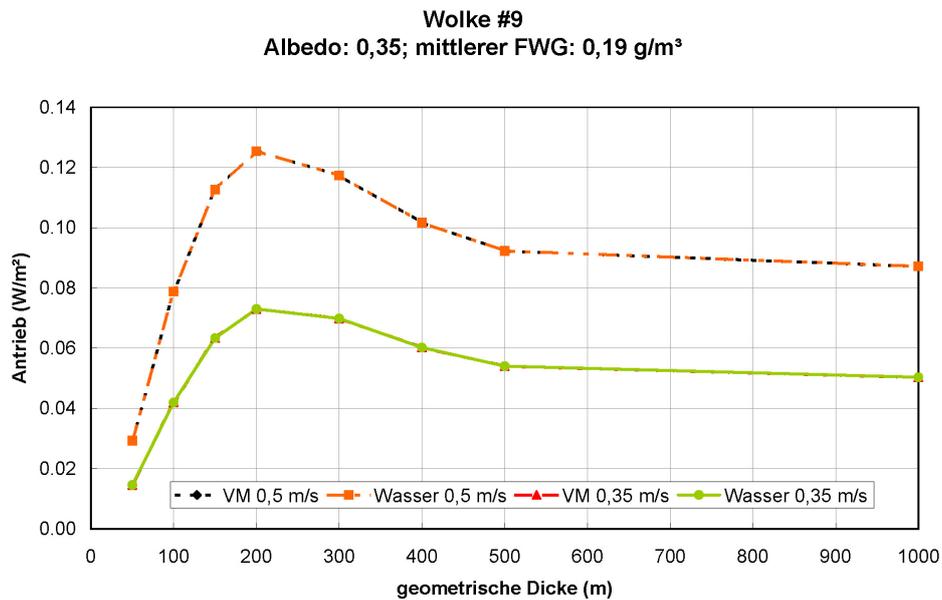


Abbildung 7.64.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #9
 Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,19 g/m³

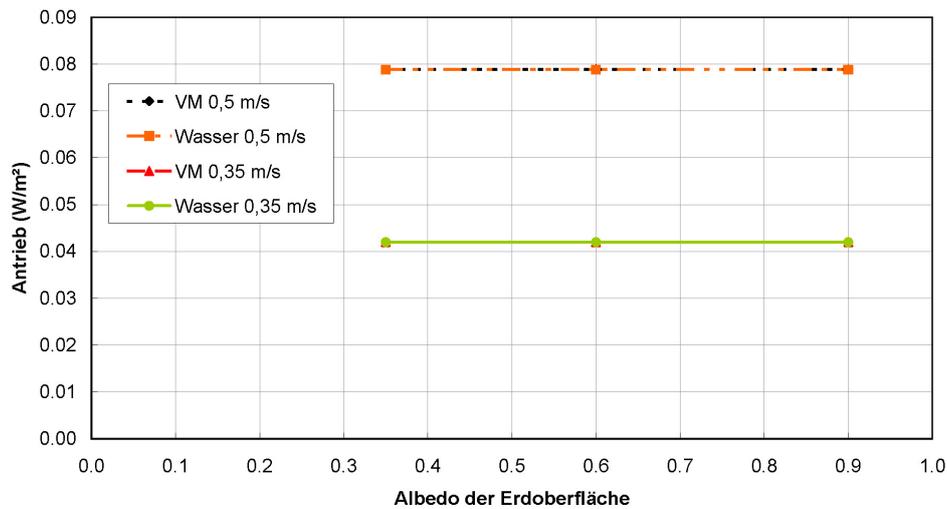


Abbildung 7.65.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #13
 Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,29 g/m³

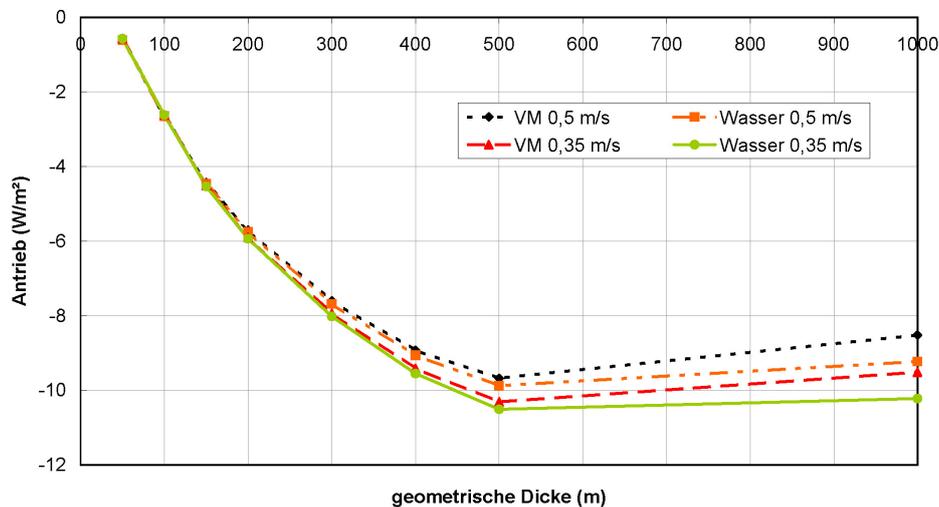


Abbildung 7.66.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

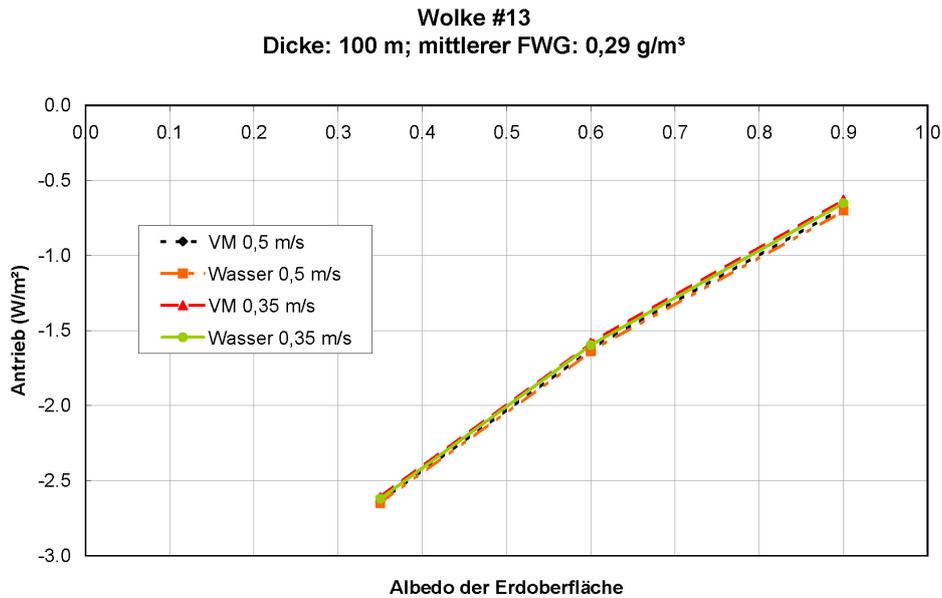


Abbildung 7.67.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

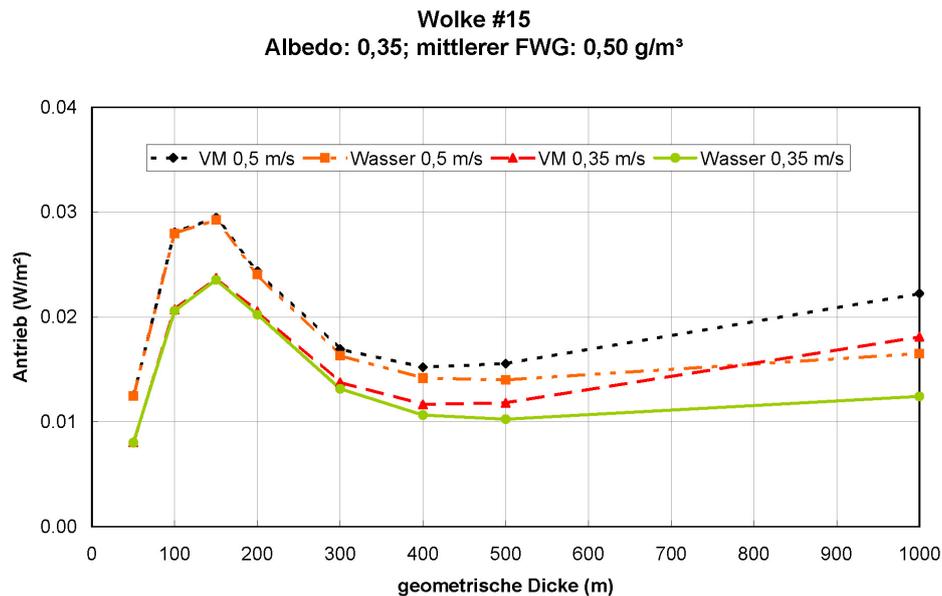


Abbildung 7.68.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

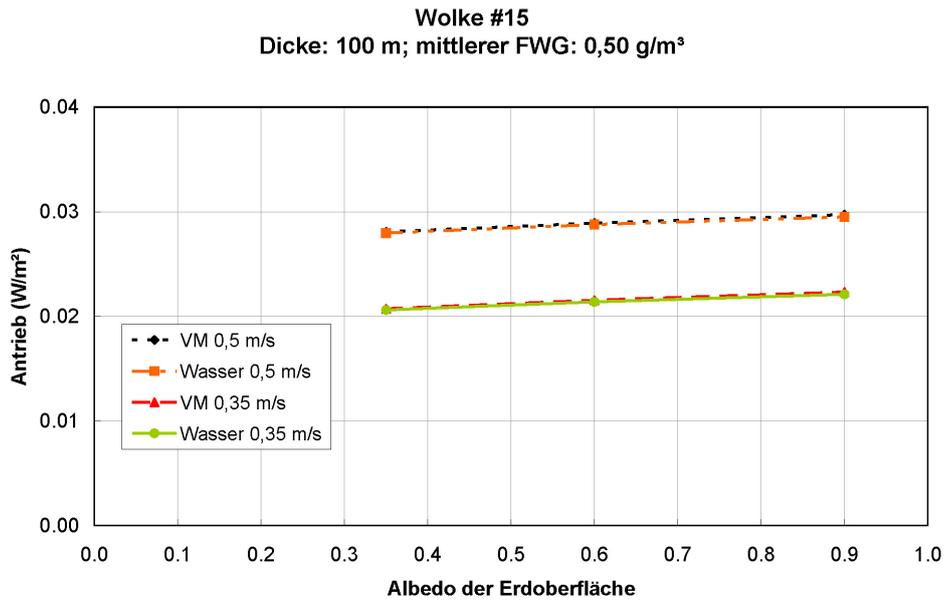


Abbildung 7.69.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

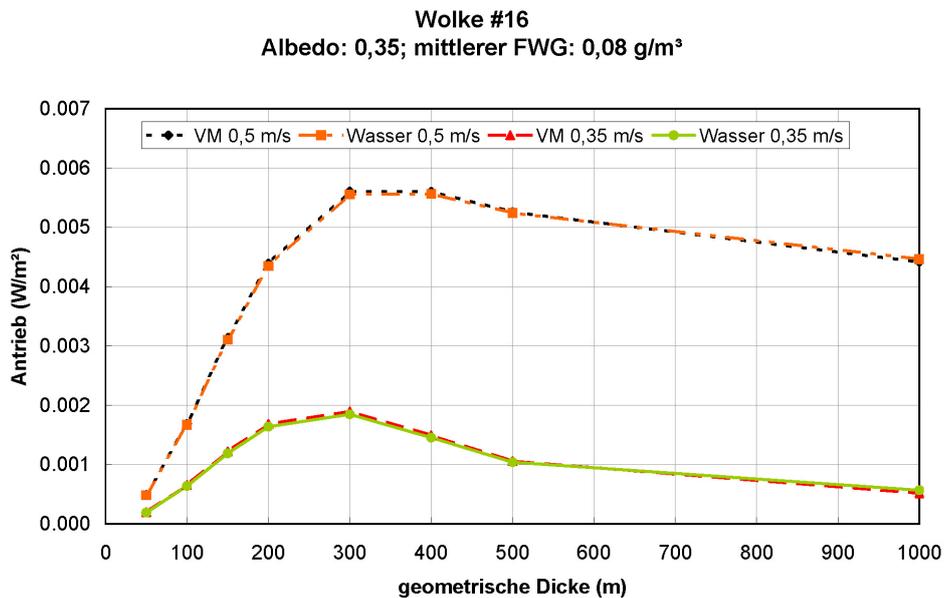


Abbildung 7.70.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

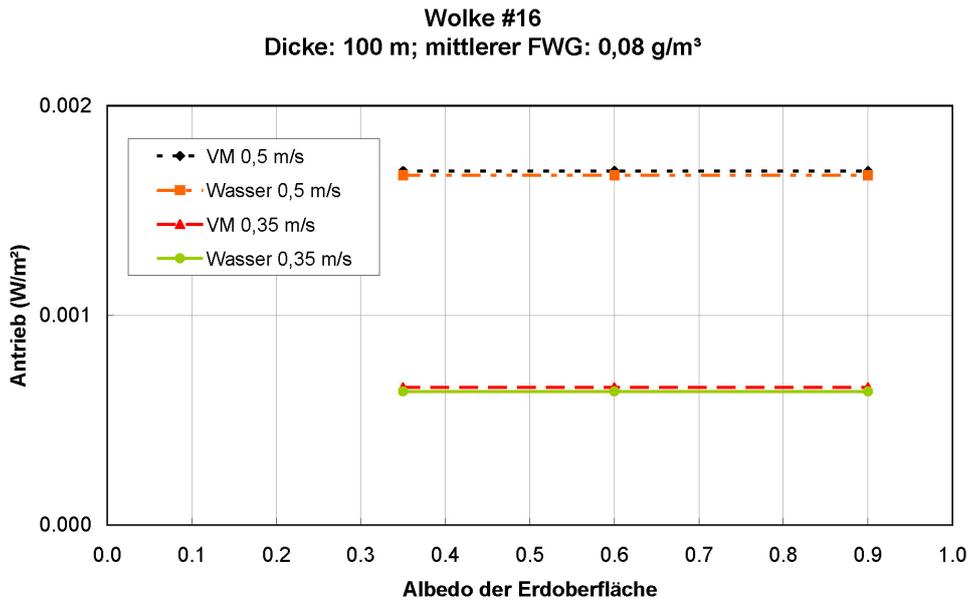


Abbildung 7.71.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

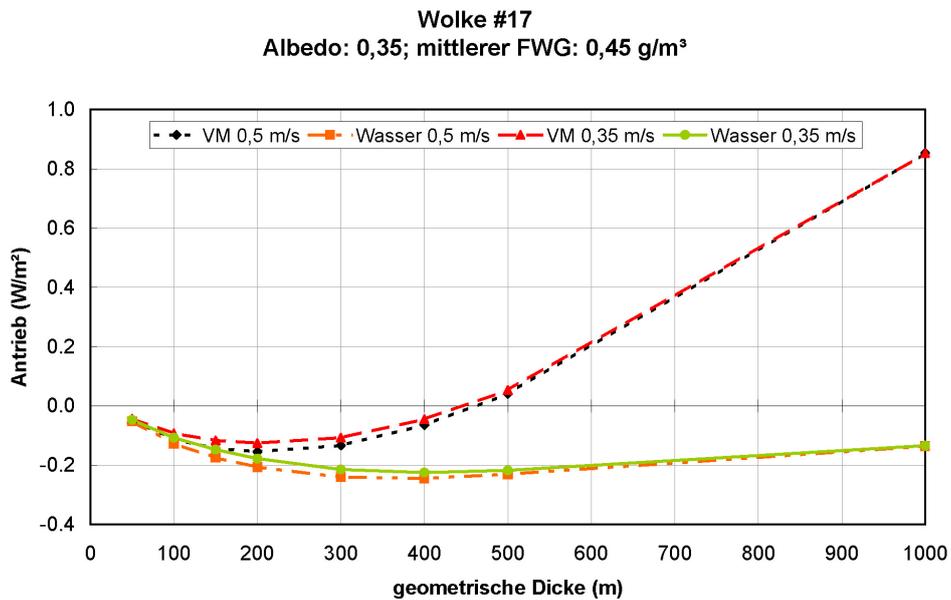


Abbildung 7.72.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

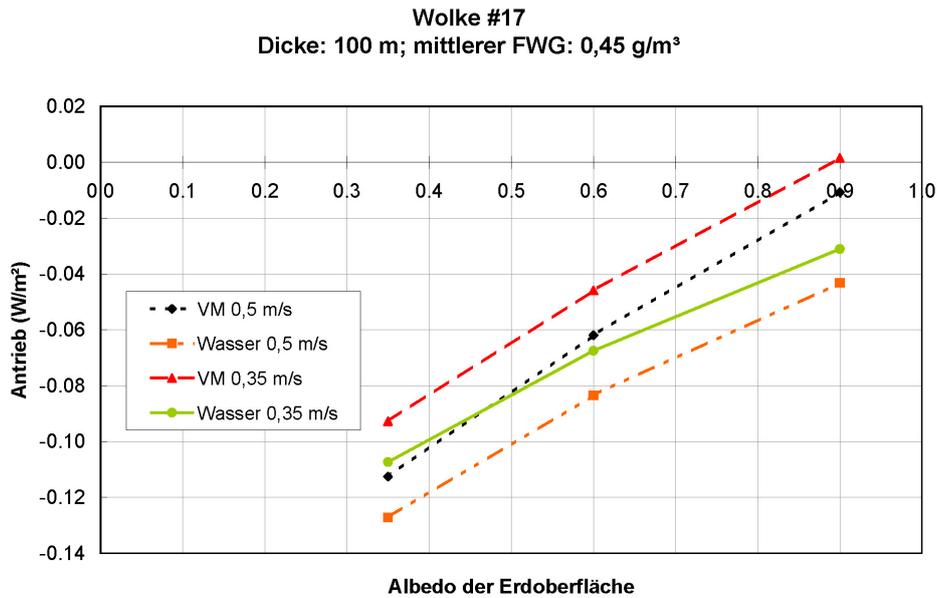


Abbildung 7.73.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

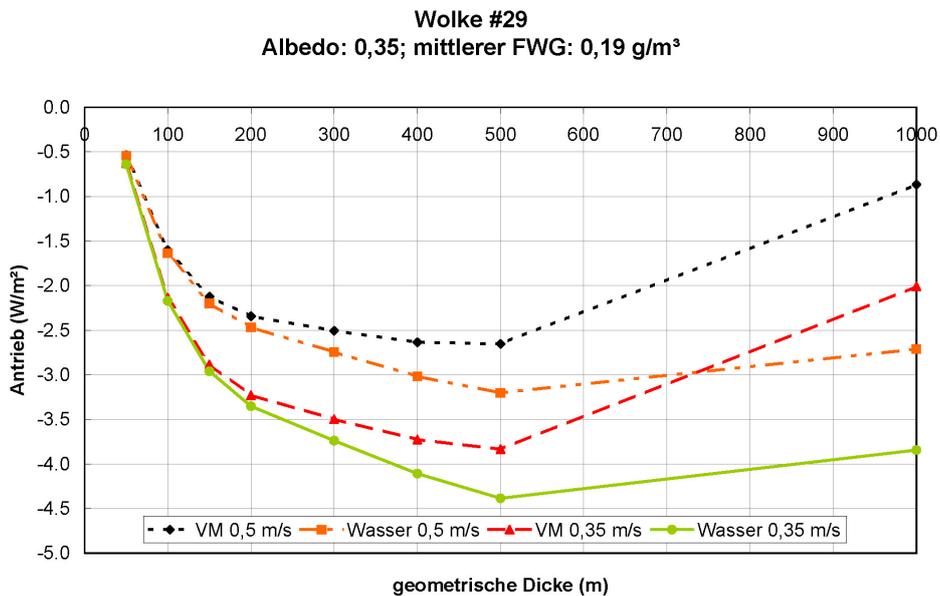


Abbildung 7.74.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

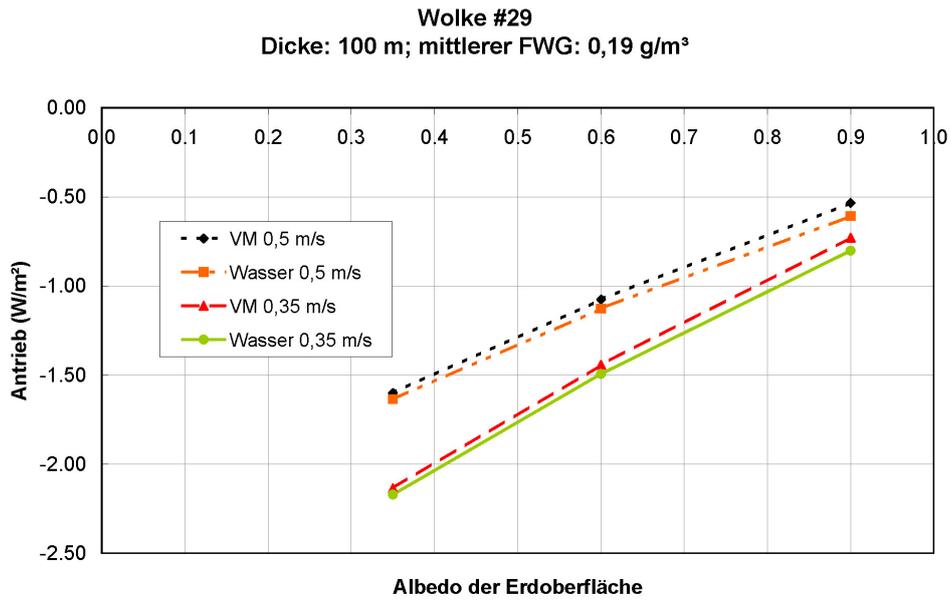


Abbildung 7.75.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

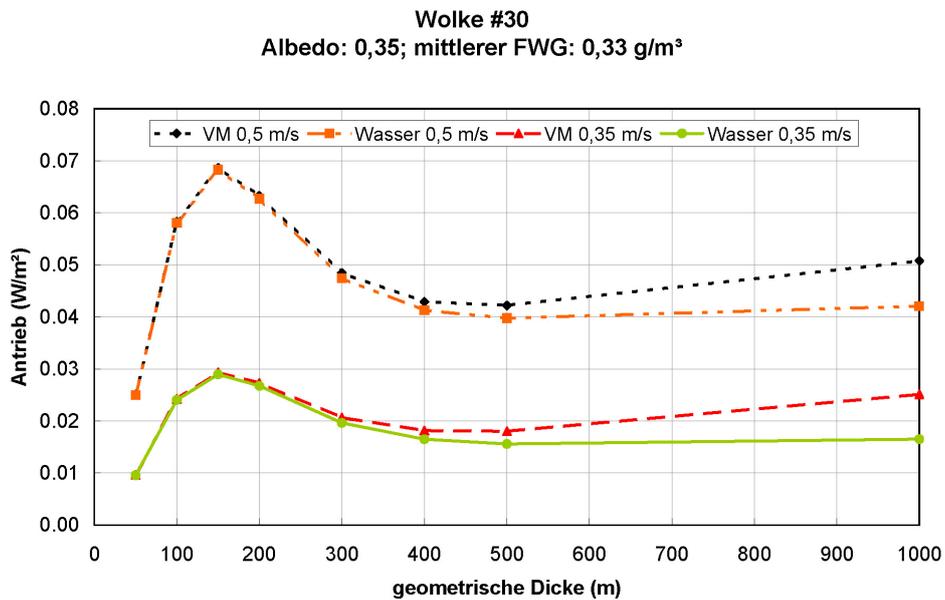


Abbildung 7.76.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

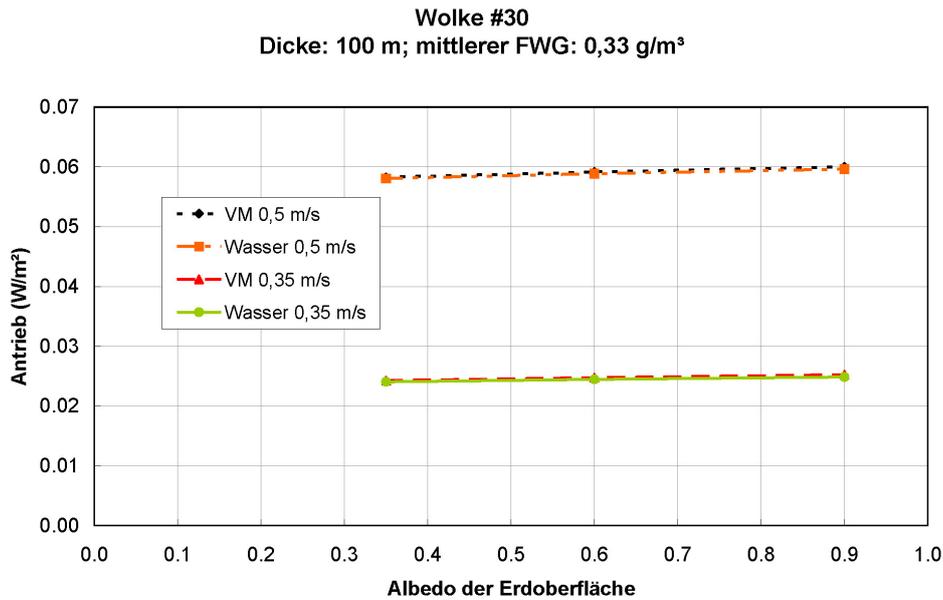


Abbildung 7.77.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,50 m/s und 0,35 m/s in Abhängigkeit von der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Für die Abhängigkeit des Strahlungsantriebs der Wolken von der Auftriebsgeschwindigkeit ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration von „verschmutzter“ und „sauberer“ Wolke von Bedeutung. Da diese von den Größenverteilungen der „verschmutzten“ bzw. der „sauberen“ Wolke abhängt, gibt es für die gewählten Auftriebsgeschwindigkeiten keinen linearen Zusammenhang zwischen dem Betrag des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt und der Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets.

