

---

# Der Einfluss des dreidimensionalen Strahlungstransportes auf Wolkenbildung und -entwicklung

Kathrin Wapler

---

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

vorgelegt von  
Dipl.-Met. Kathrin Wapler  
aus Berlin

München, April 2007

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. U. Schumann

Prof. Dr. O. Krüger

Tag der mündlichen Prüfung: 27.04.2007

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Stand des Wissens . . . . .	2
1.2	Ziele und Vorgehen . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Solare Strahlung . . . . .	7
2.2	Konvektive Wolkenbildung . . . . .	9
2.3	Wolkenstrahlungswechselwirkungen . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Modelle und Methoden</b>	<b>15</b>
3.1	Das wolkenauflösende Modell EULAG . . . . .	15
3.2	Strahlungstransportmodelle . . . . .	20
3.3	Solare und thermische Strahlung . . . . .	21
3.4	Tilted independent column approximation (TICA) . . . . .	22
3.4.1	Methode . . . . .	24
3.4.2	Optimierung des Verfahrens . . . . .	28
3.4.3	Parallelisierung . . . . .	33
3.4.4	Validierung . . . . .	36
3.5	Implementierung der Einstrahlung in EULAG . . . . .	37
3.5.1	Methode . . . . .	37
3.5.2	Vergleich mit Beobachtungen . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>41</b>
4.1	Fallstudie "Einzelwolke" . . . . .	41
4.1.1	Simulationsergebnisse . . . . .	42
4.1.2	Interpretation . . . . .	51
4.2	Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" . . . . .	51
4.2.1	Simulationsergebnisse . . . . .	56
4.2.2	Interpretation . . . . .	64
4.3	Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" . . . . .	66
4.3.1	Simulationsergebnisse . . . . .	66
4.3.2	Interpretation . . . . .	67
4.4	Studie "Grenzschicht mit reduzierter Einstrahlung" . . . . .	73
4.4.1	Simulationsergebnisse . . . . .	74
4.4.2	Interpretation . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>81</b>

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>85</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>91</b>
<b>Verzeichnis der verwendeten Symbole</b>	<b>93</b>
Größen . . . . .	94
Abkürzungen . . . . .	96
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss des dreidimensionalen Strahlungstransportes, insbesondere der differentiellen Einstrahlung, auf die Wolkenbildung und -entwicklung untersucht. Hierzu wurde ein Verfahren zur Berechnung der Bestrahlungsstärke am Boden unter inhomogener Bewölkung entwickelt und in das Grobstruktursimulationsmodell EULAG implementiert. Durch Vergleich von Simulationen mit der originalen Modellversion und dem weiterentwickelten Modell wurde der Einfluss der differentiellen Einstrahlung, verursacht durch Wolkenschatten, auf die konvektive Grenzschicht untersucht.

Das Verfahren beruht auf der *tilted independent column approximation* (TICA). Hierbei werden einzelne Säulen, die in Richtung der Sonne ausgerichtet sind, betrachtet und für diese die Strahlung unabhängig voneinander berechnet. Die Methode wurde optimiert, parallelisiert und dadurch so stark beschleunigt, dass die Rechenzeiten der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen mit EULAG-TICA nur maximal 3% über denen mit EULAG ohne Strahlung liegen. Durch Vergleich mit exakten dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen wurde gezeigt, dass die TICA eine sehr gute Näherung zur Berechnung solarer Bestrahlungsstärken am Boden für unterschiedliche Wolkensituationen und verschiedene Sonnenzenitwinkel darstellt. Hingegen ist die verbreitete *independent column approximation* (ICA) zur Berechnung von Bestrahlungsstärken am Boden nur für im Zenit stehende Sonne geeignet, da die ICA aufgrund der Beschränkung auf den Strahlungstransport in senkrechten Säulen keinen realistischen Schatten produziert. Die berechnete Bestrahlungsstärke wurde an die Modellphysik gekoppelt durch die Anpassung des Wärmeflusses am Boden. Dieser wirkt sich auf die Temperatur in der Atmosphäre aus. Anhand von Vergleichen mit Messreihen unter gleichen Wolkenbedingungen wurde gezeigt, dass die durch die Wolkenschatten verursachten Temperaturfluktuationen am Boden in Simulationen mit EULAG-TICA realistisch sind.

Zur Untersuchung des Einflusses der differentiellen Einstrahlung auf die Wolkenbildung wurden Simulationen einer einzelnen konvektiven Wolke durchgeführt. Der Einfluss auf die Wolkenentwicklung wurde anhand von Simulationen der konvektiven Grenzschicht untersucht. Die Simulationen mit und ohne Wolkenschatten zeigen deutliche Unterschiede. Im Bereich des Wolkenschattens ist der Aufwind wie erwartet schwächer ausgeprägt als in der Referenzsimulation ohne Schatten. Als Folge des schwächeren Aufwindes reicht die Wolke in den Simulationen mit Schatten weniger hoch und weist daher ein geringeres Volumen und einen geringeren Flüssigwasserpfad auf. Ist das Wolkenwachstum nach oben durch eine Inversion begrenzt, so wie in der konvektiven Grenzschicht, zeigen sich kaum Unterschiede im Bedeckungsgrad und Wolkenvolumen zwischen den Berechnungen mit und ohne Wolkenschatten. In jedem Fall hat die differentielle Einstrahlung jedoch einen starken Einfluss auf die Zirkulation. Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeiten zeigen mittleren Wind von der Wolke in Richtung ihres Schattens in Höhe der Wolken und in entgegengesetzter Richtung in Bodennähe. Dies bedeutet, dass die an konvektiven Wolken vorhandene Zirkulation (aufsteigende Luft unterhalb der Wolke, Ausfließen in der Höhe der Wolke aus der Wolke heraus in alle Richtungen, absinkende Luft neben der Wolke und am Boden Luftbewegung von allen Seiten unter die Wolke) in Richtung des Schattens orientiert wird. Des Weiteren zeigen die Ergebnisse eine Bewegung der Wolken weg von ihrem Schatten, bzw. eine Auflösung der Wolken oberhalb ihres Schattens und Wolkenwachstum auf der der Sonne zugewandten Seite. Steht die Sonne im Zenit ist die Lebensdauer der einzelnen Wolken kürzer. Sie lösen sich schneller wieder auf, da der sie bildende Aufwind durch den Schatten

abgeschwächt wird.

# Kapitel 1

## Einleitung

Wolken sind komplexe dreidimensionale Verteilungen von Wassertröpfchen und Eiskügelchen. Sie spielen bei vielfältigen Prozessen in der Atmosphäre eine entscheidende Rolle und sind daher von wesentlicher Bedeutung für das Wettergeschehen. Ihr Beitrag zum Strahlungshaushalt der Erde hat entscheidenden Einfluss auf das Klimasystem. Deshalb ist die Kenntnis über die verschiedenen Wechselwirkungen zwischen Wolken und Strahlung, sowohl die Wirkung der Wolken auf die Strahlung als auch der Einfluss der Strahlung auf die Wolken, von großer Bedeutung für die Atmosphärenforschung. Laut *IPCC (2007)* ist die Wechselwirkung zwischen Wolken und Strahlung nach wie vor eine der größten Unsicherheiten beim Verständnis des gegenwärtigen und der Vorhersage des zukünftigen Klimas. Um Wetter- und Klimaprognosen erstellen zu können, ist ein genaues Verständnis der in der Atmosphäre auf verschiedenen Skalen ablaufenden Prozesse erforderlich. Ziel der Entwicklung von Atmosphärenmodellen ist die möglichst genaue Beschreibung der in der Natur ablaufenden Prozesse, entweder durch die explizite Berechnung der atmosphärischen Vorgänge oder durch Parametrisierungen. Eine der Herausforderungen ist dabei die Beschreibung konvektiver Prozesse.

Konvektion tritt in der Atmosphäre auf, wenn eine instabile vertikale Schichtung vorliegt, d. h. wenn sich ein aufsteigendes Luftpaket während des Aufsteigens weniger stark abkühlt als es dem vertikalen Temperaturgradienten der umgebenden Luft entspricht. Atmosphärische Konvektion kann durch die solare Einstrahlung und die dadurch verursachte Erwärmung der Erdoberfläche und der darüber liegenden Luftschichten ausgelöst werden. Sind der Auftrieb und die Feuchte der erwärmten aufsteigenden Luft groß genug, so findet Kondensation statt und es bildet sich eine Wolke. Einerseits wird konvektive Bewölkung durch solare Einstrahlung angetrieben, andererseits beeinflusst das Wolkenfeld den Strahlungstransport in der Atmosphäre und somit die Einstrahlung. Durchbrochene Bewölkung wirft zeitlich und räumlich variablen Schatten. Der Schatten reduziert die solare Einstrahlung und bewirkt eine Abkühlung, die z. B. in Flugzeug- oder Satellitenbeobachtungen zu erkennen ist. Abbildung 1.1 zeigt Messungen des MODIS Airborne Simulator (*King et al., 1996*) über Südafrika. Im Echtfarbenbild (links) ist deutlich der dunkle Wolkenschatten schräg unterhalb der Wolke zu erkennen. Die Messungen bei  $10,94 \mu\text{m}$  (rechts) zeigen die Helligkeitstemperatur. Die helleren Farben südlich der Wolke zeigen niedrigere Temperaturen als der umliegende Erdboden. Die reduzierte solare Einstrahlung führt zu einer Reduzierung des aufwärts gerichteten Wärmeflusses vom Erdboden in die Atmosphäre und damit zu einer Änderung des Auftriebes, der die konvektive Bewegung antreibt. Diese Rückwirkung der Abkühlung im Wolkenschatten auf die Bildung und Entwicklung konvektiver Wolken ist Gegenstand dieser Arbeit. Sie wurde bisher nur mit stark vereinfachten Annahmen untersucht.

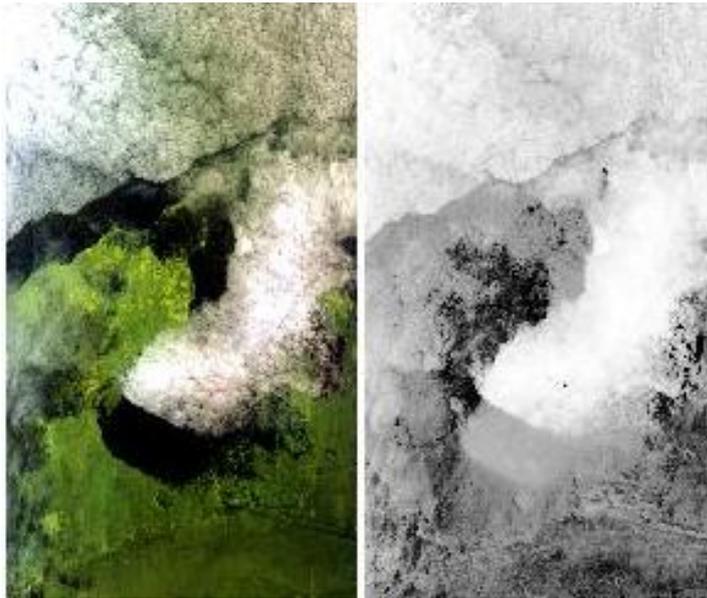


Abbildung 1.1: Messungen des MODIS Airborne Simulator, durchgeführt über Südafrika am 20.8.2000 bei einem Sonnenzenitwinkel von  $47,8^\circ$  (King und Platnick (2006)): Echtfarbenbild (links), Messungen der Helligkeitstemperatur bei  $10,94 \mu\text{m}$  (rechts, hellere Farben stehen für kältere Bereiche).

## 1.1 Stand des Wissens

Die in der Vergangenheit durchgeführten Untersuchungen der Wolkenstrahlungswechselwirkungen lassen sich in zwei Gruppen aufteilen. Die erste - und deutlich größere - Gruppe umfasst die Arbeiten zur Untersuchung des Einflusses von Wolken auf den Strahlungstransport in der Atmosphäre. Die Untersuchung der Wirkung von Strahlung auf Wolken gehört der zweiten Gruppe an und war bisher Inhalt nur weniger Studien. Im Folgenden wird zunächst auf die Wirkung der Wolken auf die Strahlung eingegangen, anschliessend auf den umgekehrten Fall.

Es gibt zahlreiche Untersuchungen des Einflusses von Wolken auf den Strahlungstransport in der Atmosphäre. Diese basieren auf verschiedenen Wolkendaten. So wurden zum Beispiel statistische Methoden benutzt um Wolkenfelder zu generieren (z. B. Cahalan et al., 1994b; Marshak et al., 1995; Marshak et al., 1998; Di Giuseppe und Tompkins, 2003b; Evans und Wiscombe, 2004). Andere Studien basieren auf Wolkenfeldern, die aus Radar- oder Satellitendaten abgeleitet wurden (z. B. Coakley Jr. und Davies, 1986; Barker und Liu, 1995; Zuidema und Evans, 1998; O'Hirok und Gautier, 1998a,b; Fu et al., 2000; Rossow et al., 2002; Zinner et al., 2006; Zinner und Mayer, 2006). Mit numerischen Modellen simulierte Wolken wurden ebenfalls in verschiedenen Studien zur Untersuchung der Wirkung der Wolken auf das ein- oder dreidimensionale Strahlungsfeld verwendet (Scheirer und Macke, 2001; Wyser et al., 2002; Hinkelman, 2003; Tompkins und di Giuseppe, 2003; Di Giuseppe und Tompkins, 2003a). Modellierete Wolken mögen zwar weiter von der Realität abweichen als experimentell abgeleitete. Im Unterschied zu in-situ Beobachtungen und Fernerkundungsdaten sind numerisch generierte Felder von Wolkenparametern aber in sich konsistente Datensätze, wie sie für die Strahlungsmodellierung benötigt werden.

Viele Untersuchungen zum Einfluss von Wolken auf die Strahlung gibt es im Bereich der Fernerkundung. Nicht nur zur Ableitung von Wolkenparametern ist die Kenntnis der Wechselwirkungen zwischen Wolken und Strahlung wichtig, sondern auch bei der Ableitung von Atmosphären- und Bodenparametern. Die Verfahren zur Ableitung verschiedener Atmosphären- und Bodenparameter aus Fernerkundungsdaten beruhen auf vereinfachten Annahmen über den Strahlungstransport in der Atmosphäre. Zum einen wird die Wechselwirkung zwischen benachbarten Bildelementen ausgeschlossen, zum anderen wird die Bewölkung innerhalb eines Bildelements als homogen angesehen. Diese Annahmen führen zu Fehlern bei der Ableitung von Wolkenparametern. Der Einfluss der Inhomogenität der Wolken auf die Fernerkundung des Effektivradius und der optischen Dicke wurde von *Zinner und Mayer* (2006) untersucht. *Kokhanovsky et al.* (2007) untersuchten den Einfluss durchbrochener Bewölkung auf die Ableitung der Wolkenhöhen. Eine Fehlinterpretation der Bewölkung innerhalb eines Bildelements kann sich auch auf die Ableitung der Konzentration von Bestandteilen der Atmosphäre, z. B. Ozon (*Kokhanovsky et al.*, 2006), auswirken. Des Weiteren können auch geometrische Eigenschaften eines Wolkenfeldes wie die Anisotropie (*Hinkelman et al.*, 2005) oder der Abstand zwischen einzelnen Wolken (*Wen et al.*, 2001) die Fernerkundung beeinflussen.

Neben Fernerkundungsdaten können auch Messungen der Strahlung am Erdboden genutzt werden, um Informationen über die vorhandenen Wolken zu erhalten. So nutzten z. B. *Duchon und O'Malley* (1999) Pyrheliometer-Messungen, um den Wolkentyp abzuleiten.