7.4. Anzahlkonzentration der Wolkentröpfchen

In den Tabn. 7.2 und 7.3 ist die maximale, während einer Wolkensimulation erreichte Übersättigung der Atmosphäre für die „verschmutzten“ Wolken und die „sauberen“ Vergleichswolken aufgeführt. Wenn der Strahlungseinfluss auf des Wachstum der Wolkentröpfchen bei der Simulation berücksichtigt wird, sinkt die maximale Übersättigung im Mittel um 0,01 Prozentpunkte sowohl für die „verschmutzten“ als auch für die „sauberen“ Wolken. Durch Berücksichtigung des Strahlungseinflusses auf das Wachstum sind

die Wolkenkondensationskerne („cloud condensation nuclei“; CCN) kühler als ihre Umgebung und deshalb können sie den vorhandenen Wasserdampf in der Atmosphäre effektiver aufnehmen als ohne Strahlungseinfluss und damit sinkt die maximale Übersättigung.

Wolke #	mit Strahlungseinfluss 0,75 m/s	ohne Strahlungseinfluss 0,75 m/s	ohne Strahlungseinfluss 0,50 m/s	ohne Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	0,34 %	0,35 %	0,28 %	0,23 %
9	0,52 %	0,53 %	0,43 %	0,35 %
13	0,89 %	0,90 %	0,75 %	0,63 %
15	0,52 %	0,52 %	0,42 %	0,35 %
16	0,44 %	0,45 %	0,36 %	0,29 %
17	0,29 %	0,31 %	0,24 %	0,19 %
29	0,78 %	0,79 %	0,64 %	0,54 %
30	0,48 %	0,49 %	0,39 %	0,32 %

Tabelle 7.2.: Maximale Übersättigung der simulierten Wolken für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „verschmutzten“ Wolken.

Wolke #	mit Strahlungseinfluss 0,75 m/s	ohne Strahlungseinfluss 0,75 m/s	ohne Strahlungseinfluss 0,50 m/s	ohne Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	0,35 %	0,35 %	0,28 %	0,23 %
9	0,55 %	0,56 %	0,45 %	0,37 %
13	1,18 %	1,20 %	1,00 %	0,86 %
15	0,53 %	0,54 %	0,43 %	0,36 %
16	0,44 %	0,46 %	0,36 %	0,29 %
17	0,30 %	0,31 %	0,24 %	0,19 %
29	0,92 %	0,92 %	0,77 %	0,66 %
30	0,51 %	0,52 %	0,42 %	0,34 %

Tabelle 7.3.: Maximale Übersättigung der simulierten Wolken für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „sauberen“ Vergleichswolken.

Die maximale Übersättigung sinkt mit kleiner werdender Auftriebsgeschwindigkeit. Bei niedriger Auftriebsgeschwindigkeit haben die Wolkentröpfchen mehr Zeit um den „überschüssigen“ Wasserdampf aus der Atmosphäre aufzunehmen, wodurch die maximale Übersättigung abnimmt. Von 0,75 m/s auf 0,50 m/s nimmt die maximale Übersättigung für die „verschmutzten“ Wolken im Mittel um 0,10 Prozentpunkte und für die „sauberen“ Wolken im Mittel um 0,11 Prozentpunkte ab. Beim Vergleich von 0,50 m/s mit 0,35 m/s Auftriebsgeschwindigkeit zeigt sich ein ähnlicher Abfall: im Mittel 0,08 Prozentpunkte weniger maximale Übersättigung für die „verschmutzten“ Wolken und für die „sauberen“ Wolken.

In den Tabn. 7.4 und 7.5 ist die Anzahlkonzentration der Wolkentröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten für die „verschmutzten“ Wolken und die „sauberen“ Vergleichswolken aufgeführt. Für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s wurde auch der Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen untersucht. Die Anzahlkonzentration ist für eine Übersättigung der Atmosphäre von 0,5% angegeben. Wenn diese Übersättigung in einer Simulation nicht erreicht wurde, wird stattdessen die Anzahlkonzentration der aktivierten Tröpfchen nach Erreichen der maximale Übersättigung genommen. Bei den „verschmutzten“ Wolken sind auch die gemessenen Wolkentröpfchenkonzentrationen angeführt. Diese ergeben sich aus der Differenz der bei 0,5% Übersättigung gemessenen CCN vor und während der Wolke.

Wolke #	Messung	mit	ohne	ohne	ohne
		Strahlungs- einfluss 0,75 m/s	Strahlungs- einfluss 0,75 m/s	Strahlungs- einfluss 0,50 m/s	Strahlungs- einfluss 0,35 m/s
6	-	1145,1	1145,1	934,4	195,5
9	-	381,5	381,5	395,9	351,2
13	198,8	57,5	57,5	58,4	76,4
15	117,0	429,9	429,9	426,6	397,7
16	78,0	534,6	564,6	498,8	372,0
17	152,8	690,2	690,2	94,5	94,5
29	8,3	120,3	120,3	138,2	142,4
30	184,5	459,8	459,8	446,8	399,8

Tabelle 7.4.: Anzahlkonzentration der Tröpfchen ($1/\text{cm}^3$) bei 0,5% Übersättigung bzw. Aktivierung der ersten Tröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentropfen der „verschmutzten“ Wolken.

Wolke #	mit	ohne	ohne	ohne
	Strahlungs- einfluss 0,75 m/s	Strahlungs- einfluss 0,75 m/s	Strahlungs- einfluss 0,50 m/s	Strahlungs- einfluss 0,35 m/s
6	1090,5	1090,5	894,2	491,2
9	275,5	247,8	308,4	295,3
13	7,4	7,4	7,4	12,5
15	406,4	406,4	404,4	377,8
16	520,4	550,1	484,9	440,9
17	673,6	673,6	172,4	92,0
29	59,5	59,5	71,3	83,2
30	399,9	385,4	388,9	373,1

Tabelle 7.5.: Anzahlkonzentration der Tröpfchen ($1/\text{cm}^3$) bei 0,5% Übersättigung bzw. Aktivierung der ersten Tröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentropfen der „sauberen“ Vergleichswolken.

Wenn der Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen berücksichtigt wird, ändert sich die Anzahlkonzentration der Tröpfchen zu Beginn nur wenig. Bei den „verschmutzten“ Wolken nimmt die Anzahlkonzentration im Mittel um 3,8 Tröpfchen/cm³ zu und bei den „sauberen“ Wolken nimmt sie im Mittel um 1,6 Tröpfchen/cm³ ab. Nach 500 Sekunden Wachstum ist die Anzahlkonzentration der aktivierten Tröpfchen bei der Berücksichtigung des Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen wegen der niedrigeren maximalen Übersättigung aber für alle Wolken geringer als ohne Strahlungseinfluss. Im Mittel über alle Wolken nimmt nach 500 Sekunden Wachstum bei den „verschmutzten“ Wolken die Anzahlkonzentration um 122,3 Tröpfchen/cm³ und bei den „sauberen“ Wolken um 113,2 Tröpfchen/cm³ ab.

Mit der Auftriebsgeschwindigkeit nimmt die Anzahlkonzentration der Tröpfchen ab. In Tab. 7.6 ist die über alle Wolke gemittelte Änderung der Tröpfchenkonzentration mit der Änderung der Auftriebsgeschwindigkeit für die „verschmutzten“ und die „sauberen“ Wolken angeführt.

Änderung der Auftriebsgeschwindigkeit (m/s)	Änderung der Anzahlkonzentration „verschmutzte“ Wolke (1/cm ³)	Änderung der Anzahlkonzentration „saubere“ Wolke (1/cm ³)
0,75 → 0,50	-102,3	-97,6
0,50 → 0,35	-79,4	-60,7

Tabelle 7.6.: Änderung der Anzahlkonzentration der Tröpfchen (1/cm³) mit der Änderung der Auftriebsgeschwindigkeit für die „verschmutzten“ Wolken und die „sauberen“ Vergleichswolken.

Da das Ausgangsaerosol für die „sauberen“ Wolken weniger Aerosolpartikel enthält als für die „verschmutzten“ Wolken und sie somit eine geringere Tröpfchenkonzentration aufweisen, ist bei den „sauberen“ Wolken die absolute Änderung der Anzahlkonzentration kleiner als bei den „verschmutzten“ Wolken.

In Tab. 7.7 ist die relative Differenz (in Prozent) der Anzahlkonzentration der Tröpfchen zwischen den „verschmutzten“ Wolken und den „sauberen“ Vergleichswolken für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen nach 500 s Simulationszeit. Die mit * gekennzeichneten Werte

sind beim Erreichen des mittleren Flüssigwassergehalts der Wolke genommen, da bei Wolke # 6 und 16 die Differenz der Tröpfchenkonzentration zwischen den „verschmutzten“ Wolken und den „sauberen“ Vergleichswolken gering ist. Eigentlich müsste die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration für jeden Flüssigwassergehalt berechnet werden. Bei den übrigen Wolken sind die Unterschiede zwischen den „verschmutzten“ Wolken und den „sauberen“ Vergleichswolken aber groß genug, dass der Wert nach 500 s Simulationszeit repräsentativ für alle Flüssigwassergehalte ist. Bei Wolke # 6 und 16 werden die Werte für die mittleren Flüssigwassergehalte der Wolken zur Analyse herangezogen.

Wolke #	mit	ohne	ohne	ohne
	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,50 m/s	Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	3,7 %	4,2 %	-16,5 %*	3,8 %*
9	27,9 %	34,3 %	27,9 %	11,7 %
13	100,5 %	99,4 %	131,3 %	151,3 %
15	5,8 %	6,1 %	5,8 %	5,5 %
16	2,7 %*	2,6 %*	2,9 %*	-15,6 %*
17	2,4 %	2,4 %	2,4 %	2,4 %
29	16,8 %	16,8 %	25,3 %	37,3 %
30	11,5 %	16,1 %	11,5 %	4,6 %

Tabelle 7.7.: Relative Differenz (in Prozent) der Anzahlkonzentration der Tröpfchen zwischen den „verschmutzten“ Wolken und den „sauberen“ Vergleichswolken für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen nach 500 s Simulationszeit. * Relative Differenz der Tröpfchenkonzentration beim Erreichen des mittleren Flüssigwassergehalts der Wolke.

Die relative Differenz der Anzahlkonzentration der Tröpfchen zwischen den „verschmutzten“ Wolken und den „sauberen“ Vergleichswolken ist für den Betrag des Strahlungsantriebs relevant.

7.5. Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion

Wenn der Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion berücksichtigt wird, absorbieren die Tröpfchen langwellige und kurzwellige (wenn sie schwarzen Kohlenstoff enthalten) Strahlung und strahlen langwellige Strahlung gemäß ihrer Temperatur ab. Dadurch kann sich ihre Temperatur von der Umgebungstemperatur unterscheiden und die Tröpfchen werden schwerer oder leichter aktivierbar (siehe Unterkapitel 3.1). Wie im vorigen Unterkapitel zu sehen war nimmt die Anzahlkonzentration der Aerosolpartikel die zu Wolkentröpfchen aktiviert werden ab, wenn der Strahlungseinfluss berücksichtigt wird. Der Betrag des Strahlungsantriebs wird ebenfalls für alle Wolken geringer wenn der Strahlungseinfluss berücksichtigt wird, die Änderung ist aber gering. In den Abbn. 7.78-7.93 wird der Strahlungsantrieb der Wolken einmal mit und einmal ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion dargestellt. Der Kohlenstoffanteil der Tröpfchen wurde für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen als Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff berücksichtigt (punktirierte Linie mit Strahlungseinfluss und strichlierte Linie ohne Strahlungseinfluss). Der Strahlungsantrieb wurde auch für reine Wassertröpfchen berechnet (strich-punktirierte Linie mit Strahlungseinfluss und durchgezogene Linie ohne Strahlungseinfluss). Die Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets war 0,75 m/s. Bei manchen Wolken ist der Unterschied zwischen der Berechnung mit/ohne Strahlungseinfluss so gering, dass die Graphen für die Berechnung mit/ohne Strahlungseinfluss übereinanderliegen und nur einer der beiden in den Abbildungen erkennbar ist.

Wolke #6
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

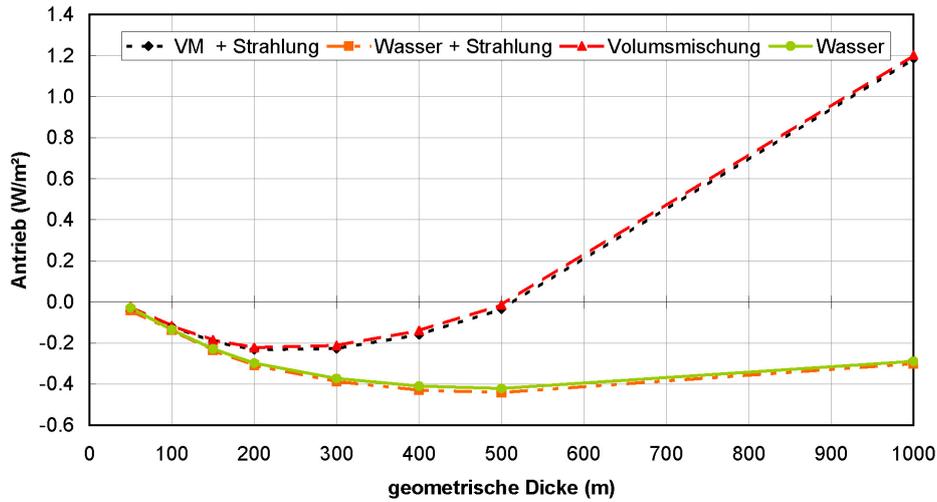


Abbildung 7.78.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #6
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,24 g/m³

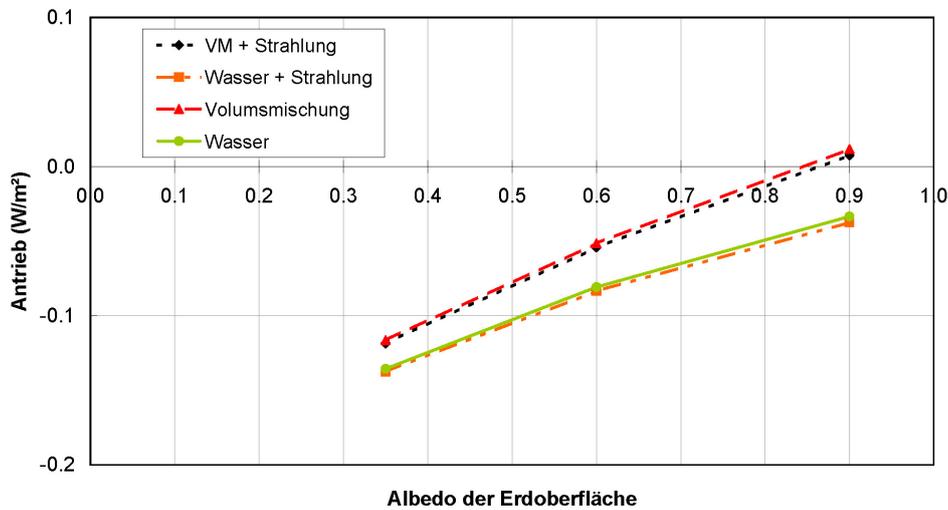


Abbildung 7.79.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

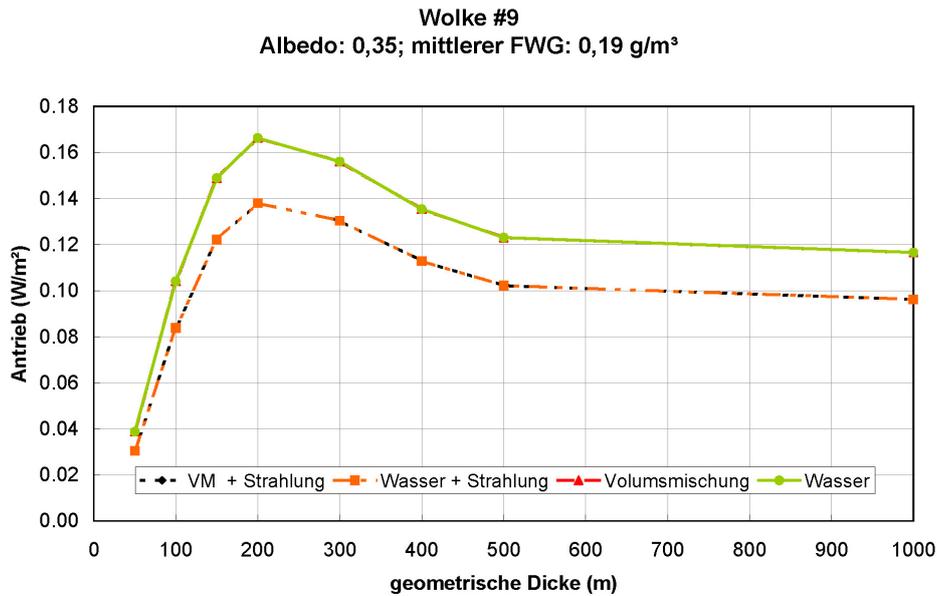


Abbildung 7.80.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

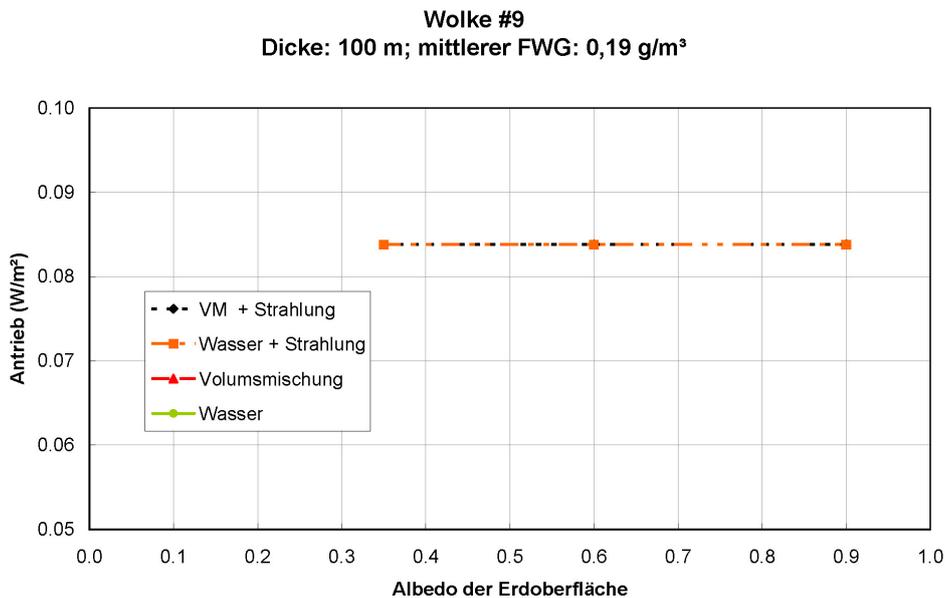


Abbildung 7.81.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

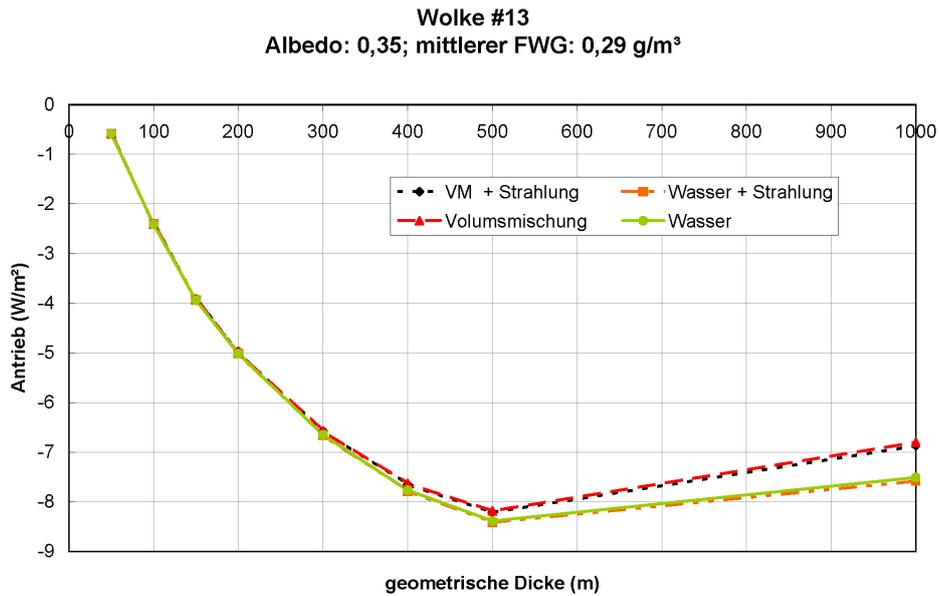


Abbildung 7.82.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

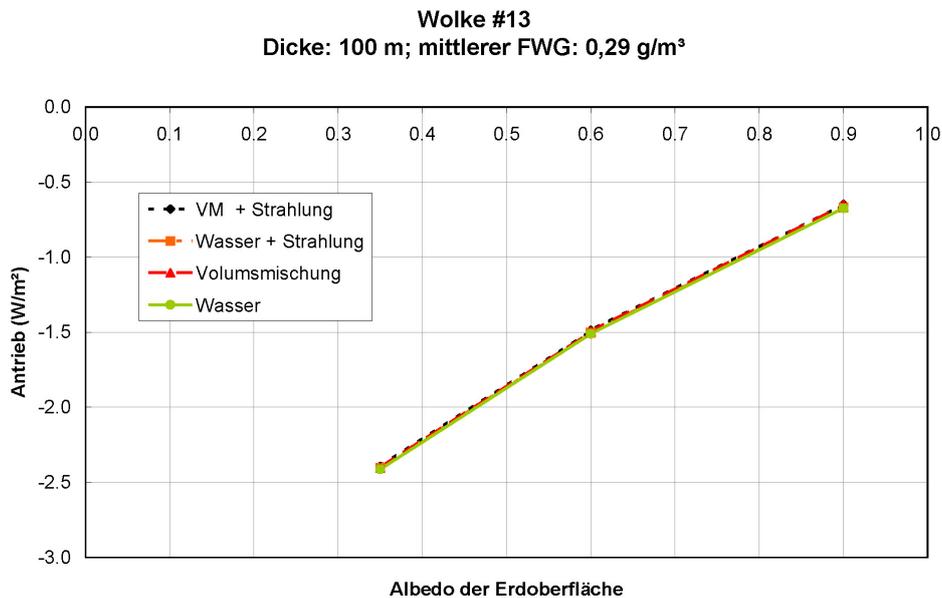


Abbildung 7.83.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

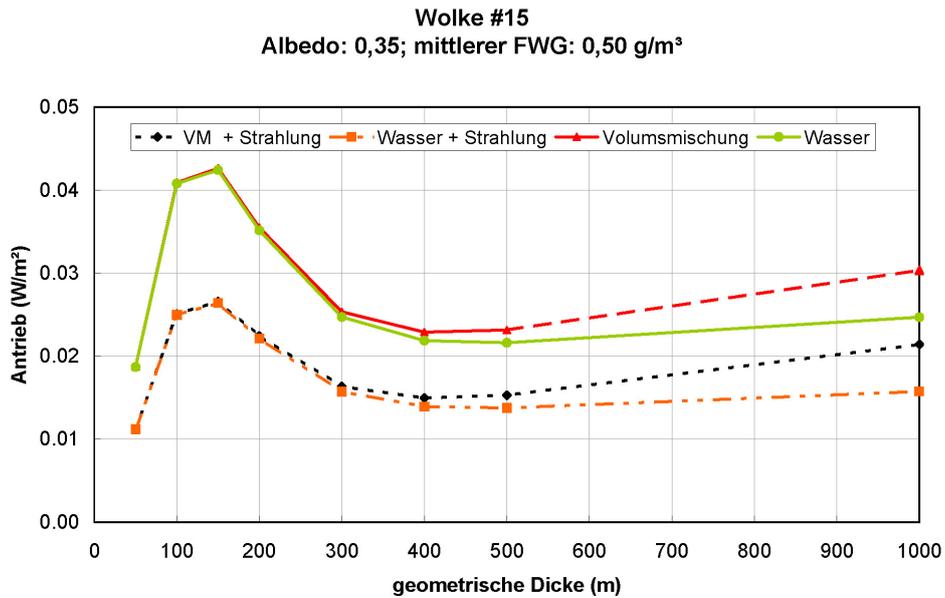


Abbildung 7.84.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

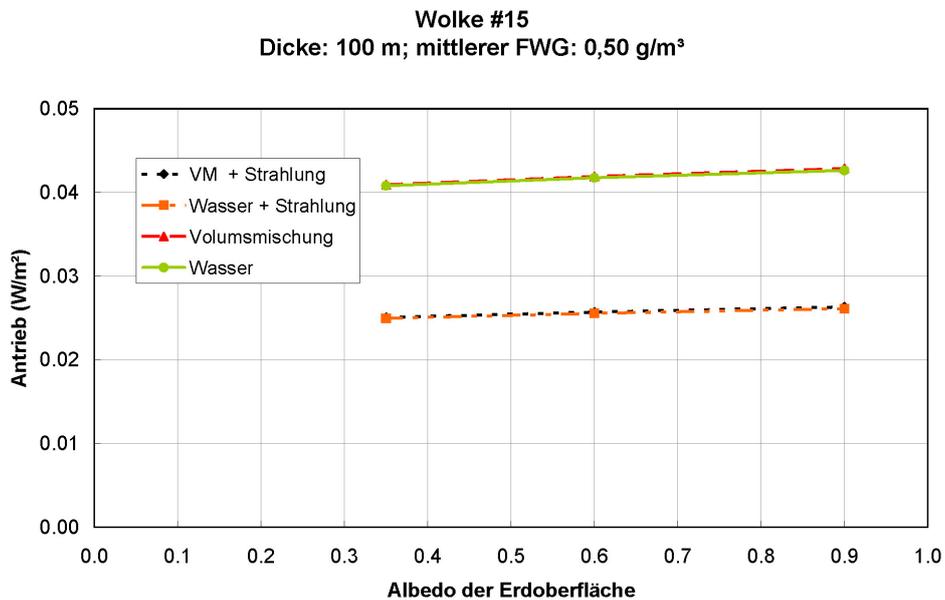


Abbildung 7.85.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

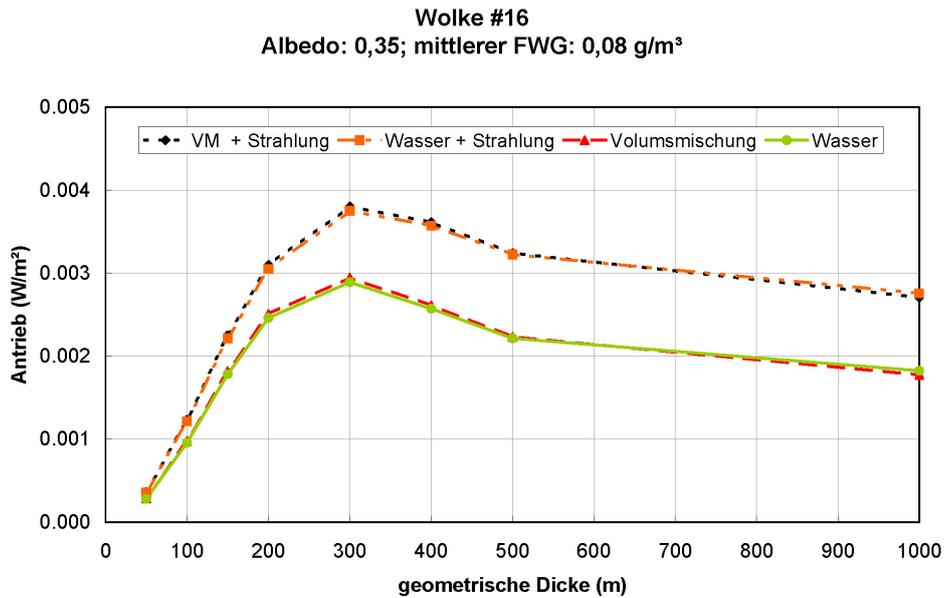


Abbildung 7.86.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

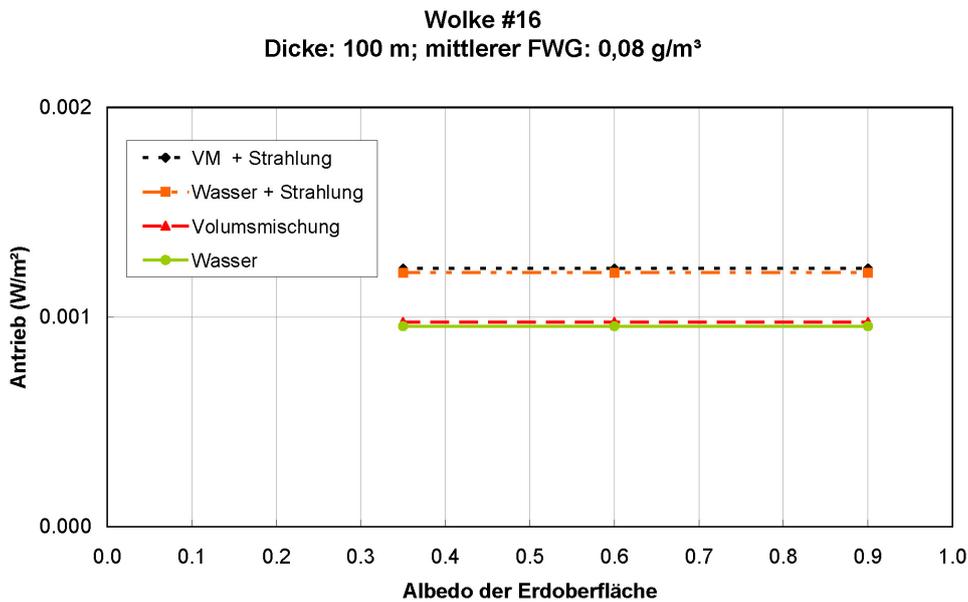


Abbildung 7.87.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #17
Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,45 g/m³

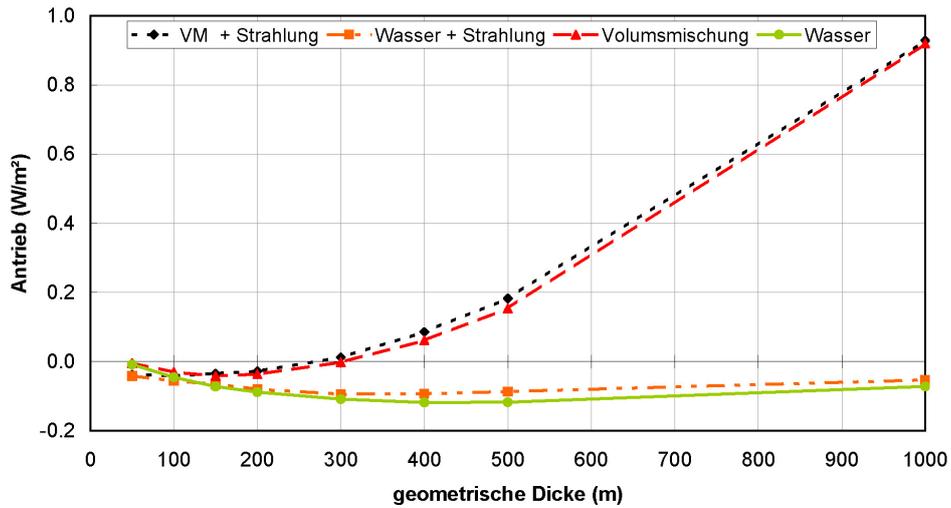


Abbildung 7.88.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #17
Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,45 g/m³

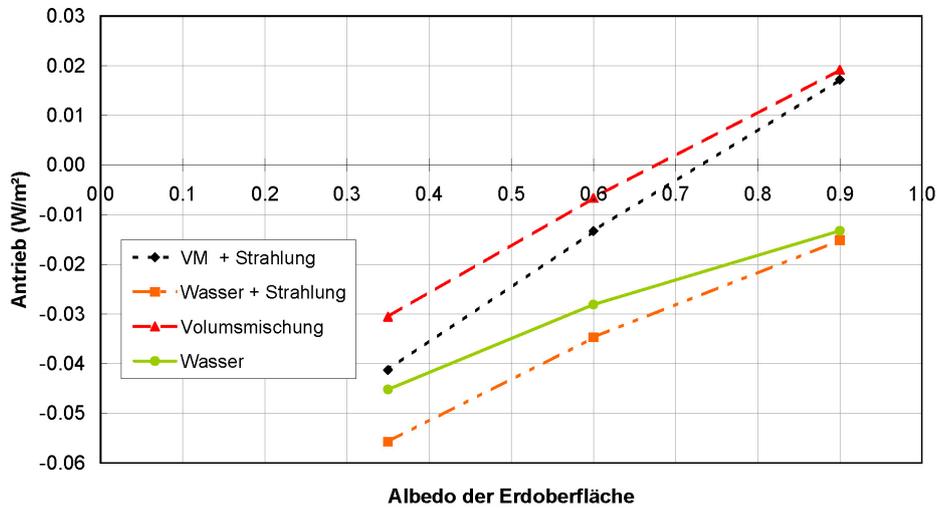


Abbildung 7.89.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

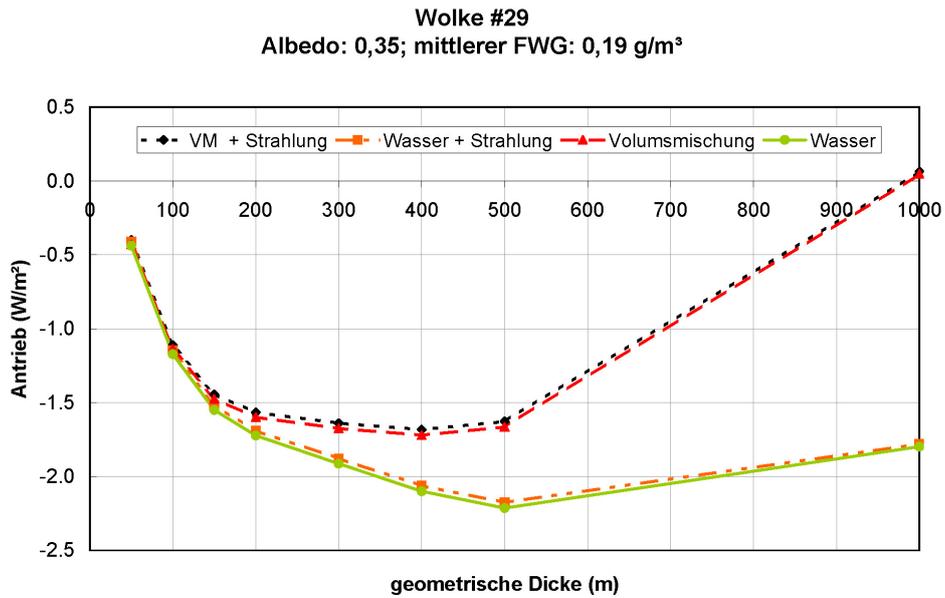


Abbildung 7.90.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

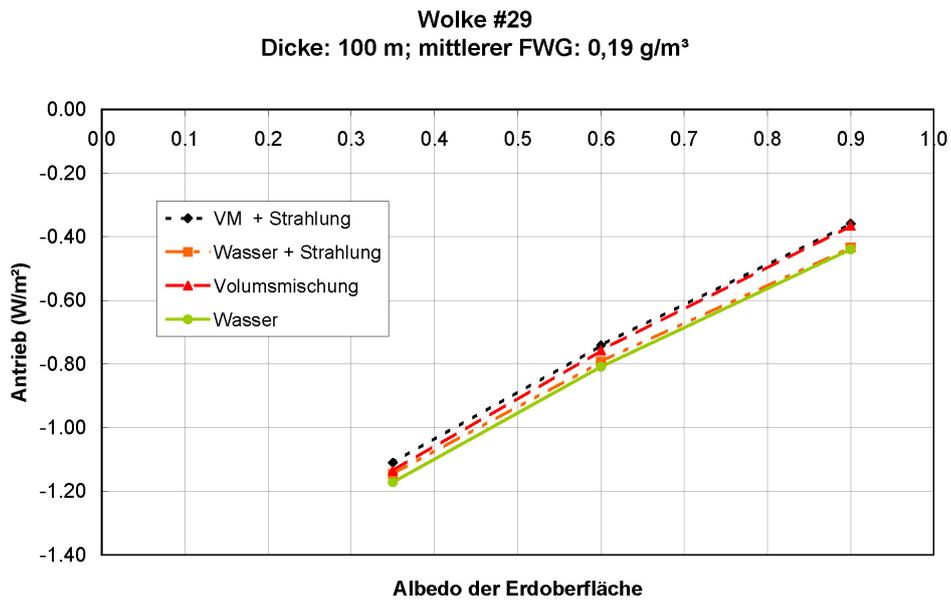


Abbildung 7.91.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

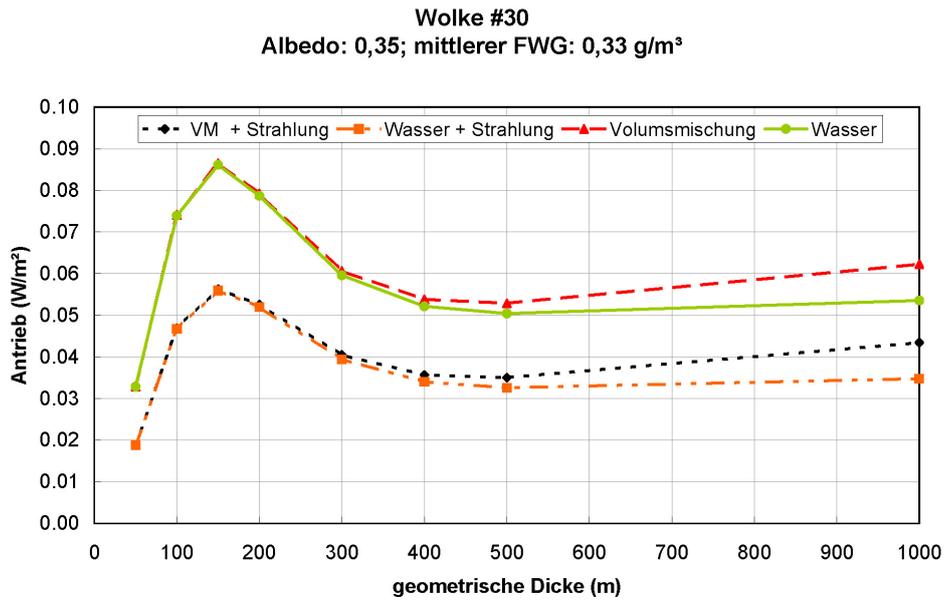


Abbildung 7.92.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

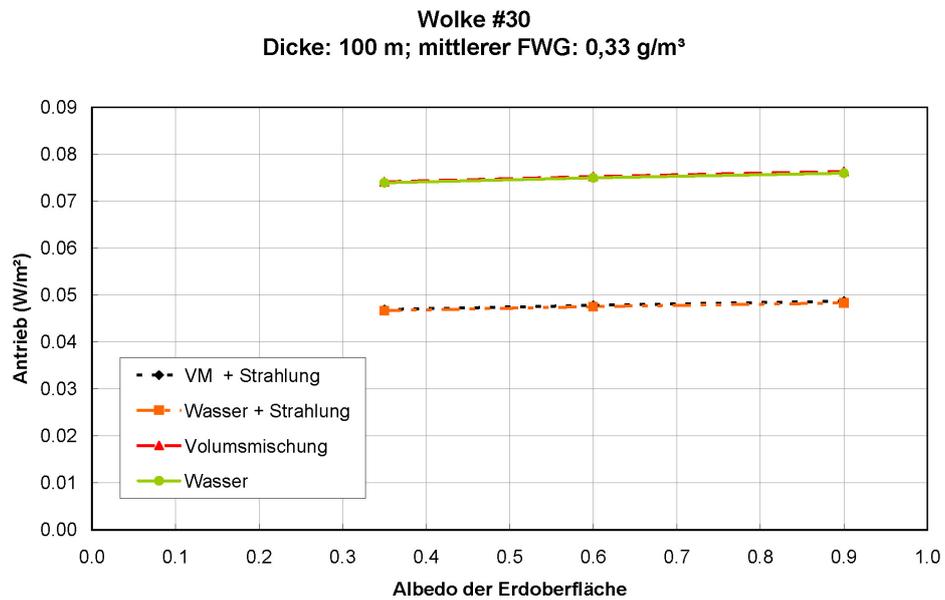


Abbildung 7.93.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 mit und ohne Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Der Strahlungsantrieb ändert sich betragsmäßig nur gering wenn der Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion berücksichtigt wird (die Änderung ist von der Größenordnung $0,01 \text{ W/m}^2$). Bei den Wolken mit betragsmäßig großem Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt ist der Unterschied zwischen der Berechnung mit/ohne Strahlungseinfluss so gering, dass er in den Abbn. 7.78-7.93 nicht zu sehen ist. Nur bei den Wolken mit einem betragsmäßig kleinen Strahlungsantrieb ist ein Unterschied zu sehen. Bei diesen nimmt der Betrag des Strahlungsantriebs durch den Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion leicht ab. Die Tröpfchenkonzentrationen der Wolken sind im Mittel über alle Wolken geringer wenn der Strahlungseinfluss auf das Wachstum durch Diffusion berücksichtigt wird. Dadurch ist auch die relative Differenz der Tröpfchenkonzentrationen zwischen „verschmutzter“ Wolke und „sauberer“ Vergleichswolke im Mittel über alle Wolken geringer und dadurch wird auch der Betrag des Strahlungsantriebs kleiner (siehe auch Unterkapitel 7.4). Nur bei Wolke # 16 wird der Strahlungsantrieb betragsmäßig etwas größer durch den Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum. Der mittlere Flüssigwassergehalt dieser Wolke ist kleiner als der der übrigen Wolken und deshalb sind die Tröpfchen dieser Wolke im Mittel kleiner als die der anderen Wolken. Am Beginn der Simulation von Wolke # 16, wenn die Tröpfchen klein sind, ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration der „verschmutzten“ und der „sauberen“ Wolke mit Strahlungseinfluss größer als ohne Strahlungseinfluss und damit ist auch der Strahlungsantrieb betragsmäßig größer.

7.6. Turbulenter Austausch

Durch turbulenten Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung werden ständig bereits gewachsene Wolkentröpfchen durch unaktivierte Tröpfchen ersetzt (siehe Unterkapitel 5.2.3). Dadurch verbreitern sich die Tröpfchengrößenverteilungen der „verschmutzten“ und der „sauberen“ Wolke. In den Abbn. 7.94-7.109 ist der Strahlungsantrieb der Wolken einmal unter Berücksichtigung von turbulenten Austausch und einmal ohne dargestellt. Die Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets war $0,75 \text{ m/s}$. Der Strahlungsantrieb wurde für reine Wassertröpfchen berechnet (Quadrate: mit turbulenten Austausch und durchgezogene Linie: ohne turbulenten Austausch). Für die Berechnung ohne turbulenten Austausch wird auch der Kohlenstoffanteil der Tröpfchen für die Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen als Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff berücksichtigt (strichlierte Li-

nie). Für keine der Wolken führt die Berücksichtigung des turbulenten Austauschs zu einer signifikanten Änderung im Strahlungsantrieb.

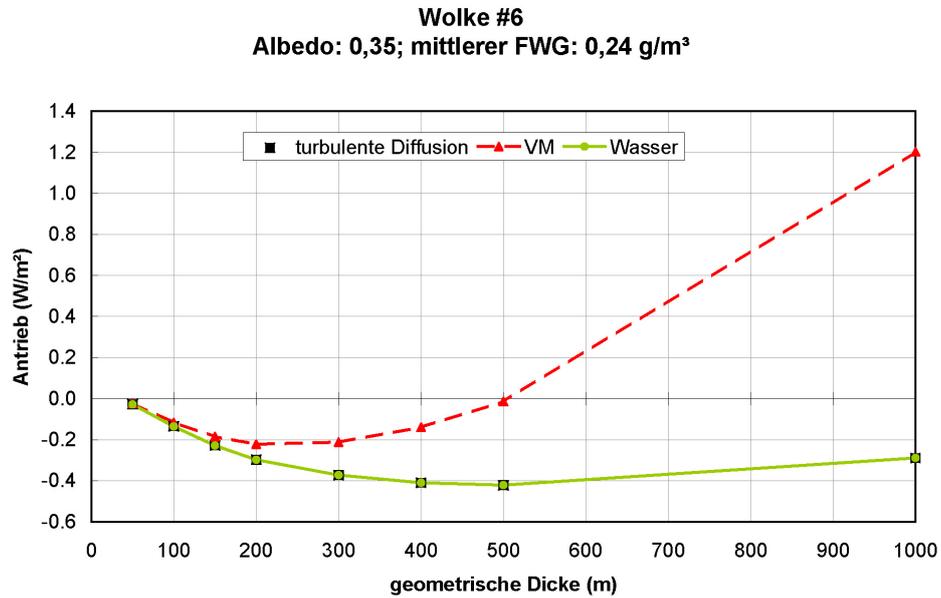


Abbildung 7.94.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

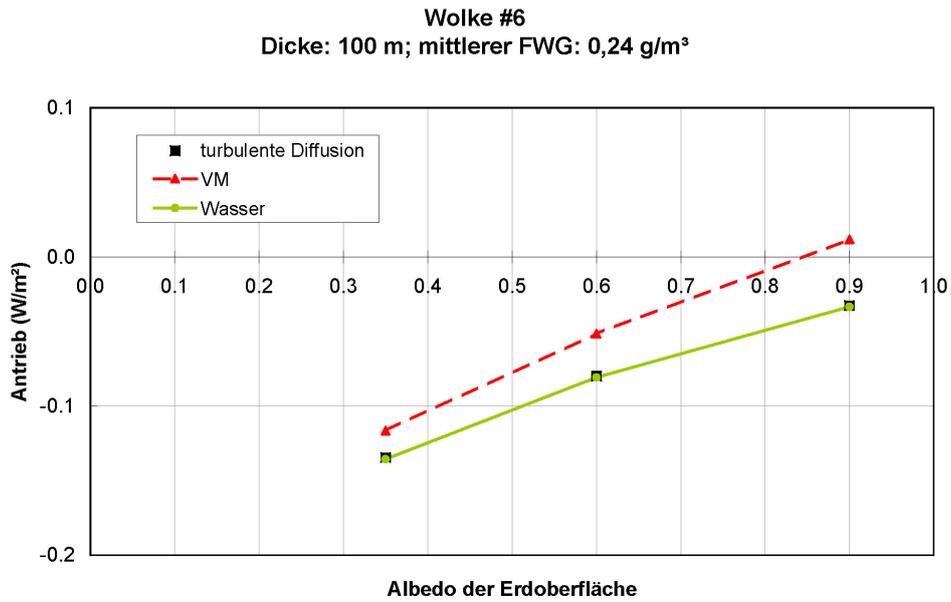


Abbildung 7.95.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #6 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

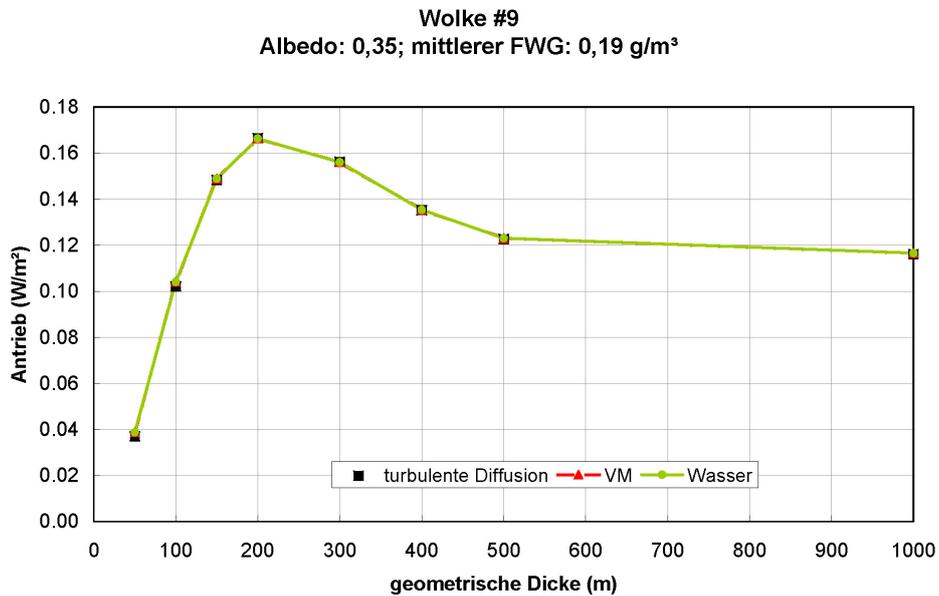


Abbildung 7.96.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #9
 Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,19 g/m³

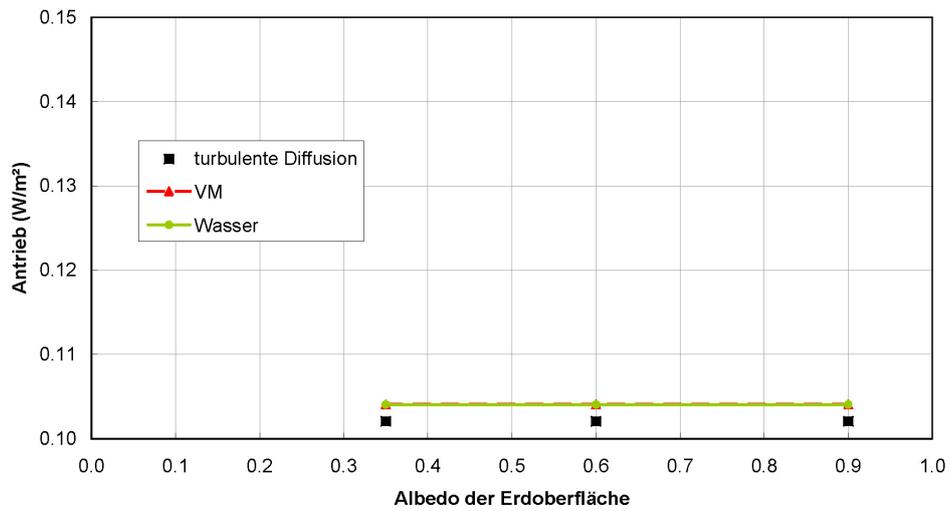


Abbildung 7.97.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #9 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #13
 Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,29 g/m³