Anthropogene Einflüsse können sich auf Wolken auswirken, welche wiederum die Strahlung beeinflussen. Zum einen wird der Strahlungshaushalt der Erde durch zusätzliche Bewölkung wie z. B. Kondensstreifen (*Meerkötter et al.*, 1999) beeinflusst. Zum anderen wirken sich anthropogene Emissionen auf die mikrophysikalischen Eigenschaften von Wolken aus und damit auf ihre Wirkung auf den Strahlungstransport. Erhöht sich der Aerosolgehalt in einer Luftmasse, sei es durch Übergang von maritimer zu kontinentaler Umgebung oder durch anthropogene Emission, so kann auch die Anzahldichte der Wolkentropfen steigen, wie in Messungen (z. B. *Warner und Twomey*, 1967; *Fitzgerald und Speyers-Duran*, 1973) gezeigt wurde. Kommen keine weiteren Effekte hinzu, die etwa den Flüssigwassergehalt der Wolke verändern könnten (etwa eine Zunahme des Wasserdampfes in der Atmosphäre), so muss zwangsläufig die Größe der Tropfen in einer kontinentalisierten oder kontaminierten Wolke wesentlich kleiner sein, da sich das Wasservolumen auf mehrere Tropfen verteilen muss. In einer Wolke mit einer größeren Tropfendichte steigen die optische Dicke und die Albedo dieser Wolkenschicht (*Twomey*, 1974, 1977). Ausserdem bewirken kleinere Tropfen eine geringere Niederschlagswahrscheinlichkeit. Eine dadurch verursachte Verlängerung der Lebensdauer der Wolken (*Albrecht*, 1989) wurde von *Jiang et al.* (2006) nicht beobachtet. Deutlich sichtbar ist der Einfluss von Emissionen auf die Strahlungseigenschaften von Wolken in *shiptracks*. Darunter versteht man lineare Muster erhöhter Reflexion, die in maritimer Stratusbewölkung zu beobachten sind und die durch den Eintrag von Abgasen der Schiffsmotoren in die Wolkenschicht verursacht werden (*Schreier et al.*, 2006).

Untersuchungen über die Rückkopplung der Strahlung auf Wolkenphysik und Wolkenbildung gibt es deutlich weniger als zum Einfluss der Wolken auf den Strahlungstransport. Der Großteil der Studien zur Untersuchung des Einflusses der Strahlung auf die Wolken beschränkt sich auf den langwelligen Spektralbereich. Die Strahlung hat in diesem Bereich durch zweierlei Effekte direkten Einfluss auf die Wolken: durch Abstrahlung langwelliger Strahlung kommt es zu einer Abkühlung am Wolkenoberrand und durch Absorp-

tion von langwelliger Abstrahlung vom Erdboden zu einer Erwärmung an der Wolkenunterseite. *Guan et al.* (1997) untersuchten den Einfluss von langwelliger Strahlung auf flache Cumulus-Wolken. Ihre Simulationsergebnisse zeigten, dass langwellige strahlungsbedingte Abkühlung erheblich den Wolkenwassergehalt erhöht. Gleiches wurde von *Larson et al.* (2001) auch für Altocumulus gefunden. Jedoch kann dies durch verstärkte Turbulenz und damit verstärktes Einmischen von trockener Luft, ebenfalls durch Strahlung verursacht, in einigen Fällen ausgeglichen werden. Die strahlungsbedingte Erhöhung des *entrainment* kann z. B. auch zur frühzeitigen Auflösung von Stratocumulus führen (*Price*, 1999). Für hochreichende tropische Konvektion ergaben Simulationen von *Fu et al.* (1995) unter Berücksichtigung langwelliger Strahlung eine stärkere Ausprägung und längere Lebensdauer des Cirrus-Schirms. Dies erklärt sich aus der durch Abkühlung/Erwärmung an der Wolkenoberseite/-unterseite verstärkten Turbulenz. Simulationen von Böenfronten (linienartig organisierte hochreichende Konvektion) mit Berücksichtigung langwelliger Strahlung ergaben erhöhte Niederschlagsraten (*Tao et al.*, 1993; *Chin et al.*, 1995). Ein Überblick über verschiedene Effekte langwelliger Strahlung auf großskalige konvektive Systeme ist bei *Tao et al.* (1996) gegeben. Bei all diesen Studien handelt es sich um zweidimensionale Rechnungen.

*Hartman und Harrington* (2005a,b) untersuchten den Einfluss von langwelliger sowie kurzwelliger Strahlung auf das Tropfenwachstum in marinem Stratocumulus. Dabei erhielten sie, abhängig vom Sonnenstand, folgende Ergebnisse: Bei kleinen Sonnenzenitwinkeln überwiegt der Effekt der Erwärmung durch kurzwellige Strahlung dem der Abkühlung durch langwellige Strahlung. Dies führt zu einer Verringerung der Kollektionseffizienz bei geringen Wolkentropfenkonzentrationen. Bei größeren Wolkentropfenkonzentrationen überwiegt jedoch der langwellige Effekt und das Tropfenwachstum durch Koagulation, Kollision und Zusammenfließen von Tropfen, wird erhöht. Bei flachem Sonnenstand ist die solare Erwärmung unwirksam im Vergleich zur langwelligen Abkühlung und es kommt zu einer Erhöhung des Tropfenwachstums für alle Wolkentropfenkonzentrationen. Für Eiswolken fanden z. B. *Ramaswamy und Detwiler* (1986) sowie *Gu und Liou* (2000) ein verstärktes Wachstum der Eiskristalle am Wolkenoberrand durch strahlungsbedingte Abkühlung und die Sublimation von Eiskristallen in den unteren Wolkenbereichen durch strahlungsbedingte Erwärmung. *Heymsfield und Miloshevich* (1991) zeigten, dass die strahlungsbedingte Erwärmung bzw. Abkühlung erheblich von der Temperatur abhängt. Durch Strahlung verursachte Prozesse können die thermodynamische Instabilität von kalten Wolken viel stärker beeinflussen als von warmen Wolken, bei gleicher Erwärmungs- bzw. Abkühlungsrate. Dies begründet sich in der Abhängigkeit des Sättigungsmischungsverhältnisses von der Temperatur: Die Freisetzung von latenter Wärme durch Kondensation, die durch strahlungsbedingte Abkühlung verstärkt wird, ist bei höheren Temperaturen größer als bei niedrigen Temperaturen und wiegt die Abkühlung zu einem grossen Teil auf.

*O'Hirok et al.* (2005, 2006) arbeiten an der Implementierung eines dreidimensionalen Monte Carlo Modells zur Berechnung kurzwelliger Strahlung in ein Wettervorhersagemodell und führten eine erste Fallstudie zur Simulation hochreichender konvektiver Wolkensysteme durch. Sie zeigte erhöhte Niederschlagsraten im Vergleich zur Simulation mit eindimensionalen Strahlungstransportrechnungen. *Markowski und Harrington* (2005) untersuchten ebenfalls in einer Fallstudie den Einfluss der Strahlung auf hochreichende Konvektion. Sie führten eine Simulation mit einer konstanten Kühlungsrate am Boden senkrecht unter dem Amboss eines Superzellengewitters durch. Ihre Ergebnisse zeigten Unterschiede im Vergleich zur Referenzsimulation in der Dynamik des Gewitters, vor allem im Vertikalwindfeld und an der

Böenlinie. Als bisher einzige haben *Schumann et al.* (2002) den Einfluss des Schattens einer durchbrochenen Bewölkung auf die Struktur der konvektiven Turbulenz in der Grenzschicht untersucht. Konvektion reagiert am stärksten auf Bodeninhomogenitäten, deren horizontale Ausdehnung die gleiche Dimension wie die konvektive Bewegung hat (*Schumann*, 1991b). Da der Schatten die gleiche Größenordnung wie die konvektiven Wolken besitzt, war eine Sensitivität der Konvektion auf den Schatten zu erwarten. *Schumann et al.* (2002) verwendeten ein einfaches konzeptionelles Modell und eine Grobstruktursimulation, die totalen Schatten unterhalb der Wolke, sofortige Reaktion des vertikalen Wärmestroms auf den Schatten und die unmittelbare Bildung von Wolken im oberen Teil der Aufwinde der konvektiven Grenzschicht annahm. Sie zeigten, dass die Konvektion bei senkrechter Sonne, also dem Schatten direkt unterhalb der Wolke, nicht stationär sein kann. Die Asymmetrien, die durch den Schatten bei schrägstehender Sonne entstehen, hatten nur sehr kleinen Einfluss auf das turbulente Bewegungsfeld. Die turbulente Bewegung war mit Schatten kleinskaliger als im Fall ohne Schatten. Wolkenschatten haben neben der Temperatur lokal auch Einfluss auf weitere Parameter wie Feuchte und Aerosole (*Kapustin et al.*, 1974).