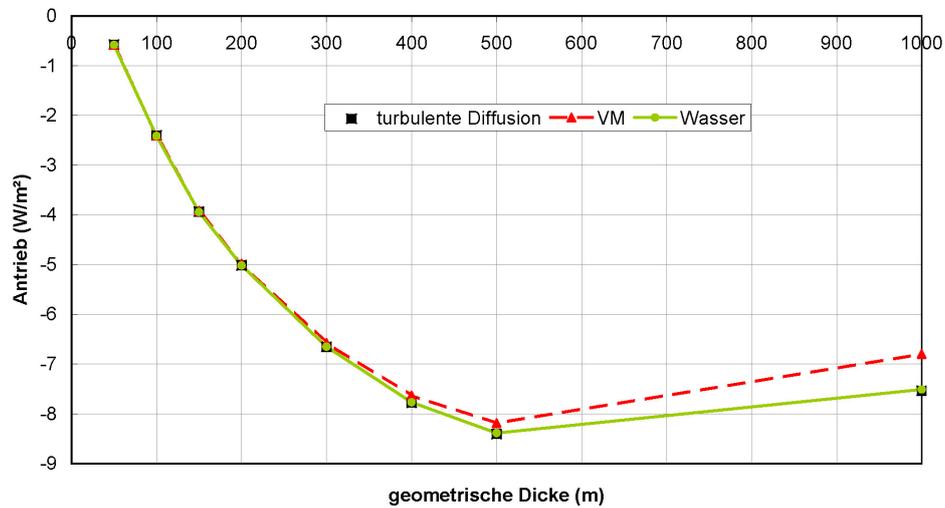


Abbildung 7.98.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

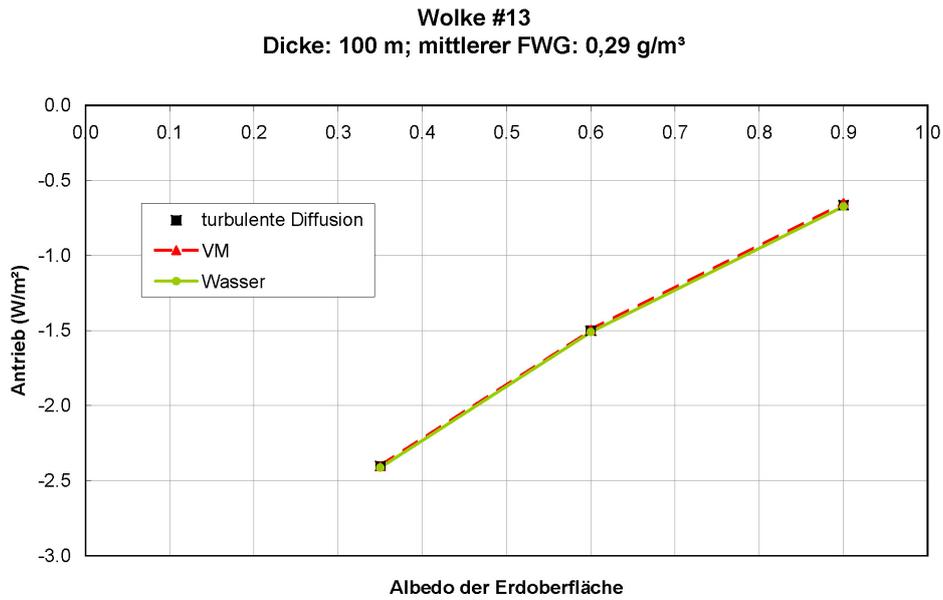


Abbildung 7.99.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #13 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

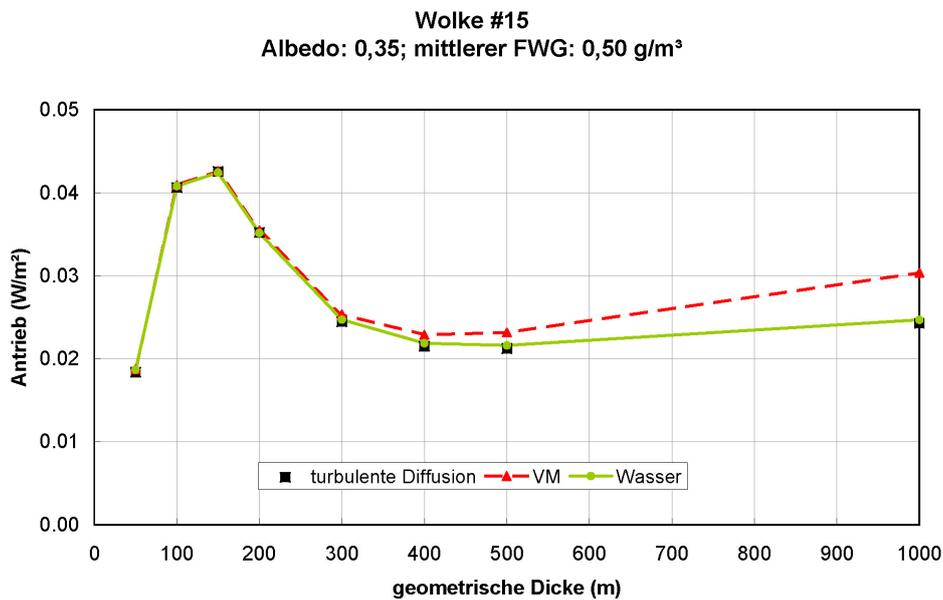


Abbildung 7.100.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

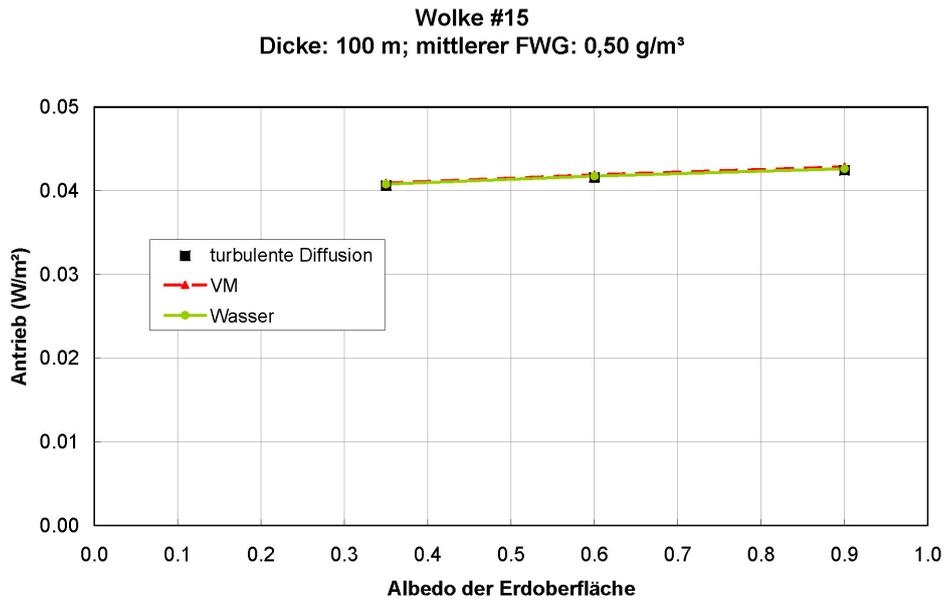


Abbildung 7.101.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #15 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

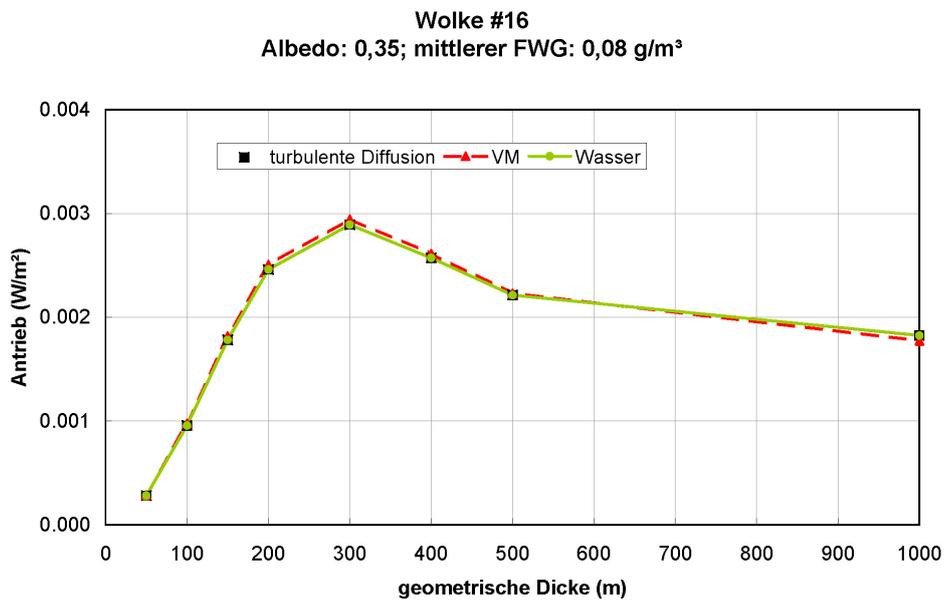


Abbildung 7.102.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

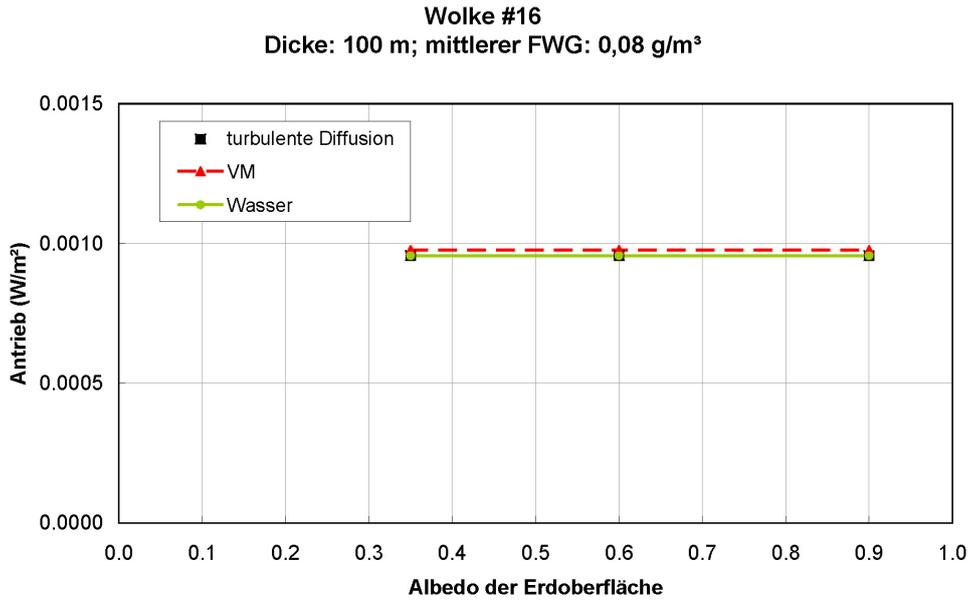


Abbildung 7.103.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #16 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

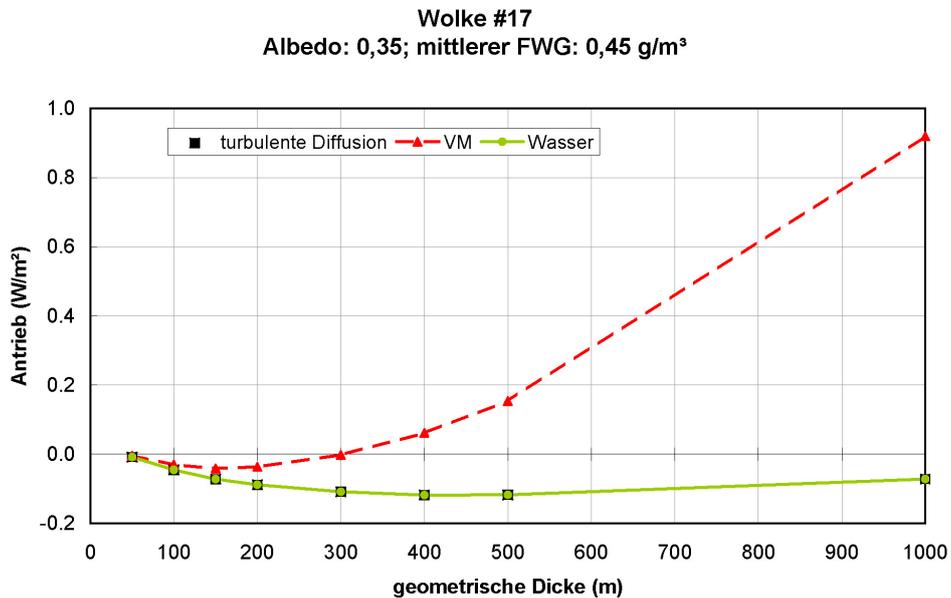


Abbildung 7.104.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #17
 Dicke: 100 m; mittlerer FWG: 0,45 g/m³

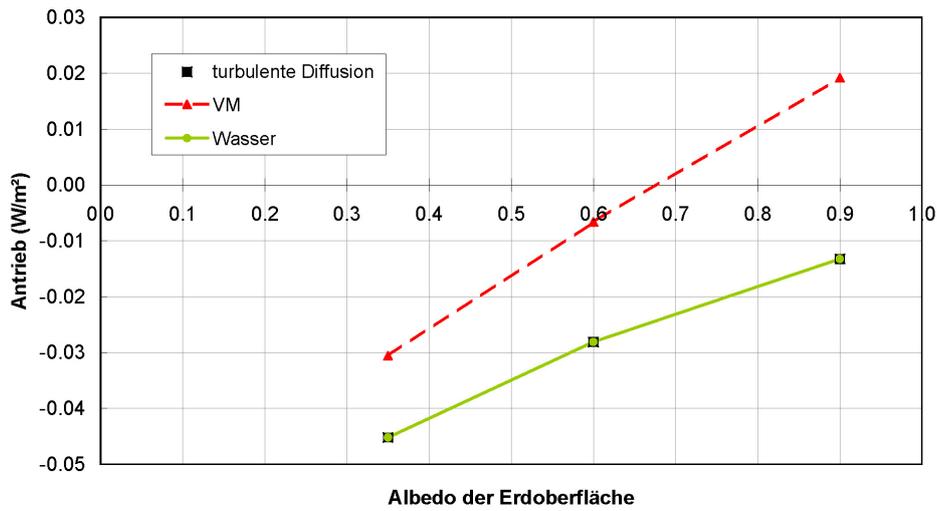


Abbildung 7.105.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #17 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Wolke #29
 Albedo: 0,35; mittlerer FWG: 0,19 g/m³

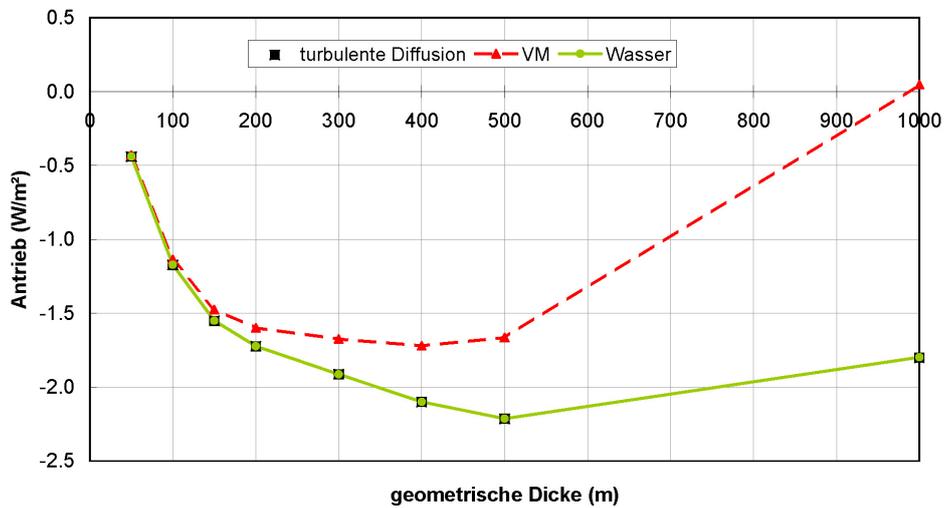


Abbildung 7.106.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

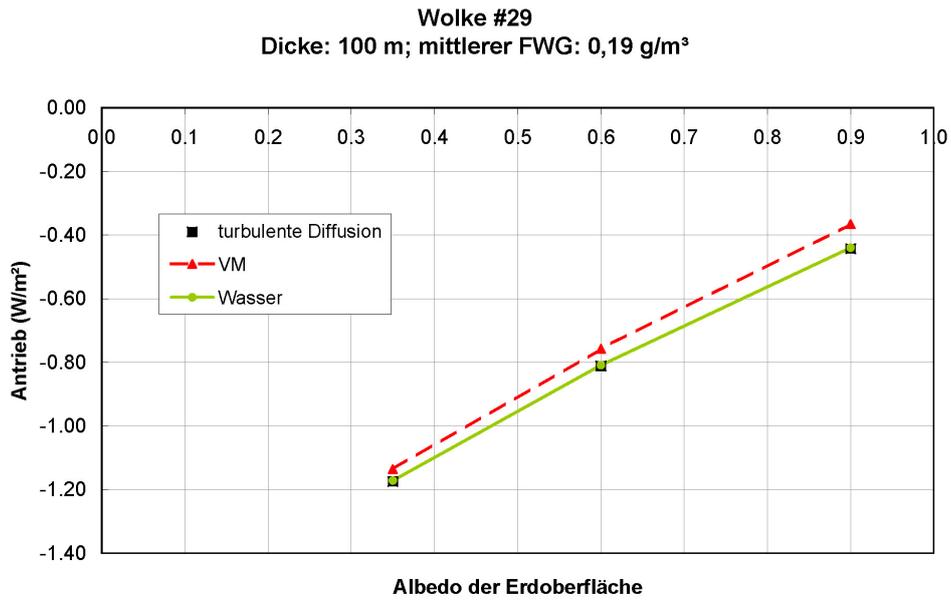


Abbildung 7.107.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #29 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

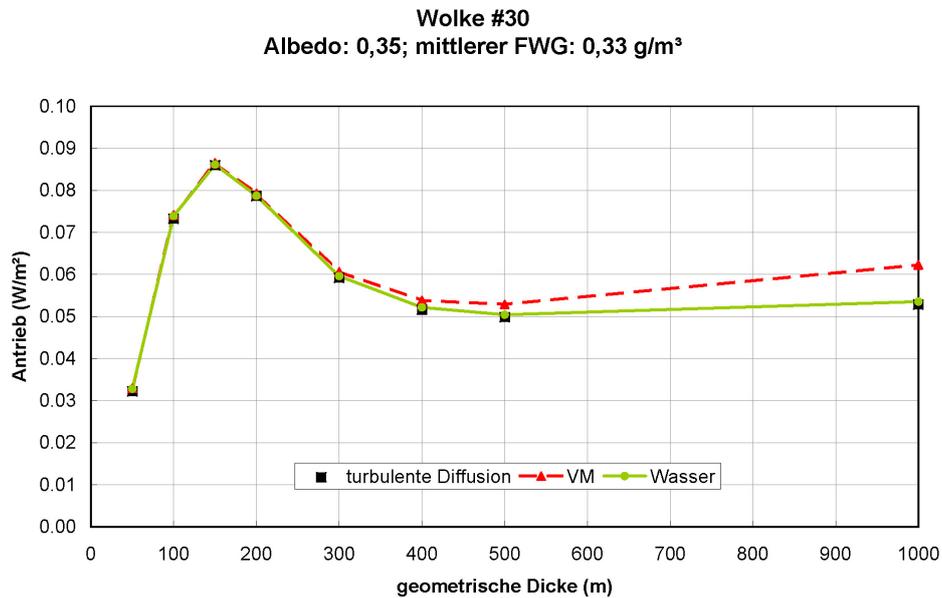


Abbildung 7.108.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der geometrischen Dicke der Wolke und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

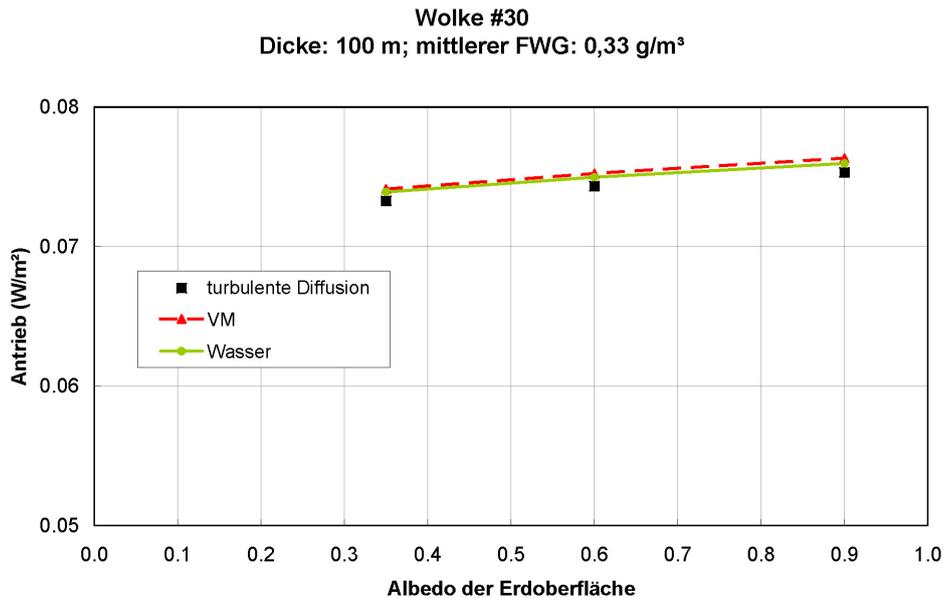


Abbildung 7.109.: Vergleich des Strahlungsantriebs von Wolke #30 mit und ohne turbulenten Austausch in Abhängigkeit der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche (die Langwellen-Albedo ist konstant 0,03) und der Berechnung der Einzelstreuparameter der Tröpfchen.

Durch turbulenten Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung werden die Tröpfchengrößenverteilungen breiter (nicht dargestellt) und die Anzahlkonzentration der Tröpfchen ändert sich. Je länger die Tröpfchen wachsen umso größer wird der Unterschied zwischen den Berechnungen mit bzw. ohne turbulenten Austausch. Die Wolken während der Messkampagne hatten relativ kleine mittlere Flüssigwassergehalte und damit sind die Tröpfchen dieser Wolken relativ rasch gewachsen und somit hat der turbulente Austausch keinen bedeutenden Einfluss. In den Abbn. 7.102-7.109 ist deshalb keine signifikante Änderung des Strahlungsantriebs durch die Berücksichtigung des turbulenten Austauschs zu erkennen.

7.7. Massen-Akkommodationskoeffizient

Bei der Betrachtung einer Grenzfläche zwischen Wasserdampf und flüssigem Wasser gibt der Massen-Akkommodationskoeffizient oder Kondensationskoeffizient α_K an, welcher Bruchteil der Wassermoleküle die auf die Wasserfläche treffen dort auch bleibt. Dies ist für das Wachstum durch Diffusion für kleine Tröpfchen von Bedeutung (siehe

Unterkapitel 3.1). In der Literatur finden sich widersprüchliche Angaben zum Wert von α_K , z.B. wird in [101] ein Wertebereich zwischen 0,04-0,1 angegeben mit einem wahrscheinlichsten Wert von 0,06. In [102] hingegen werden für einen Temperaturbereich von 250-270 K Werte unter 0,8 ausgeschlossen und für Temperaturen bis 290 K Werte unter 0,4, mit einem wahrscheinlichsten Wert für den Massen-Akkomodationskoeffizienten von 1. In [103] werden für α_K Werte unter 0,3 ausgeschlossen. Die Berechnungen in dieser Arbeit wurden für einen Massen-Akkomodationskoeffizienten von 0,04 durchgeführt. Zum Vergleich wurden die Berechnungen auch für $\alpha_K = 1,0$ durchgeführt und werden in diesem Unterkapitel dargestellt.

Bei einem Massen-Akkomodationskoeffizienten von 1,0 wachsen die kleinen Tröpfchen rascher als bei $\alpha_K = 0,04$, dadurch nehmen sie den „überschüssigen“ Wasserdampf schneller auf und die maximale Übersättigung der Atmosphäre die in einer Wolkensimulation erreicht wird ist kleiner als für $\alpha_K = 0,04$. In den Tabn. 7.8 und 7.9 ist die maximale Übersättigung der Atmosphäre für die „verschmutzten“ und die „sauberen“ Vergleichswolken aufgeführt. Gegenüber den entsprechenden Werten für $\alpha_K = 0,04$ die in den Tabn. 7.2 und 7.3 zu sehen ist zeigt sich eine deutliche Abnahme der maximalen Übersättigung. Für höhere Auftriebsgeschwindigkeiten ist die Abnahme etwas größer als für niedrigere.