Wolkenauflösende Modelle sind ein Werkzeug zur Untersuchung verschiedener atmosphärischer Prozesse. Dabei sind durch die schnelle Entwicklung der Rechnertechnik zunehmend Simulationen mit höherer Auflösung möglich. Ein Schritt zur Verbesserung der Modelle ist das Ersetzen von Parametrisierungen durch die explizite Beschreibung der in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse. Grobstruktursimulationsmodelle bzw. LES-Modelle (*large eddy simulation*) finden Anwendung zur Untersuchung verschiedener atmosphärischer Prozesse. Dazu gehören Studien über die konvektive Grenzschicht (z. B. *Nieuwstadt et al.*, 1993; *Moeng et al.*, 2004) sowie über Stratocumulus am Oberrand der Grenzschicht (z. B. *Moeng et al.*, 1996). *Dörnbrack und Schumann* (1993) studierten den Einfluss von Bodeninhomogenitäten auf die Struktur der konvektiven Grenzschicht und *Johnson* (2005) untersuchte mit einem LES-Modell den semidirekten Aerosoleffekt in Gebieten mit flacher Cumulus-Bewölkung. Darüber hinaus wurden, z. B. von *Stevens et al.* (2002), *Bryan et al.* (2003) und *De Roode et al.* (2004), Untersuchungen zur Auflösungsanforderung von Grobstruktursimulationen durchgeführt. LES-Modelle zeigten in verschiedenen Vergleichsstudien gute Übereinstimmungen untereinander und im Vergleich zu Messungen (*Andren et al.*, 1994; *Moeng et al.*, 1996; *Stevens et al.*, 2001; *Xu et al.*, 2002; *Siebesma et al.*, 2003).

## 1.2 Ziele und Vorgehen

Ziel der Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses des dreidimensionalen Strahlungstransports auf Wolkenbildung und -entwicklung. Im Speziellen wird die Arbeit der Frage nachgehen, wie sich die durch Wolkenschatten verursachte differentielle Erwärmung des Erdbodens auf die konvektive Bewölkung auswirkt. Zum ersten Mal geschieht dies mit einem wolkenauflösenden Modell, in dem der Strahlungstransport an die Modellphysik gekoppelt wurde. Zu diesem Zweck wird ein neues Verfahren zur Berechnung der solaren Bestrahlungsstärke am Erdboden in einem wolkenauflösendem Modell entwickelt und validiert. Die Anforderungen an das Verfahren sind die möglichst genaue Berechnung der Bestrahlungsstärke und ihrer räumlichen Verteilung in vertretbarer Rechenzeit, um hochauflösende Wolkensimulationen für verschiedene Fälle durchführen zu können.

Kapitel 2 beschreibt die für diese Arbeit relevanten Grundlagen des Strahlungstransportes, insbesondere im solaren Spektralbereich. Aufbauend auf der Erklärung der Bildung, Struktur und Eigenschaften konvektiver Bewölkung wird auf die strahlungsrelevanten Wolkenparameter eingegangen. Das Kapitel schließt mit der Betrachtung von Wolkenstrahlungswechselwirkungen. In Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit verwendeten Modelle und Methoden beschrieben. Zunächst wird das für die Wolkenmodellierung benutzte Grobstruktursimulationsmodell EULAG (*Smolarkiewicz und Margolin, 1997; Grabowski und Smolarkiewicz, 2002*) vorgestellt. Die Strahlungsmodellierung wurde mit dem eindimensionalen Modell DISORT (*Stamnes et al., 1988*) und dem dreidimensionalen Strahlungstransportmodell MYSTIC (*Mayer, 1999, 2000*) durchgeführt. Das Kapitel schließt mit einer ausführlichen Beschreibung des in dieser Arbeit entwickelten Verfahrens zur Implementierung von differentieller Einstrahlung in das wolkenauflösende Modell EULAG. Zunächst wird die Methodik der *tilted independent column approximation* (TICA) erklärt, die sich im Fall inhomogener Bewölkung gut für die Berechnung der Bestrahlungsstärke am Boden eignet. Es folgt eine ausführliche Diskussion zur Optimierung des Verfahrens unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Sensitivitätsstudien. Validiert wurde das Verfahren durch Vergleich mit dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen für verschiedene Wolkentypen und Sonnenstände. Anschließend folgt eine Beschreibung der Kopplung der berechneten Einstrahlung an die Modellphysik. In Kapitel 4 wird der Einfluss differentieller Einstrahlung auf die Wolkenbildung und -entwicklung untersucht. Dies geschieht durch Vergleich von Simulationen mit der um das entwickelte Verfahren erweiterten Modellversion EULAG-TICA und Referenzsimulationen mit EULAG. Die Ergebnisse umfassen eine Fallstudie für eine einzelne Wolke sowie eine Untersuchung konvektiver Grenzschichtbewölkung. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse diskutiert und ein Ausblick auf weiterführende Arbeiten gegeben.

# Kapitel 2

## Grundlagen

Dieses Kapitel erklärt die Grundlagen des Strahlungstransportes im solaren Spektralbereich. Des Weiteren werden die Grundlagen konvektiver Bewölkung beschrieben, wobei insbesondere auf die Wolkenbildung eingegangen wird. Aufbauend auf den Grundkonzepten des Strahlungstransportes sowie den strahlungsrelevanten Wolkenparametern folgt eine Diskussion der Wolkenstrahlungswechselwirkungen.

### 2.1 Solare Strahlung

Der solare Spektralbereich reicht im Wesentlichen vom nahen Ultraviolett ( $0,3 - 0,38 \mu m$ ) über das Sichtbare bis ins nahe Infrarot ( $0,78 - 3 \mu m$ ). Die Randbereiche reichen bis etwa  $0,2 \mu m$  ins ferne Ultraviolett und bis  $4 \mu m$  ins mittlere Infrarot. Der terrestrische Spektralbereich reicht vom mittleren Infrarot bis ins ferne Infrarot ( $3 - 100 \mu m$ ).

Die Energiemenge  $W$ , die pro Zeit durch eine beliebige Fläche tritt, wird als Strahlungsfluss  $\Phi$  bezeichnet.

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (2.1)$$

Wird der Strahlungsfluss auf eine Einheitsfläche bezogen, so spricht man von der Strahlungsflussdichte  $F$ .

$$F = \frac{d\Phi}{dA} \quad (2.2)$$

Handelt es sich bei der Fläche  $A$  um die Fläche eines Empfängers, bezeichnet man die Strahlungsflussdichte als Bestrahlungsstärke  $E$ . Der Anteil des Strahlungsflusses, der durch eine ebene Fläche  $A$  und Raumwinkel  $\Omega$  tritt, wird als Strahldichte bezeichnet,

$$L = \frac{d^2\Phi}{\cos\vartheta \cdot dAd\Omega}, \quad (2.3)$$

wobei  $\vartheta$  den Winkel zwischen Strahlungsrichtung und Flächennormale angibt. Für jede Größe existiert die entsprechende spektrale Größe, die die Wellenlängen- bzw. Frequenzabhängigkeit angibt, so z. B.  $E_\lambda = dE/d\lambda$ .

Die solare Strahlung wird auf ihrem Weg durch die Atmosphäre beeinflusst. Sie unterliegt verschiedenen Wechselwirkungen mit deren Bestandteilen (Luftmoleküle, Aerosole, Wolkentropfen). Dazu gehören Extinktion (Absorption und Streuung) und Reflexion. Thermische Emission spielt in dem betrachteten Spektralbereich keine Rolle. Die von der Sonne

kommende Strahlung wird als direkte Strahlung bezeichnet. Die an Luftmolekülen, Partikeln sowie Wolken und am Erdboden gestreute und reflektierte Strahlung wird als diffuse Strahlung bezeichnet. Die Änderung der Strahldichte beim Passieren einer Schicht der Dicke  $dz$  durch Streuung und Absorption lässt sich durch

$$dL = -\sigma \cdot n_0 \cdot L \cdot dz \quad (2.4)$$

berechnen. Hierbei gibt  $\sigma$  den Extinktionswirkungsquerschnitt,  $n_0$  die Teilchenzahldichte und  $L$  die einfallende Strahldichte an. Die Integration von Gleichung 2.4 liefert das Lambert-Beer-Gesetz

$$L = L_0 \cdot e^{-\int_0^z \beta dz} \quad (2.5)$$

mit dem Extinktionskoeffizienten  $\beta = \beta_{\text{ext}} = \sigma \cdot n_0$ . Die gesamte Schwächung der Strahlung durch Streuung und Absorption wird mit dem Extinktionskoeffizienten  $\beta_{\text{ext}} = \beta_{\text{streu}} + \beta_{\text{abs}}$  beschrieben. Der Extinktionskoeffizient ergibt sich aus der integralen Wirkung aller einzelnen Wolkentropfen, d.h. aus dem Integral der jeweiligen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{ext}}$  multipliziert mit deren Anzahldichte über alle Tropfenradien:

$$\beta_{\text{ext}} = \int_0^\infty \sigma_{\text{ext}}(r, \lambda) n(r) dr . \quad (2.6)$$

Hierbei gibt  $n(r)$  die Teilchengrößenverteilung an. Der Anteil der Streuung an der Extinktion wird durch die Einfachstreueralbedo  $\omega_0$  beschrieben.

$$\omega_0 = \frac{\beta_{\text{streu}}}{\beta_{\text{ext}}} \quad (2.7)$$

Die Schwächung eines Strahles entlang des Weges von  $z_1$  bis  $z_2$  wird auch durch die optische Dicke beschrieben.

$$\tau(\lambda) = \int_{z_1}^{z_2} \beta_{\text{ext}}(\lambda) dz \quad (2.8)$$

Die Strahldichte wird einerseits durch Absorption und Streuung aus dem Strahlengang (Extinktion) vermindert, andererseits aber durch Streuung in den Strahlengang und thermische Emission erhöht. Mit Berücksichtigung dieser Effekte ergibt sich die Strahlungstransportgleichung (*Chandrasekhar, 1950*):

$$\frac{dL}{\beta_{\text{ext}} \cdot ds} = -L + \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} P(\Omega', \Omega) L(\Omega') d\Omega' + (1 - \omega_0) B(T) . \quad (2.9)$$

Auf der rechten Gleichungsseite beschreibt der erste Term die Abschwächung nach Lambert-Beer. Der zweite und dritte Term beschreiben die Quellen zusätzlicher Strahlungsenergie. Dabei gibt der zweite Term die Streuung gemäß der Streufunktion  $P(\Omega', \Omega)$  an. Hierbei stehen  $\Omega'$  und  $\Omega$  für die Richtungen der Photonen vor beziehungsweise nach der Streuung. Der dritte Term steht für die Emission der Atmosphäre mit dem Emissionskoeffizienten  $\beta_{\text{ext}}(1 - \omega_0) = \beta_{\text{abs}} \cdot B(T)$  ist hierbei die Plank'sche Strahlungsformel für die Abstrahlung eines schwarzen Körpers mit der Temperatur  $T$ . Im betrachteten solaren Spektralbereich ist die Emission der Atmosphäre vernachlässigbar. Für Gleichung 2.9 gibt es keine allgemeine analytische Lösung. Sie kann außer in Spezialfällen nur durch numerische Verfahren angenähert werden.

Die Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre wird mit Hilfe der Begriffe Reflexion, Transmission und Absorption beschrieben. Sie geben den Anteil der einfallenden Bestrahlungsstärken, der in den Weltraum reflektiert wird, der den Boden erreicht beziehungsweise der in der Atmosphäre absorbiert wird an. Wird die Strahldichte relativ zur einfallenden Bestrahlungsstärke ausgedrückt, werden die Begriffe Reflektivität, Transmissivität und

Absorptivität verwendet. Auf den Einfluss von Wolken auf den Strahlungstransport in der Atmosphäre wird detailliert in Abschnitt 2.3 eingegangen.

## 2.2 Konvektive Wolkenbildung

Unter Konvektion versteht man vertikale Austauschbewegungen in der Atmosphäre. Sie kann sich über viele Größen- und Zeitskalen erstrecken. Angefangen von kleinen Zirkulationssystemen, die wesentlich zur Durchmischung der Grenzschicht beitragen, mit "Schönwettercumuli" von wenigen 100 m Durchmesser über Gewitter mit etwa 10 km vertikaler sowie horizontaler Ausdehnung bis hin zu mesoskaligen konvektiven Systemen, die Gebiete von mehreren 100 km horizontaler Ausdehnung überdecken können. Im Wesentlichen lassen sich aber zwei Gruppen unterscheiden: die flachen Schönwettercumuli Cumulus humilis (Cu hum) oder Cumulus mediocris (Cu med), die keinen Niederschlag bringen, und die hochreichenden Haufenwolken Cumulus congestus (Cu con) oder Cumulonimbus (Cb), die Schauer bzw. Gewitter verursachen können. Abhängig vom Auslöseprozeß unterteilt man atmosphärische Konvektion in zwei Fälle: erzwungene Konvektion, bei der die Luft durch äußere Kräfte, z. B. Druckgradientkräfte bei der Über- und Umströmung von Gebirgen, in Bewegung gesetzt wird, und freie Konvektion, bei der die Luft durch Dichteunterschiede, z. B. durch Erwärmung der Luft am von der Sonne beschienenen Erdboden, angetrieben wird. Je nach Art und Beschaffenheit der Erdoberfläche (z. B. verschiedene Landnutzung, Wasserflächen, bebaute Gebiete) ergeben sich bei gleicher solarer Einstrahlung erhebliche Unterschiede in der Oberflächentemperatur. Diese können jedoch auch durch Abschattung durch Wolken entstehen. Bildet sich durch unregelmäßige Erwärmung des Erdbodens eine Warmluftblase, so steigt sie auf und es entsteht ein isolierter Aufwindschlauch. Ist der Auftrieb nicht stark genug, sodass der Aufwind nicht bis zum Kondensationsniveau reicht, so findet keine Phasenumwandlung des Wassers statt und man spricht von trockener Konvektion oder auch Blauthermik. Erreicht hingegen die aufsteigende Luft ihr Kondensationsniveau, so bildet sich dort eine flache Cu hum Wolke. Sie durchläuft ein kurzes Reifestadium, bevor sie typischerweise nach 10 bis 20 Minuten wieder zerfällt und verdunstet, wobei jedoch kein nennenswerter Abwind entsteht. Im Lebenszyklus dieser Wolken entsteht kein Niederschlag, da die Wolke in so kurzer Zeit keine Tropfen ausbilden kann, die groß genug wären, um als Regen auszufallen. Reißt der Aufwind vom Boden nicht so schnell ab, kann sich die Wolke weiterentwickeln und bei genügend großer Labilität der Schichtung der Troposphäre in größere Höhen hinaufwachsen und sich zu einer Cu med oder Cu con Wolke entwickeln. Die Lebensdauer konvektiver Zellen hängt wesentlich von ihrer Stärke ab. Eine einzelne Zelle existiert nur etwa 30 bis 45 Minuten.

Die Höhe des Kondensationsniveaus sowie die vertikale Ausdehnung der Wolke werden durch die thermische Schichtung der Atmosphäre bestimmt. Nimmt man bei adiabatisch aufsteigender Luft für den Taupunkt eine Abnahme von rund  $0,2 \text{ K}/100 \text{ m}$  und für die Temperatur von  $1 \text{ K}/100 \text{ m}$  an, lässt sich die Höhe des Hebungskondensationsniveaus (HKN) nach der Henning-Formel folgendermaßen abschätzen:  $z_{\text{HKN}} \approx 123 \text{ m}/\text{K} \cdot (T - T_d)$ . Hierbei werden die Temperatur  $T$  und der Taupunkt  $T_d$  am Erdboden angegeben. Die Wolke erstreckt sich über den labil geschichteten Teil der Troposphäre. Ist der Aufwind stark genug, können jedoch auch schwache Inversionsschichten durchbrochen werden.

Gegenüber stratiformen Wolken sind bei konvektiven Wolken die Abmessungen in vertikaler wie horizontaler Richtung von gleicher Größenordnung. Des Weiteren zeichnen sich konvektive Wolken durch höhere Vertikalgeschwindigkeiten aus. In ihnen treten Aufwinde

mit Geschwindigkeiten von  $3 \text{ m/s}$  (Cumulus) bis  $30 \text{ m/s}$  (Cumulonimbus) auf. In Einzelfällen können die Aufwinde auch Geschwindigkeiten von bis zu  $80 \text{ m/s}$  (Mullendore *et al.*, 2005; Chaboureau *et al.*, 2006) erreichen. In stratiformer Bewölkung betragen sie bis zu  $0,8 \text{ m/s}$  (Moeng und Schumann, 1991). Der Flüssigwassergehalt beträgt nach Rogers (1979) in Cumulus-Wolken  $0,3 - 3,0 \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$ , in Stratus-Wolken nach Hobbs (1993)  $0,09 - 0,63 \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$  und nach Mason (1971)  $0,05 - 0,25 \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$ .