Wolke #	mit Strahlungseinfluss	ohne Strahlungseinfluss	ohne Strahlungseinfluss	ohne Strahlungseinfluss
	0,75 m/s	0,75 m/s	0,50 m/s	0,35 m/s
6	0,22 %	0,23 %	0,19 %	0,16 %
9	0,34 %	0,35 %	0,28 %	0,24 %
13	0,62 %	0,63 %	0,53 %	0,46 %
15	0,33 %	0,34 %	0,28 %	0,24 %
16	0,28 %	0,29 %	0,24 %	0,20 %
17	0,19 %	0,20 %	0,16 %	0,13 %
29	0,52 %	0,53 %	0,44 %	0,37 %
30	0,31 %	0,32 %	0,26 %	0,22 %

Tabelle 7.8.: Maximale Übersättigung der simulierten Wolken für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „verschmutzten“ Wolken mit $\alpha_K = 1,0$.

Wolke #	mit Strahlungseinfluss	ohne Strahlungseinfluss	ohne Strahlungseinfluss	ohne Strahlungseinfluss
	0,75 m/s	0,75 m/s	0,50 m/s	0,35 m/s
6	0,22 %	0,23 %	0,19 %	0,16 %
9	0,35 %	0,36 %	0,30 %	0,25 %
13	0,88 %	0,89 %	0,76 %	0,65 %
15	0,34 %	0,35 %	0,29 %	0,24 %
16	0,29 %	0,30 %	0,24 %	0,20 %
17	0,19 %	0,20 %	0,16 %	0,13 %
29	0,63 %	0,64 %	0,54 %	0,46 %
30	0,33 %	0,34 %	0,28 %	0,24 %

Tabelle 7.9.: Maximale Übersättigung der simulierten Wolken für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „sauberen“ Vergleichswolken mit $\alpha_K = 1, 0$.

Für eine Auftriebsgeschwindigkeit von 0,75 m/s nimmt die maximale Übersättigung im Mittel über alle Wolken für $\alpha_K = 1, 0$ um 0,19 Prozentpunkte gegenüber der Berechnung mit $\alpha_K = 0, 04$ ab. Für 0,5 m/s beträgt die Abnahme im Mittel 0,15 Prozentpunkte und für 0,35 m/s 0,12 Prozentpunkte. Für den indirekten Aerosoleffekt ist der Unterschied zwischen „verschmutzter“ und „sauberer“ Wolke von Bedeutung. Betrachtet man die Differenz der maximalen Übersättigung zwischen „verschmutzter“ und „sauberer“ Wolke:

$$\text{Differenz der maximale Übersättigung} = s_{D,WMax.}|_{\text{„verschmutzt“}} - s_{D,WMax.}|_{\text{„sauber“}}, \quad (7.2)$$

für die beiden Werte von α_K so ist der Unterschied kleiner. Im Mittel über alle Wolken ist Differenz der maximale Übersättigung für $\alpha_K = 0, 04$ nur um 0,01 Prozentpunkte größer als für $\alpha_K = 1, 0$. Dies gilt für alle Auftriebsgeschwindigkeiten.

Mit der maximalen Übersättigung nimmt auch die Anzahlkonzentration aktivierter Tröpfchen ab. Bei den Berechnungen mit $\alpha_K = 0, 04$ gibt es im Mittel über alle Wolken mehr Tröpfchen als für $\alpha_K = 1, 0$. In den Tabn. 7.10 und 7.11 ist die Anzahlkonzentration aktivierter Tröpfchen nach 500 s Wachstum der Wolkentröpfchen für die „verschmutzten“ und die „sauberen“ Vergleichswolken für $\alpha_K = 0, 04$ angeführt. In den Tabn. 7.12 und 7.13 ist dasselbe für $\alpha_K = 1, 0$ zu sehen.

Wolke #	mit	ohne	ohne	ohne
	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,50 m/s	Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	684,1	1106,8	888,3	683,3
9	408,1	428,8	408,4	342,3
13	174,8	173,9	146,2	121,9
15	449,4	470,8	449,6	384,6
16	510,6	590,5	510,4	457,2
17	559,3	963,1	672,7	551,2
29	209,5	209,5	181,3	160,6
30	464,2	495,0	463,6	392,4

Tabelle 7.10.: Anzahlkonzentration der Tröpfchen ($1/\text{cm}^3$) nach 500 s Wachstum der Tröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „verschmutzten“ Wolken mit $\alpha_K = 0,04$.

Wolke #	mit	ohne	ohne	ohne
	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,50 m/s	Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	659,4	1061,8	854,2	658,5
9	319,2	319,2	319,4	306,5
13	87,2	87,2	63,2	48,5
15	424,6	443,6	424,9	364,4
16	494,7	573,7	494,5	442,1
17	546,3	940,8	656,8	538,2
29	179,4	179,4	144,7	117,0
30	416,2	426,5	415,7	375,2

Tabelle 7.11.: Anzahlkonzentration der Tröpfchen ($1/\text{cm}^3$) nach 500 s Wachstum der Tröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „sauberen“ Vergleichswolken mit $\alpha_K = 0,04$.

Wolke #	mit	ohne	ohne	ohne
	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,50 m/s	Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	510,2	888,9	684,0	510,0
9	342,0	377,0	342,2	304,2
13	123,2	122,3	100,7	81,4
15	384,3	420,5	384,5	318,1
16	397,2	510,2	397,0	334,5
17	360,9	677,7	556,3	445,2
29	160,3	160,3	145,2	131,4
30	393,0	435,0	392,3	338,3

Tabelle 7.12.: Anzahlkonzentration der Tröpfchen ($1/\text{cm}^3$) nach 500 s Wachstum der Tröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „verschmutzten“ Wolken mit $\alpha_K = 1,0$.

Wolke #	mit	ohne	ohne	ohne
	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,75 m/s	Strahlungseinfluss 0,50 m/s	Strahlungseinfluss 0,35 m/s
6	492,4	854,8	659,2	491,5
9	306,2	319,2	286,9	261,9
13	48,2	48,3	37,7	29,2
15	364,1	398,1	364,4	310,6
16	383,3	494,3	383,1	322,0
17	353,0	661,7	543,3	434,9
29	116,7	116,7	97,0	83,1
30	375,7	399,6	375,2	288,6

Tabelle 7.13.: Anzahlkonzentration der Tröpfchen ($1/\text{cm}^3$) nach 500 s Wachstum der Tröpfchen für verschiedene Auftriebsgeschwindigkeiten, mit/ohne Strahlungseinfluss auf das Wachstum der Wolkentröpfchen der „sauberen“ Vergleichswolken mit $\alpha_K = 1,0$.

Im Mittel über alle Wolken gibt es für $\alpha_K = 0,04$ mehr aktivierte Tröpfchen als für $\alpha_K = 1,0$. Der Unterschied ist wie bei der maximalen Übersättigung für höhere Auftriebsgeschwindigkeiten größer. Für den indirekten Effekt ist aber wiederum die relative Änderung der Tröpfchenkonzentration zwischen „verschmutzter“ und „sauberer“ Wolke interessant:

$$\text{relative Differenz der Tröpfchenkonzentration} = \frac{(n_{akt.,verschmutzt} - n_{akt.,sauber})}{n_{akt.,sauber}}, \quad (7.3)$$

Hier zeigt sich ein anderes Bild. Für die Wolken # 9, 15 und 30 ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration für $\alpha_K = 0,04$ größer als für $\alpha_K = 1,0$, für die Wolken # 13 und 29 ist sie kleiner und für die Wolken # 6, 16 und 17 gibt es keinen Unterschied zwischen $\alpha_K = 0,04$ und $\alpha_K = 1,0$.

Die Abhängigkeit des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt von verschiedenen Parametern und Berechnungsarten die in der Sensitivitätsanalyse untersucht wurden, ist auch für $\alpha_K = 1,0$ erforscht worden. Es zeigt sich kein qualitativer Unterschied zwischen den Simulationen mit $\alpha_K = 0,04$ und $\alpha_K = 1,0$. Auch der quantitative Unterschied ist gering. Unter den gleichen Annahmen die in Kapitel 8 angeführt sind, ergibt sich für den gemittelten Strahlungsantrieb des indirekten Aerosoleffekts für die gesamte Messkampagne (alle Wolken) für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35 und $\alpha_K = 1,0$ ein Wert von $-0,55 \text{ W/m}^2$ (für $\alpha_K = 0,04$ ist der gemittelte Strahlungsantrieb des indirekten Aerosoleffekts $-0,57 \text{ W/m}^2$).

8. Ergebnisse und Diskussion

Die Sensitivitätsanalysen haben ergeben, dass die geometrische Dicke der Wolken, die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und die Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets einen großen Einfluss auf den Betrag des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt haben. Die Mischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff, der Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum, turbulenter Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung und der Massenakkommodationskoeffizient haben nur einen kleinen Einfluss auf den Strahlungsantrieb. Die Absorption von Sonnenstrahlung durch schwarzen Kohlenstoff in den Wolkenröpfchen hat nur einen bedeutenden Einfluss wenn die Wolken dick sind bzw. die Konzentration an schwarzem Kohlenstoff in der Wolke hoch ist, ansonsten ist der Einfluss des schwarzen Kohlenstoffs auf den Strahlungsantrieb gering.

Zwischen Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche und Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt gibt es, zumindest für die Werte der Kurzwellen-Albedo für die der Strahlungsantrieb berechnet wurde, einen einfachen, beinahe linearen Zusammenhang. Je höher die Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche ist, umso weniger negativ bzw. „positiver“ ist der Strahlungsantrieb. Zum einen wird durch die hohe Kurzwellen-Albedo weniger der einfallenden Strahlung an der Erdoberfläche absorbiert, wodurch die Differenz der Strahlungsflüsse durch die „verschmutzte“ Wolke und die „saubere“ Vergleichswolke weniger ins Gewicht fällt. Zum anderen trifft durch die erhöhte Reflektion an der Erdoberfläche mehr Strahlung wiederum auf die Wolke, wo sie absorbiert werden kann. Dadurch wird der Strahlungsantrieb weniger negativ bzw. „positiver“.

Der Betrag des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt wird für eine bestimmte Dicke der Wolke maximal. Sehr dünne Wolken streuen wenig der einfallenden Strahlung wodurch der Strahlungsantrieb betragsmäßig klein ist. Sehr dicke Wolke streuen soviel, dass nur relativ wenig Strahlung durch die Wolken auf die Erdoberfläche trifft und somit ist ebenfalls der Betrag des Strahlungsantriebs klein. Dazwischen gibt es eine

geometrische Dicke der Wolke für die der Betrag des Strahlungsantriebs maximal wird. Für die Berechnung der Strahlungsflüsse und des Strahlungsantriebs ist aber nicht die geometrische sondern die optische Dicke einer Wolke ausschlaggebend. Das Maximum des Betrags des Strahlungsantriebs kann daher für kurzwellige und langwellige Strahlung bei unterschiedlicher geometrischer Dicke der Wolke liegen.

Für die Wolken während der Rax-Messkampagne die größtenteils tagsüber waren (kurzwellige + langwellige Strahlung) liegt das Maximum des Betrags des Strahlungsantriebs bei ca. 500 m geometrische Dicke (der Kurzwellen-Strahlungsantrieb dominiert) und für Wolken die größtenteils nachts waren (langwellige Strahlung) liegt das Maximum des Betrags des Strahlungsantriebs bei ca. 150 – 300 m geometrische Dicke der Wolken.

Die Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets hat einen relativ großen Einfluss auf den Betrag des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt, aber es hat sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen den beiden Größen gezeigt. Bei einer höheren Auftriebsgeschwindigkeit haben die Wolkenkondensationskerne bzw. die Wolkentröpfchen weniger Zeit um den „überschüssigen“ Wasserdampf in der Atmosphäre aufzunehmen. Dadurch ist die maximal in einer Simulation erreichte Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf bei höherer Auftriebsgeschwindigkeit höher, wodurch mehr Wolkenkondensationskerne zu Wolkentröpfchen aktiviert werden. Für den Strahlungsantrieb ist aber die relative Änderung der Tröpfchenkonzentration zwischen der „verschmutzten“ Wolke und der „sauberen“ Vergleichswolke ausschlaggebend. Die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration ist für manche Wolken bei einer niedrigeren Auftriebsgeschwindigkeit höher als bei einer höheren Auftriebsgeschwindigkeit, bei anderen Wolken ist es umgekehrt. Bei manchen Wolken ist die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration auch für eine mittlere Auftriebsgeschwindigkeit maximal. Deshalb ergibt sich zumindest für die in dieser Arbeit verwendeten Auftriebsgeschwindigkeiten von 0,35 m/s, 0,50 m/s und 0,75 m/s kein eindeutiger Zusammenhang mit dem Betrag des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt.

Der Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum, der turbulente Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung und der Massen-Akkommodationskoeffizient haben nur einen geringen Einfluss auf den Strahlungsantrieb durch den indirekten Effekt. Diese Parameter bzw. Prozesse haben jedoch einen Einfluss auf andere Größen. So sinkt z.B. durch Berücksichtigung des Strahlungseinflusses auf Tröpfchenwachstum die maximale, in einer Simulation erreichte Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf, womit sich auch die Tröpfchenkonzentration der Wolken ändert. Dasselbe gilt für einen

kleinen Wert des Massen-Akkommodationskoeffizienten. Durch turbulenten Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung werden beispielsweise die Tröpfchengrößenverteilungen breiter und die Tröpfchenkonzentration der Wolken ändert sich. Für den Strahlungsantrieb ist aber wiederum die relative Änderung der Tröpfchenkonzentration zwischen der „verschmutzten“ Wolke und der „sauberen“ Vergleichswolke ausschlaggebend. Diese ändert sich durch den Strahlungseinfluss auf das Tröpfchenwachstum, den turbulenten Austausch von Luft zwischen der Wolke und ihrer Umgebung und den Massen-Akkommodationskoeffizient aber nur wenig, weshalb diese Parameter bzw. Prozesse für den Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt von untergeordneter Bedeutung sind.

Die Absorption von Strahlung durch schwarzen Kohlenstoff in den Wolken-Tröpfchen ist nur für die kurzwellige Sonnenstrahlung von Bedeutung. Die langwellige, thermische Ausstrahlung der Erdoberfläche wird von reinen Wassertröpfchen in etwa gleich stark absorbiert wie von Wassertröpfchen die schwarzen Kohlenstoff enthalten. Aber auch bei der kurzwelligen Strahlung kommt es nur bei hoher Konzentration an schwarzem Kohlenstoff in der Wolke bzw. bei dicken Wolken zu einer bedeutenden zusätzlichen Absorption durch den schwarzen Kohlenstoff. Der Betrag der zusätzlichen Absorption durch den schwarzen Kohlenstoff hängt davon ab wieviel kurzwellige Sonnenstrahlung einfällt und damit von der Tageszeit. Bei einer Wolke um die Mittagszeit ist deshalb der Unterschied zwischen reinen Wassertröpfchen und Tröpfchen die schwarzen Kohlenstoff enthalten größer als bei einer Wolke während der Dämmerung. Im Mittel über die gesamte Messkampagne ist die zusätzliche Absorption durch den schwarzen Kohlenstoff aber zumindest für dünne Wolken gering.

Die verschiedenen Berechnungsarten der Einzelstreuparameter der Wassertröpfchen die schwarzen Kohlenstoff enthalten liefern für die Berechnung des Strahlungsantriebs sehr ähnliche Ergebnisse. Die Volumsmischung der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff bewirkt dass der Strahlungsantrieb etwas stärker „positiver“ wird als bei der Maxwell-Garnett-Vermischungsregel bzw. bei umhüllten Kugeln.

Im Folgenden sind die Ergebnisse der Simulation des Strahlungsantriebs durch den indirekten Aerosoleffekt der einzelnen Wolken der Rax-Messkampagne, die für die Simulation des indirekten Effekts geeignet sind angeführt. Die angeführten Werte sind für eine geometrische Dicke der Wolken von 100 m, welches eine typische Dicke für Stratuswolken ist. Für die Auftriebsgeschwindigkeit des Wolkenpakets wurde 0,35 m/s gewählt und Strahlungseinflüsse auf das Wachstum der Wolken-Tröpfchen und turbulente Diffusion

wurden nicht berücksichtigt. Für den Antrieb mit EC in den Wolkenröpfchen wurde die Volumsmischung der Brechungsindizes verwendet. Der zeitlich gemittelte Strahlungsantrieb wurde für eine Kurzwellen-Albedo von 0,35, 0,6 und 0,9 berechnet. Die Langwellen-Albedo ist in allen Fällen 0,97.

Wolke #	6	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	-0,10	-0,12
0,6	-0,05	-0,8
0,9	0,003	-0,04
maximale Übersättigung	0,23%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	-	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	195,5/cm ³	

Tabelle 8.1.: Ergebnisse für Wolke # 6.

Wolke #	9	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	0,04	0,04
0,6	0,04	0,04
0,9	0,04	0,04
maximale Übersättigung	0,35%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	-	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	351,2/cm ³	

Tabelle 8.2.: Ergebnisse für Wolke # 9.

Wolke #	13	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	-2,61	-2,62
0,6	-1,58	-1,60
0,9	-0,63	-0,65
maximale Übersättigung	0,63%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	156,1/cm ³	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	76,4/cm ³	

Tabelle 8.3.: Ergebnisse für Wolke # 13.

Wolke #	15	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	0,02	0,02
0,6	0,02	0,02
0,9	0,02	0,02
maximale Übersättigung	0,35%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	117,0/cm ³	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	397,7/cm ³	

Tabelle 8.4.: Ergebnisse für Wolke # 15.

Wolke #	16	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	0,001	0,001
0,6	0,001	0,001
0,9	0,001	0,001
maximale Übersättigung	0,29%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	78,0/cm ³	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	372,0/cm ³	

Tabelle 8.5.: Ergebnisse für Wolke # 16.

Wolke #	17	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	-0,09	-0,11
0,6	-0,05	-0,07
0,9	0,002	-0,03
maximale Übersättigung	0,19%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	152,8/cm ³	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	94,5/cm ³	

Tabelle 8.6.: Ergebnisse für Wolke # 17.

Wolke #	29	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	-2,14	-2,17
0,6	-1,44	-1,49
0,9	-0,73	-1,80
maximale Übersättigung	0,54%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	8,3/cm ³	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	142,4/cm ³	

Tabelle 8.7.: Ergebnisse für Wolke # 29.

Wolke #	30	
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	Antrieb (W/m ²) mit EC	Antrieb (W/m ²) ohne EC
0,35	0,02	0,02
0,6	0,02	0,02
0,9	0,03	0,02
maximale Übersättigung	0,32%	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen gemessen	184,5/cm ³	
Anzahlkonzentration der Tröpfchen simuliert	399,8/cm ³	

Tabelle 8.8.: Ergebnisse für Wolke # 30.

Die Wolken # 9, 15, 16 und 30 waren ganz oder fast zur Gänze nachts. Da die dominierende Strahlungsquelle für diese Wolken die langwellige, thermische Ausstrahlung der Erdoberfläche ist, ist der Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt für diese Wolken positiv. Der Betrag des Strahlungsantriebs ist für diese Wolken klein, da die Intensität der thermischen Ausstrahlung der Erdoberfläche viel kleiner ist als die Intensität der Sonneneinstrahlung tagsüber.

Bei den Wolken # 6, 13, 17 und 29 dominiert die kurzwellige Sonneneinstrahlung den Strahlungsantrieb, da diese zu einem großen Teil oder zur Gänze tagsüber waren. Der

Strahlungsantrieb durch den indirekten Aerosoleffekt ist für diese Wolken negativ und zumindest für die Wolken # 13 und 29 betragsmäßig größer.

Die simulierte Anzahlkonzentration der Tröpfchen stimmt mit der gemessenen Anzahlkonzentration bei 0,5 % Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf auf einen Faktor 0,5-5 mit Ausnahme von Wolke # 29 überein. Die gemessene Anzahlkonzentration ist die Differenz der gemessenen Konzentration an Wolkenkondensationskernen bei 0,5 % Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf vor und während der Wolke. Der für Wolke # 29 so bestimmte Wert von 8,3 Tröpfchen/cm³ scheint unrealistisch niedrig. Alle Aerosolpartikel haben in der Simulation die chemischen Eigenschaften von Ammoniumsulfat. Dies könnte der Grund sein warum die simulierte Anzahlkonzentration der Tröpfchen im Mittel über alle Wolken größer ist als die gemessene Anzahlkonzentration der Tröpfchen, da Ammoniumsulfatpartikel leichter aktivierbar sind als atmosphärische Aerosolpartikel, die z.B. auch organische Substanzen enthalten [104], [105]. Für den indirekten Aerosoleffekt ist aber die relative Differenz der Tröpfchenkonzentration zwischen den „verschmutzten“ und den „sauberen“ Vergleichswolken wichtiger als die absoluten Tröpfchenkonzentration.

Die Ergebnisse der Simulation des indirekten Aerosoleffekts sind in Tab. 8.10 dargestellt. Zum Vergleich sind in Tab. 8.9 die Ergebnisse von [3] für den direkten Aerosoleffekt angeführt. Die Werte des direkten Effekts wurden für eine interne Mischung der Aerosolpezies berechnet. Für den indirekten Effekt wurde eine Volumsmischung von Wasser und EC, eine geometrische Dicke der Wolken von 100 m und 0,35 m/s Auftriebsgeschwindigkeit angenommen.

Da es während der Messkampagne oft schneite und der Boden mit frischem Schnee oder Eis bedeckt war, wurden die Effekte für hohe Werte der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche berechnet. Durch die hohe Kurzwellen-Albedo im sichtbaren Wellenlängenbereich und die hohen EC-Konzentrationen ist der Strahlungsantrieb des direkten Effekts stets positiv.

Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	direkter Effekt (W/m ²)
0,35	0,60
0,5	1,99
0,8	4,52

Tabelle 8.9.: Strahlungsantriebs des direkten Effekts für verschiedene Werte der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche. Der Strahlungsantrieb des direkten Effekts wurde von [3] berechnet.

Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche	indirekter Effekt (W/m ²)
0,35	-0,57 ± 0,09
0,6	-0,35 ± 0,07
0,9	-0,15 ± 0,03

Tabelle 8.10.: Strahlungsantriebs des indirekten Effekts für verschiedene Werte der Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche. Es sind Mittelwerte des Antriebs über die gesamte Messkampagne (alle Wolken) angeführt.

Beim indirekten Effekt führt die hohe Albedo der Erdoberfläche ebenfalls zu einem weniger negativen („positiveren“) Strahlungsantrieb. Der schwarze Kohlenstoff, repräsentiert durch „elemental carbon“ in den Wolkentröpfchen, hat aber keinen großen Einfluss. Im Mittel über alle simulierten Wolken der Messkampagne ergibt sich durch den schwarzen Kohlenstoff eine Änderung des Strahlungsantriebs von +0,02 W/m² (für 100 m geometrische Dicke der Wolken).

Die Albedo der Erdoberfläche hat auf zwei Arten Einfluss auf den Strahlungsantrieb des direkten und des indirekten Aerosoleffekts. Zum einen fällt die Differenz der Rückstreuung durch die Aerosolpartikel bzw. die zusätzlichen Wolkentröpfchen zwischen der vorindustriellen Zeit und dem Jahr 2000 bei hoher Albedo der Erdoberfläche weniger stark ins Gewicht. Zum anderen wird bei hoher Albedo mehr der einfallenden kurzwelligigen Strahlung am Boden reflektiert und kann dann an den Aerosolpartikeln bzw. Wolkentröpfchen absorbiert werden (sofern diese absorbierende Substanzen beinhalten). In beiden Fällen wird der Strahlungsantrieb weniger negativ bzw. „positiver“.

Der Strahlungsantrieb des indirekten Aerosoleffekts wie er in Tab. 8.10 angegeben ist, hängt von Größen ab die während der Messkampagne auf der Rax nicht gemessen wurden und deshalb freie Parameter des Simulationsmodells sind. Wenn diese Parameter variiert werden ändern sich die Werte des in Tab. 8.10 angegebenen Strahlungsantriebs. Wenn alle Parameter außer der geometrischen Dicke der Wolken variiert werden ergeben sich die in Tab. 8.10 angegebenen Variationsbreiten. Für eine Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche von 0,35 wurde auch die geometrische Dicke der Wolken variiert und der Strahlungsantrieb im zeitlich gemittelten Mittel über alle Wolken der Messkampagne berechnet. Der Strahlungsantrieb hat dann einen Wert zwischen $-0,13 \text{ W/m}^2$ (für 50 m geometrische Dicke aller Wolken) und $-2,14 \text{ W/m}^2$ (500 m geometrische Dicke) für reine Wassertröpfchen.

Der Strahlungsantrieb des indirekten Effekts wird global mit Hilfe von „global circulation models“ (GCM's) berechnet. In [14], [51] und im vierten IPCC Report [1] finden sich Überblicke über die Berechnung des indirekten Effekts für Sulfataerosole und manchmal auch weitere Aerosolspezies. [1] und [51] geben einen Bereich des Strahlungsantriebs von $-0,3$ bis $-1,8 \text{ W/m}^2$ an und [14] einen Bereich von $-0,5$ bis $-1,9 \text{ W/m}^2$. Dabei handelt es sich um globale, jährliche Mittelwerte. [53] gibt z.B. einen globalen jährlichen Mittelwert von $-1,2 \text{ W/m}^2$ an aber über den Kontinenten ist dieser mit $-0,9 \text{ W/m}^2$ etwas geringer. Über den Ozeanen gibt es sogar Spitzenwerte die -10 W/m^2 übertreffen (dieser Wert gilt für eine Kombination des 1. und 2. indirekten Effekts; zum 2. indirekten Effekt siehe Unterkapitel 2.4.2). Die in Tab. 8.10 dargestellten Werte des Strahlungsantriebs des (1.) indirekten Effekts der Wolken während der Messkampagne im Jahr 2000 auf der Rax liegen in etwa im Bereich für den globalen, jährlichen Strahlungsantrieb. Für eine hohe Albedo der Erdoberfläche z.B. bei einer schneebedeckten Fläche, ist der Strahlungsantrieb aber geringer als der in [1] angegebene Mittelwert von $-0,7 \text{ W/m}^2$. Für schneebedeckte Flächen fällt die Abkühlung durch den indirekten Effekt also geringer aus. Dieses Ergebnis lässt sich wohl auch auf andere Gebiete wie etwa Städte übertragen. Städte haben im allgemeinen eine niedrige Albedo (Asphalt, dunkle Dächer usw.). Wenn ein großer Teil der Flächen in einer Stadt mit Schnee bedeckt sind erhöht sich deshalb die Albedo stark und der indirekte Effekt wird dadurch abgeschwächt.

A. Parameter des Simulationsmodells

Alle Werte sind in SI-Einheiten angegeben wenn nichts anders vermerkt ist. WM steht für Wachstumsmodell. STM steht für Strahlungsmodell.

Parameter	Symbol	Wert im Simulationsmodell	Literaturquellen bzw. Kapitel
Zeitschritt	dt	0,1 s	[69], [92], 6.1.3
Größenbereich Tröpfchen (Durchmesser; μm) WM		0,01 - 16	
Größenbereich Kondensationskerne (Durchmesser; μm) WM		0,01 - 129	
Größenklassen für den Tröpfchendurchmesser WM, STM	ANZTR	150	6.1.2
Größenklassen für den Kondensationskerndurchmesser WM, STM	ANZKK	100	6.1.2
Zusammensetzung der Kondensationskerne der Wolken im Jahr 2000		Ammoniumsulfat und „elemental carbon“	4.4
Zusammensetzung der Kondensationskerne der vorindustriellen Wolken		Ammoniumsulfat	5.2
Starttemperatur	T	273,15 K	
Startluftdruck	p	$0,825 \cdot 10^5 \text{ Pa}$	
Startübersättigung	$s_{D,W}$	0,0 %	
Massen-Akkommodationskoeffizient	α_K	0,04	[15], [101], 7.7
thermaler Akkommodationskoeffizient	α_T	0,7	[15]
Dampf-Sprung Länge	Δ_D	$1,04 \cdot 10^{-7} \text{ m}$	[15], 3.1.2
Wärme-Sprung Länge	Δ_T	$2,16 \cdot 10^{-7} \text{ m}$	[15], 3.1.2
Diffusionskoeffizient Wasserdampf	D_D	$0,211 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,94} \left(\frac{p_0}{p}\right) \text{ m}^2/\text{s} + \text{Korrektur}$ für gaskinetische Effekte	[15], 3.1.2

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Parameter	Symbol	Wert im Simulationsmodell	Literaturquellen bzw. Kapitel
mittlerer Ventilationskoeffizient	\bar{f}_V	$1,00 + 0,108 \left(N_{Sc,d}^{1/3} N_{Re}^{1/2} \right)^2$ bzw. $0,78 + 0,308 N_{Sc,d}^{1/3} N_{Re}^{1/2}$	[15], 3.1.2
dynamische Viskosität von Luft	η_{Luft}	$1,71 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$	Wikipedia
Dissoziationsfaktor für Ammoniumsulfat	ν_{AS}	3	[15], 3.1.1
Dichte von Ammoniumsulfat	ρ_S	1770 kg/m ³	Wikipedia
Dichte von „elemental carbon“	ρ_{EC}	2000 kg/m ³	Wikipedia
Oberflächenspannung Wasser	$\sigma_{W/L}$	$(76,1 - 0,155 \cdot T) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ bzw. $(75,93 + 0,155 \cdot T + 0,06818 \cdot T^2 + 6,511 \cdot 10^{-3} \cdot T^3 + 2,933 \cdot 10^{-4} \cdot T^4 + 6,283 \cdot 10^{-6} \cdot T^5 + 5,285 \cdot 10^{-8} \cdot T^6) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ $(5,69 + 0,017 \cdot (T - 273,15)) \cdot 4,1868 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	[19], [15], 3.1.1
Wärmeleitfähigkeit Luft	k_{Luft}	$0,0257 + 5,41 \cdot 10^{-5} \cdot T$	[15], 3.1.2
molare Masse von Ammoniumsulfat	M_S	132,14 · 10 ⁻³ kg/mol	Wikipedia, 3.1.1
molare Masse von Wasser	M_W	18,0152 · 10 ⁻³ kg/mol	Wikipedia, 3.1.1
spezifische Verdampfungswärme Wasser	L_V	$2,49234 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$	[56], 3.1.2
Koagulationskern Brown'sche Diffusion	$K(d, d')$	$\frac{2k_b T}{3\eta_{Luft}} \frac{(d+d')^2}{d \cdot d'} \cdot \beta_D \text{ m}^3/\text{s}$	[9], [29], 3.2.1
Koagulationskern Sedimentation	$K(v, v')$	$\begin{cases} 9,44 \cdot 10^{15} (v^2 + v'^2) \text{ m}^3/\text{s}, & d \leq 50 \text{ } \mu\text{m} \\ 5,78 \cdot 10^3 (v + v') \text{ m}^3/\text{s}, & d > 50 \text{ } \mu\text{m} \end{cases}$	[15], 3.2.1

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Parameter	Symbol	Wert im Simulationsmodell	Literaturquellen bzw. Kapitel
mittlere freie Weglänge Luft	λ_{Luft}	66 nm	[9], 3.1.2
Sättigungsdampfdruck	e_s	$610,82 \cdot \exp\left[\frac{17,2694 \cdot (T-273,15)}{T-35,86}\right]$ Pa	[62], 5.2.2
spezifische Wärmekapazität Wasser	c_w	4186,00 Jkg ⁻¹ K ⁻¹	Wikipedia, [56], 5.2.2
spezifische Wärmekapazität Luft	c_p	1004,64 Jkg ⁻¹ K ⁻¹	Wikipedia, [56], 3.1.2, 5.2.2
spezifische Gaskonstante trockene Luft	R_L	287,04 Jkg ⁻¹ K ⁻¹	[56], 5.2.2
Anzahl der „streams“	NSTR	12	6.2.2
Anzahl der Stützstellen STM		25	6.2.1
Kurzwellen-Albedo der Erdoberfläche		0,35; 0,6; 0,9	[4], [99], 7.2
Langwellen-Albedo der Erdoberfläche		0,97	[100], 7.2
Auftriebsgeschwindigkeit (m/s)	u_z	0,35; 0,50; 0,75	7.3
geometrische Dicke der Wolken (m)		50; 100; 150; 200; 300; 400; 500; 1000	7.1
Streamer - Aerosolmodell		2. Hintergrundaerosol	5.4.2
Streamer - Aerosolprofil		1. troposphärisches, stratosphärisches Hintergrundaerosol	5.4.2
Streamer - Oberflächentyp		5. frischer Schnee	5.4.2

Tabelle A.1.: Parameter die für die Simulationen mit dem Wachstums- und dem Strahlungsmodell verwendet werden.

B. wellenlängenabhängige Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff

Die Werte für die Brechungsindizes stammen vom MIM Modell [47], das die Basis für das weitverbreitete OPAC Modell [48] ist.

Wellenlänge (μm)	Brechungsindex Wasser		Brechungsindex Ruß	
	Realteil	Imaginärteil	Realteil	Imaginärteil
0,300	1,349	$1,60 \cdot 10^{-8}$	1,740	0,470
0,350	1,343	$6,50 \cdot 10^{-9}$	1,750	0,465
0,400	1,339	$1,86 \cdot 10^{-9}$	1,750	0,460
0,450	1,337	$1,02 \cdot 10^{-9}$	1,750	0,455
0,500	1,335	$1,00 \cdot 10^{-9}$	1,750	0,450
0,550	1,333	$1,96 \cdot 10^{-9}$	1,750	0,440
0,600	1,332	$1,09 \cdot 10^{-8}$	1,750	0,435
0,650	1,331	$1,64 \cdot 10^{-8}$	1,750	0,435
0,700	1,331	$3,35 \cdot 10^{-8}$	1,750	0,430
0,750	1,330	$1,56 \cdot 10^{-7}$	1,750	0,430
0,800	1,329	$1,25 \cdot 10^{-7}$	1,750	0,430
0,900	1,328	$4,86 \cdot 10^{-7}$	1,750	0,435
1,000	1,327	$2,86 \cdot 10^{-6}$	1,760	0,440
1,250	1,323	$4,69 \cdot 10^{-5}$	1,770	0,450
1,500	1,321	$1,12 \cdot 10^{-4}$	1,790	0,460
1,750	1,313	$1,00 \cdot 10^{-4}$	1,800	0,480
2,000	1,306	$1,10 \cdot 10^{-3}$	1,810	0,490

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Wellenlänge (μm)	Brechungsindex Wasser		Brechungsindex Ruß	
	Realteil	Imaginärteil	Realteil	Imaginärteil
2,500	1,261	$1,74 \cdot 10^{-3}$	1,820	0,510
3,000	1,371	$2,72 \cdot 10^{-1}$	1,840	0,540
3,200	1,478	$9,24 \cdot 10^{-2}$	1,860	0,540
3,392	1,422	$2,04 \cdot 10^{-2}$	1,870	0,550
3,500	1,400	$9,40 \cdot 10^{-2}$	1,880	0,560
3,750	1,369	$3,50 \cdot 10^{-3}$	1,900	0,570
4,000	1,351	$4,60 \cdot 10^{-3}$	1,920	0,580
4,500	1,332	$1,34 \cdot 10^{-2}$	1,940	0,590
5,000	1,325	$1,24 \cdot 10^{-2}$	1,970	0,600
5,550	1,298	$1,16 \cdot 10^{-2}$	1,990	0,610
6,000	1,265	$1,07 \cdot 10^{-2}$	2,020	0,620
6,200	1,363	$8,80 \cdot 10^{-2}$	2,030	0,625
6,500	1,339	$3,92 \cdot 10^{-2}$	2,040	0,630
7,200	1,312	$3,21 \cdot 10^{-2}$	2,060	0,650
7,900	1,294	$3,39 \cdot 10^{-2}$	2,120	0,670
8,200	1,286	$3,51 \cdot 10^{-2}$	2,130	0,680
8,500	1,278	$3,67 \cdot 10^{-2}$	2,150	0,690
8,700	1,272	$3,79 \cdot 10^{-2}$	2,160	0,690
9,000	1,262	$3,99 \cdot 10^{-2}$	2,170	0,700
9,200	1,255	$4,15 \cdot 10^{-2}$	2,180	0,700
9,500	1,243	$4,44 \cdot 10^{-2}$	2,190	0,710
9,800	1,229	$4,79 \cdot 10^{-2}$	2,200	0,715
10,000	1,218	$5,08 \cdot 10^{-2}$	2,210	0,720
10,951	1,179	$6,74 \cdot 10^{-2}$	2,220	0,730
11,000	1,153	$9,68 \cdot 10^{-2}$	2,230	0,730
11,500	1,126	0,114	2,240	0,740
12,500	1,123	0,259	2,270	0,750
13,000	1,246	0,305	2,280	0,760
14,000	1,210	0,370	2,310	0,775
14,800	1,258	0,396	2,330	0,790
15,000	1,270	0,402	2,330	0,790

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Wellenlänge (μm)	Brechungsindex Wasser		Brechungsindex Ruß	
	Realteil	Imaginärteil	Realteil	Imaginärteil
16,400	1,346	0,427	2,360	0,810
17,200	1,386	0,429	2,380	0,820
18,000	1,423	0,426	2,400	0,825
18,500	1,443	0,421	2,410	0,830
20,000	1,480	0,393	2,450	0,850
21,300	1,491	0,379	2,460	0,860
22,500	1,506	0,370	2,480	0,870
25,000	1,531	0,356	2,510	0,890
27,900	1,549	0,339	2,540	0,910
30,000	1,551	0,328	2,570	0,930
35,000	1,532	0,336	2,630	0,970
40,000	1,519	0,385	2,690	1,000

Tabelle B.1.: Wellenlängenabhängige Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff (Ruß).

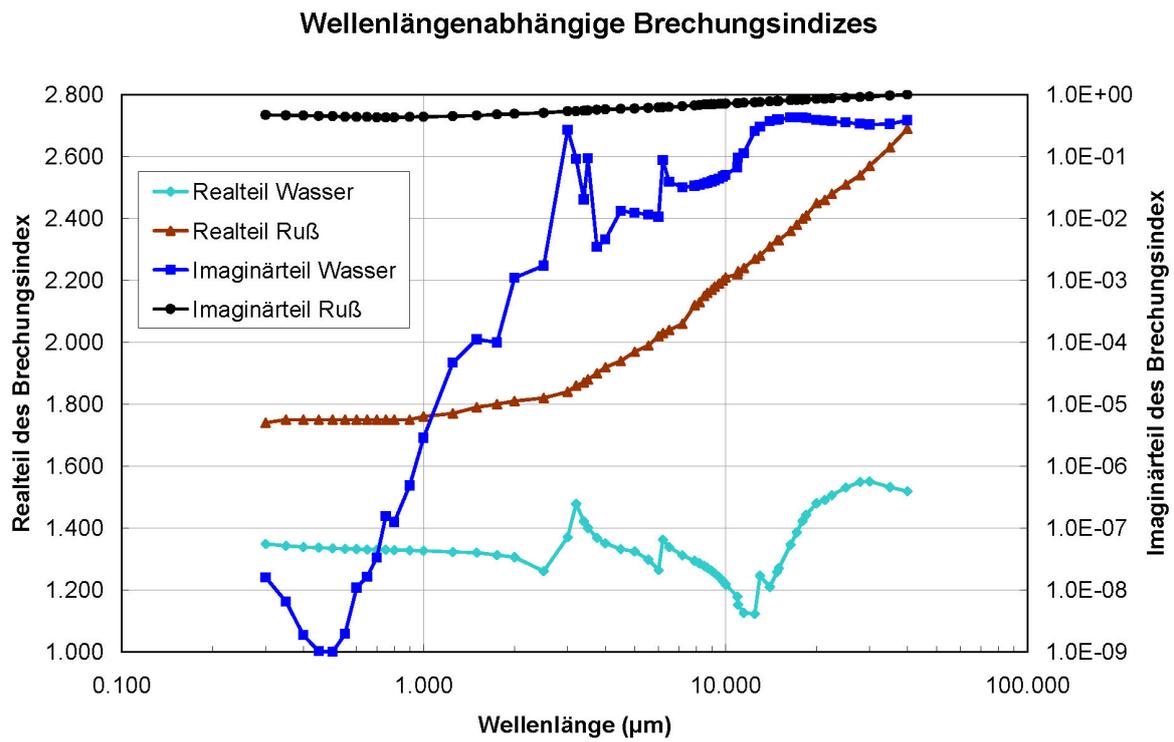


Abbildung B.1.: Realteil und Imaginärteil der Brechungsindizes von Wasser und schwarzem Kohlenstoff (Ruß) für Wellenlängen im Bereich von $0,3\ \mu\text{m}$ bis $40\ \mu\text{m}$.

C. Rechenregeln für die Methode der Erhaltung der Momente

Die Rechenregeln stammen von der Implementation der Methode der Erhaltung der Momente nach [61].

Der Anteil von C der Größenklasse J der durch Verdampfung in die Größenklasse $J - 1$ wandert ist:

$$f^* = -(F + \sigma - 0,5 \cdot R + 0,5)/R \quad (\sigma \leq 0). \quad (\text{C.1})$$

Für $f^* \leq 0$ bleibt die Verteilung in der Größenklasse J und nur $F_J = F + \sigma$ ändert sich. Für $0 < f^* < 1$ wird ein Teil der Tröpfchen in die $J - 1$ Größenklasse transportiert. In der Größenklasse J bleiben:

$$C_J = (1 - f^*) \cdot C, \quad (\text{C.2})$$

$$F_J = (1 - (1 - f^*) \cdot R)/2, \quad (\text{C.3})$$

$$R_J = (1 - f^*) \cdot R. \quad (\text{C.4})$$

Die Steigung in Größenklasse $J - 1$ ist flacher als in J , darum muss die Breite R mit einem Faktor γ korrigiert werden:

$$C_{tJ-1} = f^* \cdot C, \quad (\text{C.5})$$

$$F_{tJ-1} = -(f^* \cdot R \cdot \gamma - 1)/2, \quad (\text{C.6})$$

$$R_{tJ-1} = f^* \cdot R \cdot \gamma. \quad (\text{C.7})$$

Für $f^* > 1$ wird die ganze Verteilung in die $J - 1$ Größenklasse transportiert:

$$C_{tJ-1} = C, \quad (\text{C.8})$$

$$F_{tJ-1} = (F + \sigma + 0,5) \cdot \gamma + 0,5, \quad (\text{C.9})$$

$$R_{tJ-1} = R \cdot \gamma. \quad (\text{C.10})$$

Das Volumen $v(j)$ ist innerhalb der Größenklasse J gegeben durch:

$$v(j) = V(J) + j \cdot \Lambda(J), \quad (\text{C.11})$$

mit $j \in [-0,5; 0,5]$. Das mittlere Volumen $v_m(J)$ der Größenverteilung der Tröpfchen innerhalb der Größenklasse J ist:

$$v_m(J) = V(J) + F(J) \cdot \Lambda(J) = V(J) \cdot (1 + 2 \cdot F(J) \cdot \tanh(1/2J_0)). \quad (\text{C.12})$$

σ ergibt sich aus:

$$\sigma = \frac{v(\sigma) - V(j)}{\Lambda(J)} - F(J). \quad (\text{C.13})$$

Der Abstand des Zentrums der rechteckigen Verteilung vom Zentrum der Größenklasse $F(J)$ ist gegeben durch:

$$F(J) = \frac{v_m(J) - V(J)}{\Lambda(J)}. \quad (\text{C.14})$$

Wenn ein Tröpfchen aktiviert wird, wächst es rasch an. Dabei kann es vorkommen, dass das Tröpfchen durch Kondensation von Wasserdampf in einem Zeitschritt von einer Größenklasse J nicht nur in die nächste Größenklasse $J + 1$ wächst, sondern sogar in größere Größenklassen. Die Momente der rechtwinkligen Verteilung die in die größeren Größenklassen transportiert werden sind:

$$\begin{aligned} C_{tJ+2} &= C_{tJ+1}, \\ C_{tJ+3} &= C_{tJ+1}, \\ C_{tJ+4} &= C_{tJ+1}, \\ C_{tJ+5} &= C_{tJ+1}, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

$$\begin{aligned}
F_{tJ+2} &= (F_{tJ+1} - 0,5)/\gamma - 0,5, \\
F_{tJ+3} &= (F_{tJ+1} - 0,5)/\gamma^2 - 1/\gamma - 0,5, \\
F_{tJ+4} &= (F_{tJ+1} - 0,5)/\gamma^3 - 1/\gamma^1 - 1/\gamma - 0,5, \\
F_{tJ+5} &= (F_{tJ+1} - 0,5)/\gamma^4 - 1/\gamma^3 - 1/\gamma^2 - 1/\gamma - 0,5, \\
&\vdots
\end{aligned} \tag{C.16}$$

und

$$\begin{aligned}
R_{tJ+2} &= R_{tJ+1}/\gamma, \\
R_{tJ+3} &= R_{tJ+1}/\gamma^2, \\
R_{tJ+4} &= R_{tJ+1}/\gamma^3, \\
R_{tJ+5} &= R_{tJ+1}/\gamma^4, \\
&\vdots
\end{aligned} \tag{C.17}$$

D. Funktionen für die Tröpfchenkonzentrationsverteilung in einer Tröpfchendurchmesser- Größenklasse

Bei der verwendeten Methode der Erhaltung der Momente wird die Tröpfchenverteilung innerhalb einer Größenklasse für das Tröpfchenvolumen (bzw. den Tröpfchendurchmesser) durch eine rechteckige Verteilung beschrieben. Die drei Momente die für jede Größenklasse gespeichert werden sind:

$$C = \int_{-0.5}^{0.5} n(j) dj, \quad (D.1)$$

$$F = \int_{-0.5}^{0.5} j \cdot n(j) dj, \quad (D.2)$$

$$R^2 = \frac{12}{C} \cdot \int_{-0.5}^{0.5} (j - F)^2 \cdot n(j) dj, \quad (D.3)$$

C ist die gesamte Anzahlkonzentration in einer Größenklasse, F ist die Abweichung vom Zentrum und R ist die Breite der rechteckigen Verteilung (siehe Unterkapitel 5.2.1). Diese Information kann verwendet werden um die Anzahlverteilung der Tröpfchen innerhalb einer Größenklasse durch andere Verteilungsfunktionen zu beschreiben. Mit Hilfe dieser Funktionen ist es möglich Stützstellen innerhalb der Größenklassen zu definieren und für diese kann die Anzahlkonzentration C_x und der mittlere Durchmesser d_x berechnet werden. Es ist möglich beliebig viele Stützstellen zu setzen, d.h. $x = 1, 2, 3, \dots$.