*In situ* Messungen der Wolkenmikrophysik (z. B. Stephens und Platt, 1987; Finger und Wendling, 1990; Martin *et al.*, 1994; Brenguier *et al.*, 1999; Pawlowska und Brenguier, 2000) zeigen, dass der Tropfenradius ebenso wie der Flüssigwassergehalt mit der Höhe wächst. Steigt ein Luftpaket in der Wolke aufgrund des Aufwindes weiter auf, so kondensiert Wasserdampf an den Wolkentropfen, sodass diese wachsen und der Wolkenwassergehalt zunimmt. Die Wolkentropfenkonzentration in einer Wolke ist hingegen vertikal nahezu konstant. Sie liegt zwischen einigen zehn Tropfen pro  $\text{cm}^3$  in sauberen maritimen Luftmassen und einigen hundert pro  $\text{cm}^3$  in verschmutzten kontinentalen Luftmassen (Rogers, 1979). Steigen die Luftpakete schnell genug auf, sodass der Austausch von Wärmeenergie mit der Umgebungsluft vernachlässigt werden kann, jedoch so langsam, dass der vertikale Flüssigwasserzuwachs nur durch Kondensation an vorhandenen Wolkentropfen stattfindet, so kann die Wolke durch einen adiabatischen Flüssigwasserzuwachs (Brenguier *et al.*, 2000) bei konstanter Tropfenkonzentration beschrieben werden. Sind die Turbulenz und somit auch die Aufwinde stärker, spielen komplexere Prozesse eine Rolle. Hierzu gehört zum Beispiel das Zerplatzen und Verdunsten von Tropfen, das Tropfenwachstum durch Vereinigung von Tropfen (Koagulation) oder das Ausregnen von Flüssigwasser. Ein weiterer wichtiger Effekt sind Mischungsprozesse, insbesondere die Einmischung von trockener Umgebungsluft in die feuchte Wolkenluft (*entrainment*). Dadurch verändern sich die mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolke, was u.a. zu einem geringeren Tropfenradius am Wolkenrand führt. Folglich herrschen adiabatische Flüssigwasserprofile am ehesten in den inneren Bereichen der Wolken (Schüller *et al.*, 2003). In anderen Wolkenbereichen gibt der adiabatische Flüssigwasserzuwachs eine obere Grenze für den vertikalen Flüssigwassergehalt an.

Wolken sind ständigen Veränderungen unterworfen. Besonders Cumuluswolken zeigen zeitlich relativ rasch fortschreitende Entwicklungsvorgänge, während dagegen z. B. Stratus-Bewölkung nur langsam ihr Aussehen wechselt. Diese Veränderungen der Wolken beruhen auf den turbulenten Bewegungen in konvektiven Wolken. Dadurch können sie auch signifikanten Einfluss auf die Zustandsvariablen der Atmosphäre haben.

## 2.3 Wolkenstrahlungswechselwirkungen

Die Wechselwirkungen zwischen Wolken und Strahlung sind vielfältig. Zum einen haben Wolken Einfluss auf den Strahlungstransport, zum anderen wirkt sich umgekehrt die Strahlung auf Dynamik und Mikrophysik der Wolken aus.

Wolken wirken auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre und damit auf das Klima der Erde im Wesentlichen durch zwei Vorgänge: Wolken kühlen die Erde durch die Reflexion einfallender Sonnenstrahlung ("Albedoeffekt") und sie erwärmen die Erde durch die Absorption der von der Erdoberfläche emittierten Wärmestrahlung und durch Rückemission von Wärmestrahlung zum Boden ("Treibhauseffekt"). Die Quantifizierung des Einflusses von Wolken ist schwierig, da die Effektivität der eben genannten Vorgänge von den mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken ebenso abhängt wie von ihrer vertikalen Ausdehnung, der Wolkenhöhe und dem Bedeckungsgrad (Hartmann *et al.*, 1992). Im globalen

Mittel kühlen Wolken die Atmosphäre um ca.  $20W/m^2$  (Harrison et al., 1990).

Die Strahlungseigenschaften von Wolken im solaren Spektralbereich hängen hauptsächlich von der optischen Dicke  $\tau$  und der Tropfengrößenverteilung  $n(r)$  ab. Zur Beschreibung einer Größenverteilung wird der Effektivradius

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int r^3 n(r) dr}{\int r^2 n(r) dr} \quad (2.10)$$

angegeben. Vereinfacht kann man sagen, dass die optische Dicke im Wesentlichen die Quantität der gestreuten Strahlung bestimmt, wobei die Tropfengröße für die Umverteilung der Strahlung in die verschiedenen Ausbreitungsrichtungen bestimmend ist. Optische Dicke und Effektivradius werden aus diesem Grund auch für die Parametrisierung der Wolken in globalen Zirkulationsmodellen verwendet (Slingo, 1989). Sie bestimmen auch das Rückstreuvermögen der Wolken, durch das Wolken auf den Strahlungs- und Energiehaushalt der Erde starken Einfluss nehmen. Das Maß für die Verteilung der Streustrahlung auf den Vorwärts- und den Rückwärtsbereich ist der Asymmetrieparameter

$$g_A = \frac{\int_0^\pi \cos\vartheta P(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi P(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta} \quad (2.11)$$

Er ist positiv ( $0 < g_A \leq 1$ ) für überwiegende Vorwärtsstreuung und negativ ( $-1 \leq g_A < 0$ ), wenn die Rückwärtstreuung überwiegt.  $\vartheta$  gibt hierbei den Streuwinkel an.

Der Flüssigwassergehalt (*liquid water content*)  $w_L$  ist definiert als:

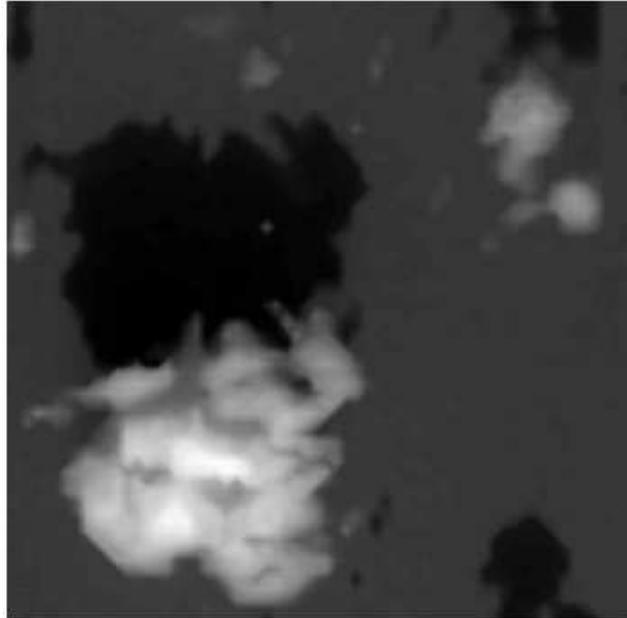
$$w_L = \frac{4}{3} \rho_w \pi \int_0^\infty n(r) r^3 dr \quad (2.12)$$

Hierbei gibt  $\rho_w$  die Dichte von Wasser an. Der Gesamtwassergehalt in der Säule einer Wolke ist der Flüssigwasserpfad

$$W_L = \int_0^z w_L dz \quad .$$

Abbildung 2.1 veranschaulicht den Einfluss von Wolken auf das Strahlungsfeld. Dargestellt ist die Reflektivität eines mit Cumulus teilweise bedeckten Gebietes, ähnlich wie man es z. B. beim Blick aus dem Flugzeug nach unten sehen würde. Das Gebiet ist  $3,2 \text{ km} \times 3,2 \text{ km}$  groß, folglich hat die Cumulus-Wolke im Bild unten links eine horizontale Abmessung von  $1 - 1,5 \text{ km}$ . Das Wolkenfeld wurde mit dem Grobstruktursimulationsmodell EULAG (siehe Abschnitt 3.1) mit einer horizontalen Auflösung von  $50 \text{ m}$  berechnet, der Strahlungstransport mit dem dreidimensionalen Modell MYSTIC (siehe Abschnitt 3.2) mit einer Bodenalbbedo von  $0,4$  für eine Wellenlänge von  $320 \text{ nm}$ . Die Sonne steht im Süden (unten in 2.1) mit einem Zenitwinkel von  $30^\circ$ . Deutlich sichtbar ist der nach Norden verschobene Schatten unterhalb der Wolke. Die unterschiedlich starke Reflektivität der Wolke leitet sich aus den geometrischen und optischen Eigenschaften der Wolke ab. Die der Sonne zugewandten Teile der Wolke sind deutlich heller als die der Sonne abgewandten Bereiche. Im Gebietsmittel verringert sich die Bestrahlungsstärke am Erdboden unter einem Wolkenfeld gegenüber einem wolkenlosen Himmel, jedoch wird lokal die Bestrahlungsstärke auf Grund von Reflektionen an den Wolkenseiten erhöht.