Die Anzahlkonzentration n innerhalb einer Größenklasse kann durch eine polynomische Funktion 2. Grades dargestellt werden:

$$n(j) = n_0 + k_1 \cdot j + k_2 \cdot j^2. \quad (\text{D.4})$$

Wenn man dies in die Gln. D.1, D.2 und D.3 einsetzt erhält man:

$$n_0 = 0,25 \cdot C \cdot (9 - 60F^2 - 5R^2), \quad (\text{D.5})$$

$$k_1 = 12 \cdot C \cdot F, \quad (\text{D.6})$$

$$k_2 = 15 \cdot C \cdot (-1 + 12F^2 + R^2). \quad (\text{D.7})$$

Integration von Gl. D.4 über das Intervall $[a,b]$ ergibt:

$$C_x = 0,25 \cdot C \cdot \left(-9a + 20a^3 + 9b - 20b^3 + 24(-a^2 + b^2)F^2 - 60(-a + 4a^3 + b - 4b^3)F^2 + 5(a - 4a^3 - b + 4b^3)R^2 \right), \quad (\text{D.8})$$

$$d_x = \frac{d_J \cdot C}{C_x \cdot 4} \cdot \left((a-b)(-9 + 60F^2 + 5R^2)(1 + (a+b) \cdot \tanh(1/2J_0)) - 10(-1 + 12F^2 + R^2)(2a^3 + 3a^4 \cdot \tanh(1/2J_0) - b^3(2 + 3b \cdot \tanh(1/2J_0))) - 8F(3a^2 + 4a^3 \cdot \tanh(1/2J_0) - b^2(3 + 4b \cdot \tanh(1/2J_0))) \right), \quad (\text{D.9})$$

d_x ist der mittlere Durchmesser der Tröpfchen im Intervall $[a,b]$ und d_J ist der mittlere Durchmesser der Größenklasse J (d_J ist ungleich dem mittleren Durchmesser der Tröpfchen d in der Größenklasse; siehe Anhang C). Wenn die Anzahlkonzentration n innerhalb einer Größenklasse negativ werden sollte, wird die polynomische Funktion 2. Grades durch eine lineare Funktion ersetzt:

$$n(j) = n_0 + k_1 \cdot j. \quad (\text{D.10})$$

Einsetzen in die Gln. D.1, D.2 und D.3 liefert:

$$n_0 = C, \quad (\text{D.11})$$

$$k_1 = 12 \cdot C \cdot F. \quad (\text{D.12})$$

Integration von Gl. D.10 über das Intervall $[a,b]$ ergibt:

$$C_x = C \cdot (b - a)(1 + 6(a + b)F), \quad (\text{D.13})$$

$$d_x = \frac{d_J \cdot C}{C_x} \cdot \left(1 + 6(a + b)F + (a + b + 8(a^2 + ab + b^2)F) \cdot \tanh(1/2J_0) \right) (\text{D.14})$$

Für den Fall, dass die Anzahlkonzentration n auch mit der linearen Funktion D.10 negativ wird, kommt eine weitere lineare Funktion zum Einsatz:

$$n(j) = k_1 \cdot (j - j_0). \quad (\text{D.15})$$

Diese beginnt bzw. endet bei der Größe j_0 der Tröpfchen innerhalb der Größenklasse. Für den Fall, dass die lineare Funktion innerhalb der Größenklasse endet, d.h. für Tröpfchengrößen größer als j_0 ist $n = 0$, ergibt die Auswertung der Gln. D.1, D.2 und D.3:

$$j_0 = 1 + 3 \cdot F, \quad (\text{D.16})$$

$$k_1 = \frac{-8 \cdot C}{9 + 36F + 36F^2}. \quad (\text{D.17})$$

Integration von Gl. D.15 über das Intervall $[a,b]$ ergibt:

$$C_x = \frac{C \cdot 4(a - b)(-2 + a + b - 6F)}{9(1 + 2F)^2}, \quad (\text{D.18})$$

$$d_x = \frac{d_J \cdot C \cdot 4(a - b)}{C_x \cdot 27(1 + 2F)^2} \cdot \left(3(-2 + a + b - 6F) + 2(2a^2 + a(-3 + 2b - 9F) + b(-3 + 2b - 9F)) \cdot \tanh(1/2J_0) \right). \quad (\text{D.19})$$

Integration von Gl. D.15 über das Intervall $[a,j_0]$ ergibt:

$$C_x = \frac{C \cdot 4(-1 + a - 3F)^2}{9(1 + 2F)^2}, \quad (\text{D.20})$$

$$d_x = \frac{d_J}{3} \cdot (3 + (2 + 4a + 6F) \cdot \tanh(1/2J_0)). \quad (\text{D.21})$$

Für den Fall, dass die lineare Funktion innerhalb der Größenklasse beginnt, d.h. für Tröpfchengrößen kleiner als j_0 ist $n = 0$, ergibt die Auswertung der Gln. D.1, D.2 und D.3:

$$j_0 = -1 + 3 \cdot F, \quad (\text{D.22})$$

$$k_1 = \frac{8 \cdot C}{9 - 36F + 36F^2}. \quad (\text{D.23})$$

Integration von Gl. D.15 über das Intervall $[a, b]$ ergibt:

$$C_x = \frac{C \cdot 4(b - a)(2 + a + b - 6F)}{9(1 - 2F)^2}, \quad (\text{D.24})$$

$$d_x = \frac{d_J \cdot C \cdot 4(a - b)}{C_x \cdot 27(1 - 2F)^2} \cdot \left(3(2 + a + b - 6F) + 2(2a^2 + a(3 + 2b - 9F) + b(3 + 2b - 9F)) \cdot \tanh(1/2J_0) \right). \quad (\text{D.25})$$

Integration von Gl. D.15 über das Intervall $[j_0, b]$ ergibt:

$$C_x = \frac{C \cdot 4(1 + b - 3F)^2}{9(1 - 2F)^2}, \quad (\text{D.26})$$

$$d_x = \frac{d_J}{3} \cdot \left(3 + (-2 + 4a + 6F) \cdot \tanh(1/2J_0) \right). \quad (\text{D.27})$$

E. Liste verwendeter Symbole

α	Koeffizient der Köhlertheorie für den Oberflächenterm, Albedo einer Wolke
α_K	Kondensationskoeffizient oder Massen-Akkommodationskoeffizient
α_P	Größenparameter der Mietheorie
α_T	Wärmeaufnahmekoeffizient oder thermaler Akkommodationskoeffizient
α_E	Albedo des Systems Atmosphäre und Erdoberfläche
\bar{d}	effektiver Tröpfchendurchmesser
\bar{f}_V	mittlerer Ventilationskoeffizient
β	Koeffizient der Köhlertheorie für den Lösungsterm
β_D	Korrekturfaktor nach Dahneke
δt	Zeitschritt
δ	Volumsprozentanteil des schwarzen Kohlenstoffs an einem Tröpfchen
Δ_D	Dampf-Sprung Länge
Δ_T	Wärme-Sprung Länge
ϵ	relative dielektrische Konstante
ϵ_I	Imaginärteil der relativen dielektrischen Konstante
ϵ_R	Realteil der relativen dielektrischen Konstante
η	dimensionsloses Volumen der Partikel zur Darstellung der „self preserving distribution“

η_{Luft}	dynamische Viskosität von Luft
γ	Koeffizient der erweiterten Köhlertheorie für den Strahlungsterm, Verhältnis der Steigungen zweier benachbarter Größenklassen
λ	Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung, Halbwertszeit der Tröpfchen in einer Wolke
$\Lambda(J)$	Steigung innerhalb einer Größenklasse
λ_{Luft}	mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle
λ'_{Luft}	mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle nach Dahneke
\mathcal{R}	allgemeine Gaskonstante
μ	Permeabilität des Mediums, Kosinus des Zenitwinkels θ_Z
μ_0	Einfallswinkel der Sonnenstrahlung, Permeabilität des Vakuums
ν	Zahl der Ionen in die ein Salzmolekül dissoziiert
ω_0	Einzelstreuquerschnitt von Teilchen
Φ	dimensionslose Anzahl der Partikel zur Darstellung der „self preserving distribution“
ϕ, ϕ'	Azimutwinkel, Gesamtvolumen aller Partikel
ϕ_0	Einfallswinkel der Sonnenstrahlung
Φ_S	molarer osmotischer Koeffizient
π_k	winkelabhängige Funktion der Mie-Theorie
ψ_k	Riccati-Bessel Funktionen
ρ	Dichte von Luft
ρ_S''	Dichte der wässrigen Salzlösung
ρ_0	Dichte der Luft auf Meeressniveau
ρ_W	Dichte von Wasser
ρ_{EC}	Dichte von „elemental carbon“

σ	Stefan-Boltzmann Konstante, Wachstum durch Diffusion auf der j -Skala, Standardabweichung für den Vergleich von Datenbanken für Wolkentröpfchenverteilungen
σ_g	geometrische Standardabweichung einer log-Normalverteilung, Gestaltparameter
σ_p	Standardabweichung von Rauchpartikeln von ihrem mittleren Weg
σ_{abs}	Absorptionsquerschnitt eines Tröpfchens
σ_{ext}	Extinktionsquerschnitt eines Tröpfchens
σ_{st}	Streuquerschnitt eines Tröpfchens
$\sigma_{W/L}$	Oberflächenspannung zwischen flüssigem Wasser und feuchter Luft
τ	optische Dicke
τ_k	winkelabhängige Funktion der Mie-Theorie
θ_Z	Polar- oder Zenitwinkel
ε	Dielektrizitätskonstante des Mediums
ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
$\varepsilon_{H_2O}, \varepsilon_{EC}$	dielektrische Konstanten von Wasser und schwarzem Kohlenstoff
ε_{MG}	dielektrische Konstante eines Wassertröpfchens inklusive schwarzem Kohlenstoffkern nach der Maxwell-Garnett Vermischungsregel
ξ_k	Riccati-Bessel Funktionen
a_i	Gewichtungsfaktoren für die atmosphärische Gasabsorption
a_k	Streukoeffizient der Mie-Theorie
a_W	Aktivität von Wasser
am_i	Menge an absorbierendem Gas i
B, B'	Koeffizienten für das Kondensationswachstum
b_k	Streukoeffizient der Mie-Theorie
C	gesamte Anzahlkonzentration einer Größenklasse

c	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_p	spezifische Wärmekapazität von Luft
C_s	Schlupfkorrektur, Cunninghamfaktor
c_W	spezifische Wärmekapazität von Wasser
C_x	Anzahlkonzentration der Partikel im Subintervall $[a,b]$ einer Größenklasse
$C_{d,d'}$	mittlere Geschwindigkeit der Moleküle
d, d'	Tröpfchendurchmesser
d_Ω	Raumwinkel
D_D	Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft
$D_d, D_{d'}$	Diffusionskoeffizienten der Tröpfchen in Luft
D_D^*	Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft, korrigiert für gaskinetische Effekte
D_e	turbulenter Diffusionskoeffizient
d_J	mittlerer Durchmesser der Größenklasse J
D_P	Durchmesser eines Partikels
d_x	mittlerer Durchmesser der Partikel im Subintervall $[a,b]$ einer Größenklasse
d_{ae}	aerodynamischer Äquivalentdurchmesser
E	Wahrscheinlichkeit, dass zwei Tröpfchen miteinander kollidieren und sich dabei verbinden
e_0	Elementarladung
e_d	Wasserdampfdruck der Luft
E_k	Wahrscheinlichkeit, dass zwei Tröpfchen miteinander kollidieren
$e_r, e_{r,W}$	Sättigungsdampfdruck über einem Tropfen mit Radius r

e_s	Sättigungsdampfdruck
E_v	Wahrscheinlichkeit, dass zwei Tröpfchen sich miteinander verbinden
$e_{Satt,S}, e_{Satt,W}$	Sättigungsdampfdruck über einer idealen Salzlösung bzw. reinem Wasser
F	Abweichung des Zentrums der rechteckigen Verteilung vom Zentrum der Größenklasse
$F \downarrow_{lw,kw}$	diffuser Strahlungsfluss im langwelligen und kurzwelligen Bereich, nach unten gerichtet
$F \uparrow_{lw,kw}$	diffuser Strahlungsfluss im langwelligen und kurzwelligen Bereich, nach oben gerichtet
f^*	Anteil der gesamten Anzahlkonzentration einer Größenklasse J der in eine benachbarte Größenklasse transportiert wird
F_D	repräsentiert den Effekt der Wasserdampfdiffusion auf das Kondensationswachstum
F_k	repräsentiert den Effekt der Wärmeleitung auf das Kondensationswachstum
$f_{abstast}$	Abtastfrequenz
$F_{direkt,kw}$	direkter Strahlungsfluss von der Sonne
f_{max}	Maximalfrequenz
f_{min}	Minimalfrequenz
Fl_{ges}	Gesamtquerschnittsfläche einer Tröpfchengrößenverteilung einer Wolke
g	Schwerebeschleunigung der Erde, Asymmetrieparameter
H	Skalenhöhe der Atmosphäre
h	Planck'sches Wirkungsquantum
h_Z	Höhe über Meeresniveau
I	Intensität der gestreuten Strahlung
i	van't Hoff Faktor, imaginäre Einheit

I_0	Intensität der einfallenden Strahlung
I_1	Komponente der gestreuten Strahlung normal zur Streuebene
I_2	Komponente der gestreuten Strahlung parallel zur Streuebene
I_λ	Intensität in einem Wellenlängenbereich $d\lambda$
I_S, I_{S0}	Intensität der Sonnenstrahlung
j, J	stückweise lineare Tröpfchenvolumen-Koordinate
j_ν	Emissionskoeffizient
J_e	Quellfunktion
K	Koagulationskern
k	Kreiswellenzahl der elektromagnetischen Strahlung
k_B	Boltzmannkonstante
K_n	Koeffizient der Dahneke-Korrektur
k_{ext}	Extinktionskoeffizient
K_{kont}	Koagulationskern für den Kontinuumsbereich
k_{Luft}	Wärmeleitfähigkeit von Luft
k_{Luft}^*	Wärmeleitfähigkeit von Luft, korrigiert für gaskinetische Effekte
k_{streu}	Streukoeffizient
L_V	spezifische Verdampfungswärme von Wasser
m	Brechungsindex des Mediums
m_d	Brechungsindex eines Tröpfchens
m_I	Imaginärteil des Brechungsindex des Mediums
m_R	Realteil des Brechungsindex des Mediums
m_r	relative optische Luftmasse
M_S	molare Masse des Salzes

m_S	Masse des Salzes
M_W	molare Masse von Wasser
$M_{EC_{ges}}$	gesamte Masse an „elemental carbon“ einer Tröpfchengrößenverteilung
m_{EC}	Brechungsindex von schwarzem Kohlenstoff
M_{ges}	Gesamtmasse der Tröpfchen aller Größenklassen
m_{H_2O}	Brechungsindex von Wasser
M_{Luft}	molare Masse von Luft
N	Gesamtkonzentration der Tröpfchen aller Größen
n	Anzahlkonzentration der Tröpfchen
n_W, n_S	Anzahl der Mole von Wasser bzw. des Salzes
$n_{akt.,sauber}$	Anzahlkonzentration der aktivierten Wolkentropfen der „sauberen“ Wolke
$n_{akt.,verschmutzt}$	Anzahlkonzentration der aktivierten Wolkentropfen der „verschmutzten“ Wolke
n_{Lad}	Anzahl der Elementarladungen auf einem Partikel
N_{Re}	Reynolds Zahl
$N_{Sc,d}$	Schmidt Zahl
p	Luftdruck
$p(\mu, \phi; \mu', \phi')$	Phasenfunktion
$P(t)$	Wahrscheinlichkeit ein Tröpfchen nach der Zeit t in der Wolke anzufinden
P_k^l	zugeordnete Legendrepolynome
p_0	Luftdruck auf Meeresniveau
p_{HG}	Henyey-Greenstein Phasenfunktion
Q_H	Wärmetransfer durch Konvektion

Q_L	Transport latenter Wärme
Q_{abs}	Absorptionseffizienz eines Tröpfchens
Q_{ext}	Extinktionseffizienz eines Teilchens
R	Breite der rechteckigen Verteilung
r	Tröpfchenradius
r_0	Tröpfchenradius zum Zeitpunkt $t = 0$
R_a	thermische Gegenstrahlung der Atmosphäre
R_B	Strahlungsbilanz
R_D	spezifische Gaskonstante von feuchter Luft
R_d	diffuse Sonnenstrahlung
R_e	thermische Abstrahlung der Erde
r_I	Abstand vom Teilchen
r_k	Radius der Aerosolpartikel
R_L	spezifische Gaskonstante von trockener Luft
R_S	direkte Sonnenstrahlung
r_{k0}	trockener Radius der Aerosolpartikel
S	Strahlungsterm der erweiterten Köhlertheorie
S_0	Solarkonstante
S_1	Reihe für die Lösung der Maxwellgleichungen für Streuung von elektromagnetischer Strahlung an sphärischen Partikeln (Mie-Theorie)
S_2	Reihe für die Lösung der Maxwellgleichungen für Streuung von elektromagnetischer Strahlung an sphärischen Partikeln (Mie-Theorie)
$S_{D,W}$	Sättigungsverhältnis der Luft mit Wasserdampf
$s_{D,W}$	Übersättigung der Luft
T	Temperatur der Luft

t	Zeit
T_0	Temperatur der Luft auf Meeresniveau
T_∞	Umgebungstemperatur
T_r	Temperatur eines Tröpfchens mit Radius r
T_S	Temperatur der Sonnenoberfläche
T_0'	273,15 K
$T_{\Delta\nu}$	Transmissionsfunktion für einen Frequenzbereich $\Delta\nu$
u	horizontale Windgeschwindigkeit
u_z	Vertikalgeschwindigkeit des Luftpakets
v, v', V, v_g	Volumen der Tröpfchen
v_k, v'_k, V_k	Volumen der Kondensationskerne
$v_m(J)$	mittleres Volumen der Tröpfchen in der Größenklasse J
v_w	Volumenanteil von Wasser an einem Tröpfchen
v_{EC}	Volumenanteil von schwarzem Kohlenstoff an einem Tröpfchen
$V_{K_{ges}}$	gesamtes Volumen der ursprünglichen Kondensationskerne einer Tröpfchengrößenverteilung
$V_{S,d}, V_{S,d'}$	Sedimentationsgeschwindigkeit der Tröpfchen
w	Wasser-Dampf-Mischungsverhältnis
x_W	Molenbruch von Wasser
Z	elektrische Mobilität eines Partikels
z	geometrische Dicke eines Mediums/einer Schicht
$d\lambda$	infinitesimal kleiner Wellenlängenbereich
erf	Fehlerfunktion
FWG	Flüssigwassergehalt einer Wolke

Literaturverzeichnis

- [1] IPCC ; SOLOMON, S. (Hrsg.) ; QIN, D. (Hrsg.) ; MANNING, M. (Hrsg.) ; CHEN, Z. (Hrsg.) ; MARQUIS, M. (Hrsg.) ; AVERYT, K. B. (Hrsg.) ; TIGNOR, M. (Hrsg.) ; MILLER, H.L. (Hrsg.): *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, 2007. – 996 S.
- [2] CHÝLEK, P. ; LESINS, G. B. ; VIDEEN, G. ; WONG, J. G. D. ; PINNICK, R. G. ; NGO, D. ; KLETT, J. D.: Black Carbon and Absorption of Solar Radiation by Clouds. In: *J. Geophys. Res.* 101(D18) (1996), S. 23365–23371. <http://dx.doi.org/10.1029/96JD01901>. – DOI 10.1029/96JD01901
- [3] IORGA, G. ; HITZENBERGERA, R. ; KASPER-GIEBL, A. ; PUXBAUM, H.: Direct Radiative Effect Modeled for Regional Aerosols in Central Europe Including the Effect of Relative Humidity. In: *J. Geophys. Res.* 112 (2007), S. D01204. <http://dx.doi.org/10.1029/2005JD006828>. – DOI 10.1029/2005JD006828
- [4] ROEDEL, W.: *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*. 2. Springer, 1994. – 467 S. – ISBN 3–540–57885–4
- [5] IQBAL, M.: *An Introduction to Solar Radiation*. Acad. Press, 1983. – 390 S. – ISBN 0–12–373750–8
- [6] LILJEQUIST, G. H. ; CEHAK, K.: *Allgemeine Meteorologie*. 3. Braunschweig : Vieweg, 1990. – 396 S. – ISBN 3–528–23555–1
- [7] U.S. GOVERNMENT PRINTING OFFICE (Hrsg.): *U.S. Standard Atmosphere*. Washington, D. C.: U.S. Government Printing Office, 1976
- [8] KROMP-KOLB, H.: *Skriptum zur Vorlesung Meteorologie*. 2007
- [9] HINDS, W. C.: *Aerosol Technology: Properties, Behavior and Measurement of Airborne Particles*. 2. Wiley, 1999. – 483 S. – ISBN 0–471–19410–7

- [10] HOUZE, R. A.: *Cloud Dynamics*. Academic Press, 1994. – 573 S. – ISBN 0–12–356881–1
- [11] TWOMEY, S.: The Influence of Pollution on the Shortwave Albedo of Clouds. In: *J. Atmos. Sci.* 34 (1977), S. 1149–1152. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1977\)034<1149:TIOPOT>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1977)034<1149:TIOPOT>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1977)034<1149:TIOPOT>2.0.CO;2
- [12] BOHREN, C. F.: Multiple Scattering of Light and Some of its Observable Consequences. In: *Am. J. Phys.* 55(6) (1987), S. 524–533. <http://dx.doi.org/10.1119/1.15109>. – DOI 10.1119/1.15109
- [13] ALBRECHT, B.: Aerosols, Cloud Microphysics and Fractional Cloudiness. In: *Science* 245 (1989), S. 1227–1230. <http://dx.doi.org/10.1126/science.245.4923.1227>. – DOI 10.1126/science.245.4923.1227
- [14] LOHMANN, U. ; FEICHTER, J.: Global Indirect Aerosol Effects: A Review. In: *Atmos. Chem. Phys.* 5 (2005), 715–737. <http://www.atmos-chem-phys.net/5/715/2005/>
- [15] PRUPPACHER, H. R. ; KLETT, J. D.: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. 2. Kluwer Academic Publishers, 1997. – 954 S. – ISBN 0–7923–4211–9
- [16] LOW, R. D. H.: A Generalized Equation for the Solution Effect in Droplet Growth. In: *J. Atmos. Sci.* 26 (1969), S. 608–611. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1969\)026<0608:AGEFTS>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1969)026<0608:AGEFTS>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1969)026<0608:AGEFTS>2.0.CO;2
- [17] DORSCH, R. G. ; HACKER, P. T.: Experimental Values of the Surface Tension of Supercooled Water / Glenn Research Center, NASA. 1951 (2510). – Techn. Note
- [18] GITTENS, G. J.: Variation of Surface Tension of Water with Temperature. In: *J. Coll. Interface Sci.* 30 (1969), S. 406–412. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797\(69\)90409-3](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797(69)90409-3). – DOI 10.1016/0021-9797(69)90409-3
- [19] PRUPPACHER, H. R. ; KLETT, J. D.: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 1978. – 714 S. – ISBN 90–277–0515–1
- [20] HALL, W. D. ; PRUPPACHER, H. R.: The Survival of Ice Particles Falling from Cirrus Clouds in Subsaturated Air. In: *J. Atmos. Sci.* 33 (1976), S. 1995–2006. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1976\)033<1995:TSOIPF>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<1995:TSOIPF>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1976)033<1995:TSOIPF>2.0.CO;2

- [21] BEARD, K. V. ; PRUPPACHER, H. R.: A Wind Tunnel Investigation of the Rate of Evaporation of Small Water Drops Falling at Terminal Velocity in Air. In: *J. Atmos. Sci.* 28 (1971), S. 1455–1464. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1971)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2
- [22] PRUPPACHER, H. R. ; RASMUSSEN, R.: A Wind Tunnel Investigation of the Rate of Evaporation of Large Water Drops Falling at Terminal Velocity in Air. In: *J. Atmos. Sci.* 36 (1979), S. 1255–1260. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)036<1255:AWTIOT>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<1255:AWTIOT>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1979)036<1255:AWTIOT>2.0.CO;2
- [23] ROACH, W. T.: On the Effect of Radiative Exchange on the Growth by Condensation of a Cloud or Fog Droplet. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 102 (1975), S. 361–372. <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49710243207>. – DOI 10.1002/qj.49710243207
- [24] BROWN, R.: A Numerical Study of Radiation Fog with an Explicit Formulation of the Microphysics. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 106 (1980), S. 781–802. <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49710645010>. – DOI 10.1002/qj.49710645010
- [25] WELCH, R. ; RAVICHANDRAN, M. ; COX, S.: Prediction of Quasi-Periodic Oscillations in Radiation Fogs. Part I: Comparison of Simple Similarity Approaches. In: *J. Atmos. Sci.* 43 (1986), S. 633–651. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1986\)043<0633:POQPOI>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1986)043<0633:POQPOI>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1986)043<0633:POQPOI>2.0.CO;2
- [26] BOTT, A. ; SIEVERS, U. ; ZDUNKOWSKI, W.: A Radiation Fog Model with a Detailed Treatment of the Interaction between Radiative Transfer and Fog Microphysics. In: *J. Atmos. Sci.* 47 (1990), S. 2153–2166. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1990\)047<2153:ARFMWA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1990)047<2153:ARFMWA>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1990)047<2153:ARFMWA>2.0.CO;2
- [27] HARRINGTON, J. Y. ; FEINGOLD, G. ; COTTON, W.R.: Radiative Impacts on the Growth of a Population of Drops within Simulated Summertime Arctic Stratus. In: *J. Atmos. Sci.* 57 (2000), S. 766–785. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(2000\)057<0766:RIOTGO>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(2000)057<0766:RIOTGO>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(2000)057<0766:RIOTGO>2.0.CO;2
- [28] CONANT, W. C. ; NENES, A. ; SEINFELD, J. H.: Black Carbon Radiative Heating Effects on Cloud Microphysics and Implications for the Aerosol Indirect Effect 1.