Abbildung 2.2 zeigt die Ergebnisse von drei- und eindimensionalen Berechnungen der Reflektivität einer einfachen zweidimensionalen Wolke. Die Wolke erstreckt sich horizontal von  $5 \text{ km}$  bis  $10 \text{ km}$  in einem  $15 \text{ km}$  großen Gebiet und vertikal von  $0,5 \text{ km}$  bis  $1 \text{ km}$



*Abbildung 2.1:* Reflektivität einer numerisch simulierten Cumulus-Wolke.

Höhe über dem Erdboden. Sie hat einen konstanten Extinktionskoeffizienten von  $40 \text{ km}^{-1}$ , folglich eine optische Dicke von 20. Die Abbildung illustriert Effekte des dreidimensionalen Strahlungstransports, die besonders bei flachem Sonnenstand ausgeprägt sind. Die Wolken-seiten empfangen viel Strahlung, die teilweise nach oben gestreut wird. Dies führt zu einem Maximum der Reflektivität auf der sonnenbeschienenen Seite der Wolke. Bei hohem Sonnenstand verlässt ein Teil der Photonen seitlich die Wolken, weshalb die tatsächliche Reflektivität kleiner ist als die der eindimensionalen Näherung. Diese Effekte spielen besonders bei horizontal wenig ausgedehnten Wolken eine stärkere Rolle. Detaillierte Beschreibungen der Unterschiede zwischen ein- und dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen werden in Abschnitt 3.4 gegeben.

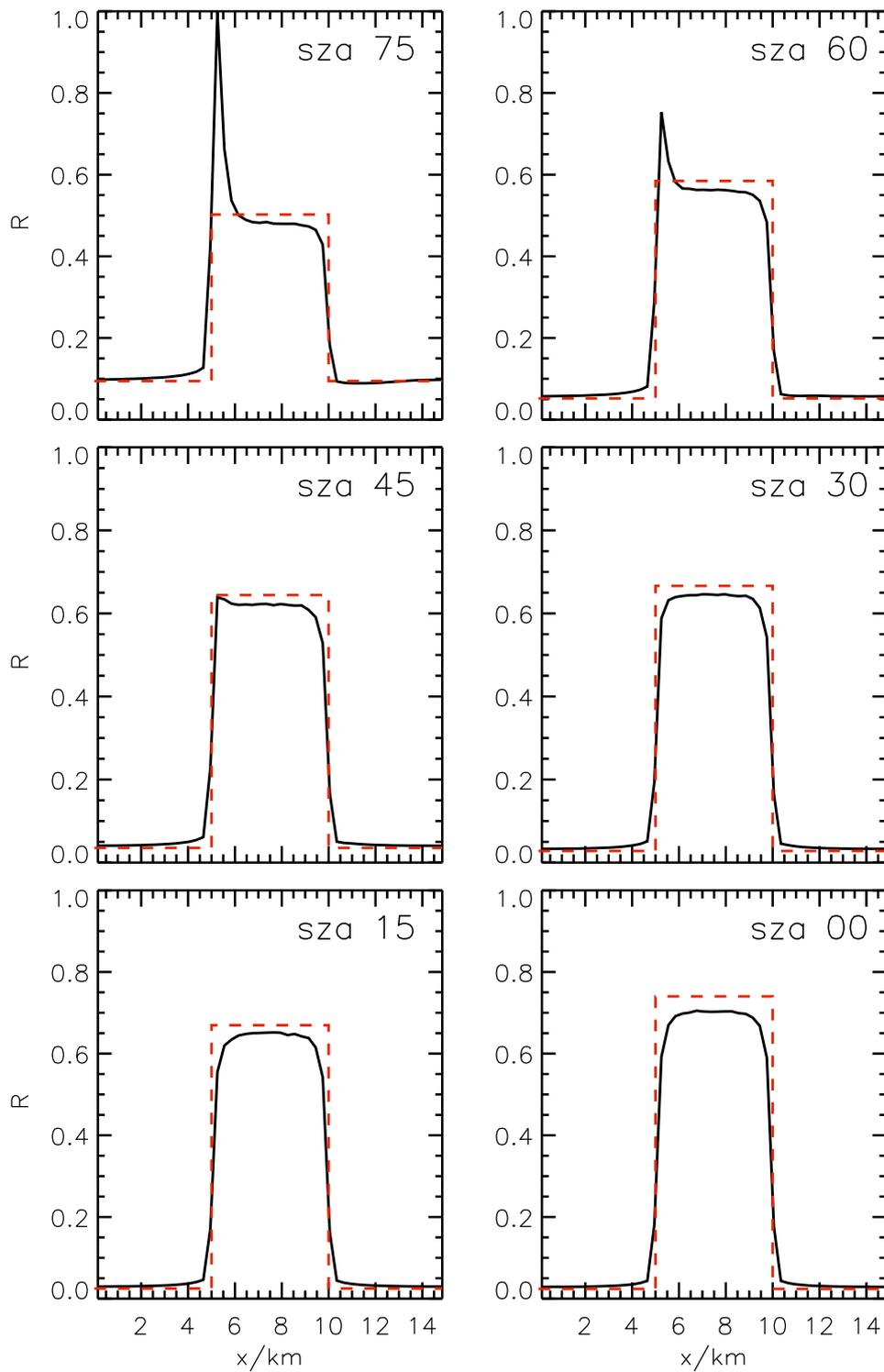


Abbildung 2.2: Reflektivität einer Würfelwolke zwischen 5 und 10 km für verschiedene Sonnenzenitwinkel (SZA): dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen (durchgezogene Linie) und ein-dimensionale Berechnungen unabhängig für den wolkenlosen und den bewölkten Teil (gestrichelte Linie).



# Kapitel 3

## Modelle und Methoden

In diesem Kapitel werden alle Modelle und Methoden, die in dieser Arbeit verwendet werden, erklärt; zunächst das für die Wolkenmodellierung benutzte Grobstruktursimulationsmodell EULAG sowie die Strahlungstransportmodelle DISORT (eindimensional) und MYSTIC (dreidimensional). In Abschnitt 3.4 wird das in dieser Arbeit entwickelte *tilted independent column approximation* (TICA)-Verfahren ausführlich beschrieben. Dabei wird die Methode vorgestellt sowie die Optimierung des Verfahrens und die Validierung. Das Kapitel schließt in Abschnitt 3.5 mit der Darstellung der Kopplung der mit dem neuen Verfahren bestimmten solaren Einstrahlung an die Modellphysik in EULAG ab.

### 3.1 Das wolkenauflösende Modell EULAG

Zur Simulation von Wolken wird das nicht-hydrostatische, anelastische Modell EULAG (*Smolarkiewicz und Margolin, 1997; Grabowski und Smolarkiewicz, 2002*) verwendet. Dieses kann sowohl in der Eulerschen (Berechnungen auf einem festen Gitter, das von der Luft durchströmt wird) als auch der Semi-Lagrangeschen (Betrachtung eines Luftpaketes entlang seiner Bahn durch den Raum) Version benutzt werden, daher der Name EULAG. Für diese Arbeit wurde die Eulersche Formulierung gewählt, da diese besser für die Simulation von Wolken geeignet ist (*Smolarkiewicz und Margolin, 1997*).

EULAG gehört zur Klasse der Grobstruktursimulationsmodelle bzw. LES-Modelle (*large eddy simulation*). Die Grobstruktursimulation beruht auf der Zerlegung der turbulenten Strömung in zwei Teile: den auflösbaren Teil und den nicht auflösbaren Teil. Der auflösbare Teil, der Grobstruktur (*grid scale*) genannt wird, enthält die großen, energiereichen Wirbel und ist numerisch berechenbar. Der nicht auflösbare Teil wird als Feinstruktur (*subgrid scale*) bezeichnet. Er enthält kleine, energiearme Wirbel und wird durch Turbulenzmodelle, sogenannte Subskalen-Modelle, parametrisiert. Die Aufgabe des Subskalen-Modells ist die Modellierung des Einflusses der turbulenten Feinstruktur auf die Grobstruktur sowie des Energietransfers zwischen aufgelösten Skalen und nicht aufgelösten Feinstrukturen. Für die durchgeführten Simulationen wurde in EULAG das Subskalen-Modell nach *Smagorinsky (1963)* mit der Smagorinsky-Konstante  $c_s = 0,165$  (*Schumann, 1991a*) verwendet. In der bisherigen Modellversion ist keine Strahlung enthalten.