- Extended Köhler Theory. In: *J. Geophys. Res.* 107(D21) (2002), S. 4604. <http://dx.doi.org/10.1029/2002JD002094>. – DOI 10.1029/2002JD002094
- [29] DAHNEKE, B.: Simple Kinetic Theory of Brownian Diffusion in Vapors and Aerosols. In: MEYER, R. E. (Hrsg.): *Theory of Dispersed Multiphase Flow*. New York : Academic Press, 1983. – ISBN 0–12–493120–0, S. 97–133
- [30] LONG, A. B.: Solutions to the Droplet Collection Equation for Polynomial Kernels. In: *J. Atmos. Sci.* 31 (1974), S. 1040–1052. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031<1040:STTDCE>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<1040:STTDCE>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1974)031<1040:STTDCE>2.0.CO;2
- [31] BOHREN, C. F. ; HUFFMAN, D. R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley-VCH, 2004. – 530 S. – ISBN 0–471–29340–7
- [32] CHÝLEK, P. ; SRIVASTAVA, V. ; PINNICK, R. G. ; WANG, R. T.: Scattering of Electromagnetic Waves by Composite Spherical Particles: Experiment and Effective Medium Approximations. In: *Appl. Opt.* 27 (1988), S. 2396–2404. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.27.002396>. – DOI 10.1364/AO.27.002396
- [33] LESINS, G. ; CHYLEK, P. ; LOHMANN, U.: A Study of Internal and External Mixing Scenarios and its Effect on Aerosol Optical Properties and Direct Radiative Forcing. In: *J. Geophys. Res.* 107(D10) (2002), S. 4094. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD000973>. – DOI 10.1029/2001JD000973
- [34] CHANDRASEKHAR, S.: *Radiative Transfer*. Clarendon Press, 1950. – 393 S.
- [35] MISHCHENKO, M. I. ; TRAVIS, L. D. ; LACIS, A. A.: *Multiple Scattering of Light by Particles: Radiative Transfer and Coherent Backscattering*. Cambridge University Press, 2006. – 478 S. – ISBN 978–0–521–83490–2
- [36] HANSEN, J. ; SATO, M. ; NAZARENKO, L. ; RUEDY, R. ; LACIS, A. ; KOCH, D. ; TEGEN, I. ; HALL, T. ; SHINDELL, D. ; SANTER, B. ; STONE, P. ; NOVAKOV, T. ; THOMASON, L. ; WANG, R. ; WANG, Y. ; JACOB, D. ; HOLLANDSWORTH, S. ; BISHOP, L. ; LOGAN, J. ; THOMPSON, A. ; STOLARSKI, R. ; LEAN, J. ; WILLSON, R. ; LEVITUS, S. ; ANTONOV, J. ; RAYNER, N. ; PARKER, D. ; CHRISTY, J.: Climate Forcings in Goddard Institute for Space Studies SI2000 Simulations. In: *J. Geophys. Res.* 107(D18) (2002), S. 4347. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD001143>. – DOI 10.1029/2001JD001143
- [37] HITZENBERGER, R. ; BERNER, A. ; GIEBL, H. ; DROBESCH, K. ; KASPER-GIEBL, A. ; LOEFLUND, M. ; URBAN, H. ; PUXBAUM, H.: Black Carbon (BC) in Alpine

- Aerosols and Cloud Water - Concentrations and Scavenging Efficiencies. In: *Atmospheric Environment* 35 (2001), S. 5135–5141. [http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310\(01\)00312-0](http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(01)00312-0). – DOI 10.1016/S1352-2310(01)00312-0
- [38] HITZENBERGER, R. ; BERNER, A. ; KASPER-GIEBL, A. ; LOEFLUND, M. ; PUXBAUM, H.: Surface Tension of Mt. Rax Cloud Water and its Relation to the Concentration of Inorganic and Organic Material. In: *J. Geophys. Res.* D24 (2002), S. 4752. <http://dx.doi.org/10.1029/2002JD002506>. – DOI 10.1029/2002JD002506
- [39] LÖFLUND, M. ; KASPER-GIEBL, A. ; SCHUSTER, B. ; GIEBL, H. ; HITZENBERGER, R. ; PUXBAUM, H.: Formic, Acetic, Oxalic, Malonic and Succinic Acid Concentrations and their Contribution to Organic Carbon in Cloud Water. In: *Atmos. Environ.* 36 (2002), S. 1553–1558. [http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310\(01\)00573-8](http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(01)00573-8). – DOI 10.1016/S1352-2310(01)00573-8
- [40] BAUER, H. ; KASPER-GIEBL, A. ; LÖFLUND, M. ; GIEBL, H. ; HITZENBERGER, R. ; ZIBUSCHKA, F. ; PUXBAUM, H.: The Contribution of Bacteria and Fungal Spores to the Organic Carbon Content of Cloud Water, Precipitation and Aerosols. In: *Atmos. Research* 64 (2002), S. 109–119. [http://dx.doi.org/10.1016/S0169-8095\(02\)00084-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0169-8095(02)00084-4). – DOI 10.1016/S0169-8095(02)00084-4
- [41] GERBER, H.: Liquid Water Content of Fogs and Hazes from Visible Light Scattering. In: *J. Climate Appl. Meteor.* 23 (1984), S. 1247–1252. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450\(1984\)023<1247:LWCOFA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450(1984)023<1247:LWCOFA>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0450(1984)023<1247:LWCOFA>2.0.CO;2
- [42] KRUISZ, C. ; BERNER, A. ; BRANTNER, B.: A Cloud Water Sampler for High Wind Speeds. In: *Proceedings of the EUROTRAC Symposium* (1993)
- [43] PUXBAUM, H. ; RENDL, J.: An Automated System for the Detection of Carbon and Sulfur in Airborne Particles. In: *Mikrochim. Acta* 79(3-4) (1983), S. 263–272. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01303913>. – DOI 10.1007/BF01303913
- [44] CACHIER, H. ; BREMOND, M. P. ; BUAT-MÉNARD, P.: Determination of Atmospheric Soot Carbon with a Simple Thermal Method. In: *Tellus* B41 (1989), S. 379–390
- [45] GIEBL, H. ; BERNER, A. ; REISCHL, G. ; PUXBAUM, H. ; KASPER-GIEBL, A. ; HITZENBERGER, R.: CCN Activation of Oxalic and Malonic Acid Test Aerosols with the University of Vienna Cloud Condensation Nuclei Counter. In: *J. Aerosol. Sci.* 33 (2002), S. 1623–1634. [http://dx.doi.org/10.1016/S0021-8502\(02\)00115-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0021-8502(02)00115-5). – DOI 10.1016/S0021-8502(02)00115-5

- [46] LÜRZER, C.: *Über die Bestimmung von multimodalen Größenverteilungen atmosphärischer Aerosol mittels Unterdruck-Kaskadenimpaktoren*, University of Vienna, Diss., 1980
- [47] D'ALMEIDA, G. A. ; KOEPKE, P. ; HESS, M.: The Meteorological Institute Munich (MIM) Optical Aerosol Climatology / Bundesminist. für Forsch. und Technol. 1989 (KF-1011). – BMFT Forschungsber.. – 271 S.
- [48] HESS, M. ; KOEPKE, P. ; SCHULT, I.: Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC. In: *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 79 (1998), S. 831–844. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0831:OPOAAC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0831:OPOAAC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0477(1998)079<0831:OPOAAC>2.0.CO;2
- [49] HAYWOOD, J. M. ; SHINE, K. P.: The Effect of Anthropogenic Sulfate and Soot Aerosol on the Clear Sky Planetary Radiation Budget. In: *Geophys. Res. Lett.* 22(5) (1995), S. 603–606. <http://dx.doi.org/10.1029/95GL00075>. – DOI 10.1029/95GL00075
- [50] HITZENBERGER, R. ; BERNER, A. ; DUSEK, U. ; ALABASHI, R.: Humidity-Dependent Growth of Size-Segregated Aerosol Samples. In: *Aerosol Sci. Technol.* 27 (1997), S. 116–130. <http://dx.doi.org/10.1080/02786829708965461>. – DOI 10.1080/02786829708965461
- [51] HAYWOOD, J. ; BOUCHER, O.: Estimates of the Direct and Indirect Radiative Forcing Due to Tropospheric Aerosols: A Review. In: *Rev. Geophys.* 38(4) (2000), S. 513–543. <http://dx.doi.org/10.1029/1999RG000078>. – DOI 10.1029/1999RG000078
- [52] GHAN, S. J. ; EASTER, R. C. ; CHAPMAN, E. G. ; ABDUL-RAZZAK, H. ; ZHANG, Y. ; LEUNG, L. R. ; LAULAINEN, N. S. ; SAYLOR, R. D. ; ZAVERI, R. A.: A Physically Based Estimate of Radiative Forcing by Anthropogenic Sulfate Aerosol. In: *J. Geophys. Res.* 106(D6) (2001), S. 5279–5293. <http://dx.doi.org/10.1029/2000JD900503>. – DOI 10.1029/2000JD900503
- [53] ROTSTAYN, L. D.: Indirect Forcing by Anthropogenic Aerosols: A Global Climate Model Calculation of the Effective-Radius and Cloud-Lifetime Effects. In: *J. Geophys. Res.* 104(D8) (1999), S. 9369–9380. <http://dx.doi.org/10.1029/1998JD900009>. – DOI 10.1029/1998JD900009
- [54] JONES, A. ; ROBERTS, D. L. ; WOODAGE, M. J. ; JOHNSON, C. E.: Indirect Sulphate Aerosol Forcing in a Climate Model with an Interactive Sulphur Cycle. In: *J. Geophys. Res.* 106(D17) (2001), S. 20293–20310. <http://dx.doi.org/10.1029/2000JD000089>. – DOI 10.1029/2000JD000089

- [55] LOHMANN, U. ; FEICHTER, J. ; PENNER, J. ; LEAITCH, R.: Indirect Effect of Sulfate and Carbonaceous Aerosols: A Mechanistic Treatment. In: *J. Geophys. Res.* 105(D10) (2000), S. 12193–12206. <http://dx.doi.org/10.1029/1999JD901199>. – DOI 10.1029/1999JD901199
- [56] KORNFELD, P.: Numerical Solution for Condensation of Atmospheric Vapor on Soluble and Insoluble Nuclei. In: *J. Atmos. Sci.* 27 (1970), S. 256–264. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1970\)027<0256:NSFCOA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1970)027<0256:NSFCOA>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1970)027<0256:NSFCOA>2.0.CO;2
- [57] LIU, Q. ; KOGAN, Y.L. ; LILLY, D.K. ; KHAIROUTDINOV, M.P.: Variational Optimization Method for Calculation of Cloud Drop Growth in an Eulerian Drop-Size Framework. In: *J. Atmos. Sci.* 54 (1997), S. 2493–2504. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1997\)054<2493:VOMFCO>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1997)054<2493:VOMFCO>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1997)054<2493:VOMFCO>2.0.CO;2
- [58] LAVANCHY, V. ; GÄGgeler, H. ; SCHOTTERER, U. ; SCHWIKOWSKI, M. ; BAL-TENSPERGER, U.: Historical Record of Carbonaceous Particle Concentrations from a European High-Alpine Glacier (Colle Gnifetti, Switzerland),. In: *J. Geophys. Res.* 104(D17) (1999), S. 21227–21236. <http://dx.doi.org/10.1029/1999JD900408>. – DOI 10.1029/1999JD900408
- [59] LEGRAND, M. ; PREUNKERT, S. ; SCHOCK, M. ; CERQUEIRA, M. ; KASPER-GIEBL, A. ; AFONSO, J. ; PIO, C. ; GELENCsÉR, A. ; DOMBROWSKI-ETCHEVERS, I.: Major 20th Century Changes of Carbonaceous Aerosol Components (EC, WinOC, DOC, HULIS, Carboxylic Acids, and Cellulose) Derived from Alpine Ice Cores. In: *J. Geophys. Res.* 112 (2007), S. D23S11. <http://dx.doi.org/10.1029/2006JD008080>. – DOI 10.1029/2006JD008080
- [60] HUSAIN, L. ; KHAN, A. J. ; SHAREEF, A. ; AHMED, T.: Forest Fire Derived Elemental Carbon in North America, 1745 to 1850 A.D. In: *Book of abstracts 18th International Conference on Nucleation and Atmospheric Aerosols, 2009*, S. 146
- [61] OCHS, H. T. ; YAO, C.: Moment-Conserving Techniques for Warm Cloud Microphysical Computations. Part I: Numerical Techniques. In: *J. Atmos. Sci.* 35 (1978), S. 1947–1958. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035<1947:MCTFWC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<1947:MCTFWC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1978)035<1947:MCTFWC>2.0.CO;2
- [62] MURRAY, F. W.: On the Computation of Saturation Vapor Pressure. In: *J. Appl. Meteor.* 6 (1967), S. 203–204. <http://dx.doi.org/>

- 10.1175/1520-0450(1967)006<0203:OTCOSV>2.0.CO;2. – DOI 10.1175/1520-0450(1967)006<0203:OTCOSV>2.0.CO;2
- [63] CHEN, J. P.: Predictions of Saturation Ratio for Cloud Microphysical Models. In: *J. Atmos. Sci.* 51 (1994), S. 1332–1338. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051<1332:POSRFC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051<1332:POSRFC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1994)051<1332:POSRFC>2.0.CO;2
- [64] BROWN, R. G.: *Smoothing, Forecasting and Prediction of Discrete Time Series*. 8. Prentice-Hall Internat., 1963. – 468 S.
- [65] MASON, B. J.: Production of Rain and Drizzle by Coalescence in Stratiform Clouds. In: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 78 (1952), S. 377–386. <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49707833708>. – DOI 10.1002/qj.49707833708
- [66] MASON, B. J.: The Evolution of Droplet Spectra in Stratus Cloud. In: *J. Atmos. Sci.* 17 (1960), S. 459–462. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1960\)017<0459:TEODSI>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1960)017<0459:TEODSI>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1960)017<0459:TEODSI>2.0.CO;2
- [67] SUTTON, O. G.: A Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere. In: *Proc. R. Soc. Lond. A* 135 (1932), S. 143–165. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1932.0025>. – DOI 10.1098/rspa.1932.0025
- [68] IVANOVA, E. T. ; KOGAN, Y. L. ; MAZIN, I. P. ; PERMYAKOV, M. S.: Method of Parameterizing the Condensation Process of Droplet Growth in Numerical Models. In: *Izv. Akad. Sci. USSR, Atmos. Ocean. Phys.* 13 (1977), S. 821–826
- [69] KOGAN, Y. L.: The Simulation of a Convective Cloud in a 3-D Model With Explicit Microphysics. Part I: Model Description and Sensitivity Experiments. In: *J. Atmos. Sci.* 48 (1991), S. 1160–1189. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1991\)048<1160:TSOACC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<1160:TSOACC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1991)048<1160:TSOACC>2.0.CO;2
- [70] CHEN, J. P. ; LAMB, D.: Simulation of Cloud Microphysical and Chemical Processes Using a Multicomponent Framework. Part I: Description of the Microphysical Model. In: *J. Atmos. Sci.* 51 (1994), S. 2613–2630. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051<2613:SOCMAC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051<2613:SOCMAC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1994)051<2613:SOCMAC>2.0.CO;2
- [71] BAK, T. A. ; LICHTENBERG, J.: *Mathematics for Scientists*. W. A. Benjamin Inc., 1966. – 487 S.

- [72] EGAN, B. A. ; MAHONEY, J. R.: Numerical Modeling of Advection and Diffusion of Urban Area Source Pollutants. In: *J. Appl. Meteor.* 11 (1972), S. 312–322. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450\(1972\)011<0312:NMOAAD>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450(1972)011<0312:NMOAAD>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0450(1972)011<0312:NMOAAD>2.0.CO;2
- [73] TZIVION, S. ; FEINGOLD, G. ; LEVIN, Z.: An Efficient Numerical Solution to the Stochastic Collection Equation. In: *J. Atmos. Sci.* 44 (1987), S. 3139–3149. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1987\)044<3139:AENSTT>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1987)044<3139:AENSTT>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1987)044<3139:AENSTT>2.0.CO;2
- [74] CHOU, M. D. ; SUAREZ, M.J. ; HO, C.H. ; YAN, M.M.H. ; LEE, K.T.: Parameterizations for Cloud Overlapping and Shortwave Single-Scattering Properties for Use in General Circulation and Cloud Ensemble Models. In: *J. Climate* 11 (1998), S. 202–214. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1998\)011<0202:PFCOAS>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1998)011<0202:PFCOAS>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0442(1998)011<0202:PFCOAS>2.0.CO;2
- [75] KEY, J. ; SCHWEIGER, A. J.: Tools for Atmospheric Radiative Transfer: Streamer and FluxNet. In: *Computers & Geosciences* 24(5) (1998), S. 443–451. [http://dx.doi.org/10.1016/S0098-3004\(97\)00130-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0098-3004(97)00130-1). – DOI 10.1016/S0098-3004(97)00130-1
- [76] STAMNES, K. ; TSAY, S. C. ; WISCOMBE, W. ; JAYAWEERA, K.: Numerically Stable Algorithm for Discrete-Ordinate-Method Radiative Transfer in Multiple Scattering and Emitting Layered Media. In: *Appl. Opt.* 27 (1988), S. 2502–2509. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.27.002502>. – DOI 10.1364/AO.27.002502
- [77] STAMNES, K. ; TSAY, S. C. ; WISCOMBE, W.: *A General-Purpose, Numerically Stable Computer Code for Discrete-Ordinate-Method Radiative Transfer in Scattering and Emitting Layered Media, Part I: Documentatin of Methodology*. 1994. – 62 S.
- [78] STAMNES, K. ; TSAY, S. C. ; WISCOMBE, W. ; JAYAWEERA, K. ; LASZLO, I.: A General-Purpose Numerically Stable Computer Code for Discrete-Ordinate-Method Radiative Transfer in Scattering and Emitting Layered Media. In: *DISORT Report v1.1* (2000)
- [79] TOON, O. B. ; MCKAY, C. P. ; ACKERMAN, T. P. ; SANTHANAM, K.: Rapid Calculation of Radiative Heating Rates and Photodissociation Rates in Inhomogeneous Multiple Scattering Atmospheres. In: *J. Geophys. Res.* 94(D13) (1989), S. 16287–16301. <http://dx.doi.org/10.1029/JD094iD13p16287>. – DOI 10.1029/JD094iD13p16287

- [80] TSAY, S. C. ; STAMNES, K. ; JAYAWEERA, K.: Radiative Energy Budget in the Cloudy and Hazy Arctic. In: *J. Atmos. Sci.* 46 (1989), S. 1002–1018. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046<1002:REBITC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<1002:REBITC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1989)046<1002:REBITC>2.0.CO;2
- [81] HU, X. Y. ; STAMNES, K.: An Accurate Parameterization of the Radiative Properties of Water Clouds Suitable for Use in Climate Models. In: *J. Climate* 6(4) (1993), S. 728–742. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1993\)006<0728:AAPOTR>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1993)006<0728:AAPOTR>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0442(1993)006<0728:AAPOTR>2.0.CO;2
- [82] EBERT, E. E. ; CURRY, J.A.: A Parameterization of Ice Cloud Optical Properties for Climate Models. In: *J. Geophys. Res.* 97(D4) (1992), S. 3831–3836. <http://dx.doi.org/10.1029/91JD02472>. – DOI 10.1029/91JD02472
- [83] FU, Q. ; LIOU, K. N.: Parameterization of the Radiative Properties of Cirrus Clouds. In: *J. Atmos.Sci.* 50(13) (1993), S. 2008–2025. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1993\)050<2008:POTRPO>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<2008:POTRPO>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1993)050<2008:POTRPO>2.0.CO;2
- [84] KNEIZYS, F.X. ; SHETTLE, E.P. ; ABREU, L.W. ; CHETWYND, J.H. ; ANDERSON, G.P. ; GALLERY, W.O. ; SELBY, J.E.A. ; CLOUGH, S.A.: User Guide to LOWTRAN 7 / Air Force Geophysics Laboratory. 1988. – AFGL-TR-88-0177
- [85] BLANCHET, J. P. ; LIST, R.: Estimation of Optical Properties of Arctic Haze Using a Numerical Model. In: *Atmosphere-Ocean* 21(4) (1983), 444-465. <http://www.cmos.ca/Ao/articles/v210406.pdf>
- [86] TSAY, S-C. ; STEPHENS, G. L.: *A Physical/Optical Model for Atmospheric Aerosols with Application to Visibility Problems*. Fort Collins, Colorado: Department of Atmospheric Sciences, Colorado State University, 1990. – 65 S.
- [87] ELLINGSON, R. G. ; ELLIS, J. ; FELS, S.: The Intercomparison of Radiation Codes Used in Climate Models: Long Wave Results. In: *J. Geophys. Res.* 96(D5) (1991), S. 8929–8953. <http://dx.doi.org/10.1029/90JD01618>. – DOI 10.1029/90JD01618
- [88] GRENFELL, T. C. ; MAYKUT, G.A.: The Optical Properties of Ice and Snow in the Arctic Basin. In: *J. Glaciol.* 18(80) (1977), S. 445–463
- [89] BRIEGLEB, B. P. ; MINNIS, P. ; RAMANATHAN, V. ; HARRISON, E.: Comparison of Regional Clear-Sky Albedos Inferred from Satellite Observations and Model Computations. In: *J. Clim. Appl. Meteorol.* 25 (1986), S. 214–226. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450\(1986\)025<0214:CORCSA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450(1986)025<0214:CORCSA>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0450(1986)025<0214:CORCSA>2.0.CO;2

- [90] TANRE, D. ; DEROO, C. ; DUHAUT, P. ; HERMAN, M. ; JORCLETTE, J. ; PEROBOS, J. ; DESCHAMPS, P. Y.: *Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum (5S)*. France: Laboratoire d'Optique Atmosphérique, University of Lille, 1986. – 262 S.
- [91] REITMAYER, H.: *Quantifizierung des spektralen Angebotes photosynthetisch aktiver Strahlung (PAR) innerhalb eines Fichten- Buchen- Mischbestandes*. München, Technische Universität München, Dissertation, 2000
- [92] ÁRNASON, G. ; BROWN JR., P. S.: Growth of Cloud Droplets by Condensation: A Problem in Computational Stability. In: *J. Atmos. Sci.* 28 (1970), S. 72–77. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0072:GOCDBC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0072:GOCDBC>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1971)028<0072:GOCDBC>2.0.CO;2
- [93] LEHTINEN, K. E. J. ; KULMALA, M. ; CTYROKY, P. ; FUTSCHEK, T. ; HITZENBERGER, R.: Effect of Electrolyte Diffusion on the Growth of NaCl Particles by Water Vapour Condensation. In: *J. Phys. Chem. A* 107 (2003), S. 346–350. <http://dx.doi.org/10.1021/jp020240w>. – DOI 10.1021/jp020240w
- [94] LOW, R. D.: A Comprehensive Report on Nineteen Condensation Nuclei (Part II) / U.S. Army Electronics Command. Fort Monmouth, New Jersey, 1971 (ECOM-5358). – Forschungsbericht
- [95] FRIEDLANDER, S. K. ; WANG, C. S.: The Self-Preserving Distribution for Coagulation by Brownian Motion. In: *J. Colloid Interface Sci.* 22 (1966), S. 126. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797\(66\)90073-7](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797(66)90073-7). – DOI 10.1016/0021-9797(66)90073-7
- [96] LAI, F. S. ; FRIEDLANDER, S. K. ; PICH, J. ; HIDY, G. M.: The Self-Preserving Particle Size Distribution for Brownian Coagulation in the Free-Molecule Regime. In: *J. Colloid Interface Sci.* 39 (1972), S. 395–405. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797\(72\)90034-3](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797(72)90034-3). – DOI 10.1016/0021-9797(72)90034-3
- [97] SHANNON, C.E.: Communication in the Presence of Noise. In: *Proceedings of the IRE* 37 (1949), Jan., Nr. 1, S. 10–21. – ISSN 0096–8390
- [98] LANDOLT, H. [BEGR.]: *N.S., Gruppe 5, Geophysik und Weltraumforschung*. Bd. 4. Meteorologie | Teilbd. b: *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*. G. Fischer [Hrsg.], 1988. – 570 S. – ISBN 3–540–17603–9
- [99] CEHAK, K.: *Allgemeine Meteorologie*. Prugg, 1978

- [100] JIN, M. ; LIANG, S.: An Improved Land Surface Emissivity Parameter for Land Surface Models Using Global Remote Sensing Observations. In: *J. Climate* 19 (2006), S. 2867–2881. <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI3720.1>. – DOI 10.1175/JCLI3720.1
- [101] SHAW, R. A. ; LAMB, D.: Experimental Determination of the Thermal Accommodation Coefficient and Condensation Coefficients of Water. In: *J. Chem. Phys.* 111 (1999), S. 10659–10663. <http://dx.doi.org/10.1063/1.480419>. – DOI 10.1063/1.480419
- [102] WINKLER, P. M. ; VRTALA, A. ; RUDOLF, R. ; WAGNER, P. E. ; RIIPINEN, I. ; VESALA, T. ; LEHTINEN, K. E. J. ; VIISANEN, Y. ; KULMALA, M.: Condensation of Water Vapor: Experimental Determination of Mass and Thermal Accommodation Coefficients. In: *J. Geophys. Res.* 111 (2006). <http://dx.doi.org/10.1029/2006JD007194>. – DOI 10.1029/2006JD007194
- [103] VOIGTLÄNDER, J. ; STRATMANN, F. ; NIEDERMEIER, D. ; WEX, H. ; KISELEV, A.: Mass Accommodation Coefficient of Water: A Combined Computational Fluid Dynamics and Experimental Data Analysis. In: *J. Geophys. Res.* 112 (2007). <http://dx.doi.org/10.1029/2007JD008604>. – DOI 10.1029/2007JD008604
- [104] SHULMAN, M. L. ; JACOBSON, M. C. ; CARLSON, R. J. ; SYNOVEC, R. E. ; YOUNG, T. E.: Dissolution Behavior and Surface Tension Effects of Organic Compounds in Nucleating Cloud Droplets. In: *Geophys. Res. Lett.* 23 (1996), S. 277–280. <http://dx.doi.org/10.1029/95GL03810>. – DOI 10.1029/95GL03810
- [105] SORJAMAA, R. ; SVENNINGSSON, B. ; RAATIKAINEN, T. ; HENNING, S. ; BILDE, M. ; LAAKSONEN, A.: The Role of Surfactants in Köhler Theory Reconsidered. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 4 (2004), 2107–2117. <http://www.atmos-chem-phys.net/4/2107/2004/>



LEBENS LAUF

- Persönliche Daten:** Name: David Neubauer
Akademischer Grad: Magister der Naturwissenschaften
Geburtsdatum: 11.06.1980
Geburtsort: Haag/H.
Staatsbürgerschaft: Österreich
Familienstand: ledig
- Anschrift:** 4720 Neumarkt/H., Widldorf 29
Tel.: 0699 81 20 33 04
david_neubauer@hotmail.com
- Bildungsgang:** seit 10/2007: Dissertation aus Physik an der Universität Wien: Modellierung des indirekten Strahlungseffekts des Hintergrundaerosols in Österreich
10/2002-09/2007: Diplomstudium Physik an der Universität Wien mit Auszeichnung abgeschlossen
10/2001-07/2002: Informatik an der Technischen Universität Wien
09/1995-06/2000: Bundeshandelsakademie II in Wels
Matura mit Auszeichnung
09/1987-07/1995: Volks- und Hauptschule in Neumarkt/H.
- Auslandsemester:** 1 Semester Erasmusaufenthalt an der Swansea University, Wales, U.K. (09/2005 – 02/2006)
- Praktikum:** Wissenschaftlicher Mitarbeiter für die Probenvorbereitung und –messung am Institut für Materialphysik der Universität Wien (03 – 07/2004)
- Fähigkeiten und Kenntnisse:** Fließend Englisch und Grundkenntnisse in Französisch
Programmierkenntnisse in C++ und Fortran
- Zivildienst:** Sanitätshelfer beim Roten Kreuz in Grieskirchen (10/2000 – 09/2001)
- Publikationen:** D. Neubauer (2007): Erweiterung des Standardmodells: Der Leptonsektor und der skalare Sektor mit horizontalen Symmetrien, Diplomarbeit
W. Grimus, L. Lavoura, D. Neubauer (2008): A light pseudoscalar in a model with lepton family symmetry $O(2)$, J. High Energy Phys. 07, S. 051