Da das Modell parallelisierbar ist, kann die Rechenzeit durch Aufteilung der Simulationen auf mehrere Prozessoren deutlich verkürzt werden. Alle Rechnungen dieser Arbeit mit EULAG wurden am ECMWF (*European Center for Medium-Range Weather Forecasts*) durchgeführt. Beispielsweise beträgt die Rechenzeit für eine Simulation mit  $128 \times 128 \times 75$

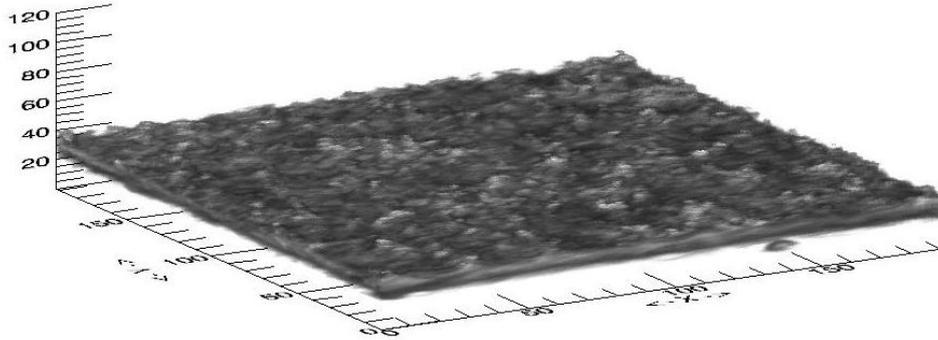


Abbildung 3.1: Beispiel für einen mit EULAG simulierten Stratocumulus. Die Wolkendecke weist eine mittlere geometrische Dicke von  $400\text{ m}$  auf. Das Simulationsgebiet hat eine Größe von  $6,4\text{ km} \times 6,4\text{ km}$ . Der Grauwert zeigt den Flüssigwassergehalt an.



Abbildung 3.2: Beispiel für ein mit EULAG simuliertes Cumulus-Feld. Der Bedeckungsgrad beträgt  $0,5$ . Die Wolken befinden sich zwischen  $700\text{ m}$  und  $1500\text{ m}$  Höhe. Das Simulationsgebiet hat eine Größe von  $6,4\text{ km} \times 6,4\text{ km}$ . Der Grauwert zeigt den Flüssigwassergehalt an.

Gitterpunkten und einer Länge von  $240\text{ min}$  mit einer zeitlichen Auflösung von  $1\text{ s}$ , also  $14400$  Zeitschritten,  $1,6 \cdot 10^6\text{ s} \approx 433\text{ h} \approx 18\text{ d}$ . Wird die Rechnung auf  $64$  Prozessoren verteilt, so verringert sich die Simulationsdauer auf knapp  $7\text{ h}$ .

EULAG ist für die Simulation verschiedener Wolkentypen geeignet, z. B. Cumulus (Stevens et al., 2001) oder Cirrus (Gierens und Spichtinger, 2005). Das Modell hat an verschiedenen Vergleichsstudien teilgenommen; so zum Beispiel bei Stevens et al. (2001), Siebesma et al. (2003) und Xu et al. (2002). Dabei stimmten die mit EULAG erzielten Modellergebnisse gut mit denen von anderen Modellen überein. Beispiele für mit EULAG simulierte Wolken sind in den Abbildungen 3.1 (Stratocumulus) und 3.2 (Cumulus) dargestellt.

## Grundgleichungen

Die anelastischen Gleichungen für trockene Luft können wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial p'_\rho}{\partial x_i} + g\delta_{i3} \frac{\theta'}{\theta_0} - \alpha(u_i - u_{e,i}) \quad , \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.1)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} = -\alpha\theta' - u \cdot \nabla\theta_e \quad , \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho_0 u_i}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.3)$$

Hierbei ist  $p'_\rho$  die Abweichung des Drucks vom ungestörten Umgebungsprofil, normiert mit der anelastischen Dichte  $\rho_0$ :  $p'_\rho = p'/\rho_0$ . Der ungestörte Umgebungszustand wird durch die Profile von potentieller Temperatur  $\theta_e$  und Geschwindigkeit  $(u_e, v_e, 0)$  beschrieben.  $\delta_{i3}$  ist das Kronecker-Symbol,  $g$  die Schwerkraft,  $\theta$  die potentielle Temperatur,  $\theta' = \theta - \theta_e$  die Abweichung der potentiellen Temperatur vom Umgebungsprofil und  $u_i$  die Windgeschwindigkeit. Die  $\alpha$ -Terme in der Bewegungs- und Entropiegleichung simulieren Wellenabsorptionsterme in der Nähe der Modellgrenzen. Eine Beschreibung der Numerik in EULAG und der Integration der anelastischen Gleichung kann in *Smolarkiewicz und Margolin (1998)* und *Smolarkiewicz und Margolin (1997)* nachgelesen werden.

### Mikrophysikalische Parametrisierung

Das Modell enthält drei Feuchtevariablen: die Mischungsverhältnisse von Wasserdampf  $q_v$ , von Wolkenkondensat  $q_c$  und von Niederschlagswasser  $q_r$ . Das Wolkenkondensat besteht, abhängig von der Temperatur, entweder aus Wolkenwasser oder aus Wolkeneis. Ebenso wird der Niederschlag in Abhängigkeit von der Temperatur als Regen oder Schnee angenommen. Da für diese Arbeit eine Modellversion mit ausschließlich Flüssigwasser benutzt wurde, wird im Folgenden nicht auf die Berücksichtigung von Wolkeneis bzw. Schnee eingegangen. Für die Parametrisierung wird angenommen, dass das Wolkenwasser der Luftbewegung folgt, d.h. dass keine Sedimentation stattfindet. Durch die Bildung von Wolkenwasser wird Übersättigung verhindert, bei Untersättigung verdunstet das Wolkenwasser instantan, d.h.  $q_v = q_{vs}$  ( $q_{vs}$ - Sättigungsmischungsverhältnis) für  $q_c > 0$  und  $q_c = 0$  für  $q_v < q_{vs}$ .

Die anelastischen thermodynamischen Gleichungen werden folgendermaßen formuliert:

$$\frac{\partial \rho_0 \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u} \theta) = \frac{L_v \theta_e}{c_p T_e} (S_{\text{CON}} + S_{\text{DEP}}) + D_\theta, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \rho_0 q_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u} q_v) = -S_{\text{CON}} - S_{\text{DEP}} + D_{q_v}, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \rho_0 q_c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u} q_c) = S_{\text{CON}} - S_{\text{ACC}} - S_{\text{AUT}} + D_{q_c}, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho_0 q_r}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 (u - V_T \mathbf{k}) q_r) = S_{\text{AUT}} + S_{\text{ACC}} + S_{\text{DEP}} + D_{q_r}. \quad (3.7)$$

Die Indizes 0 und e beziehen sich auf Profile des anelastischen Referenzzustandes und der Umgebung. Die Terme  $D_\theta$ ,  $D_{q_v}$ ,  $D_{q_c}$  und  $D_{q_r}$  symbolisieren Parametrisierungsterme der Turbulenz der Feinstruktur sowie Schwerewellenabsorber, die in der Nähe der Modellgrenzen eingesetzt werden.  $L_v$  bezeichnet die bei Kondensation freiwerdende latente Wärme,  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck,  $V_T$  die massengewichtete Sedimentationsgeschwindigkeit der Niederschlagspartikel und  $\mathbf{k}$  den Einheitsvektor in vertikale Richtung. Die Terme auf der rechten Seite der Gleichungen 3.4-3.7 beschreiben Autokonversion von Wolkentropfen in Regen ( $S_{\text{AUT}}$ ), Akkreszenz ( $S_{\text{ACC}}$ ) von Niederschlag durch Wolkenwasser, Kondensation ( $S_{\text{CON}}$ ) von Wasserdampf zu Wolkenwasser und Deposition ( $S_{\text{DEP}}$ ) von Wasserdampf auf Regentropfen. Diese Größen werden im Folgenden näher erläutert.

Um die Kondensationsrate zu berechnen, wird das Sättigungsmischungsverhältnis

$$q_{vs} = \frac{\varepsilon e_s}{p_e - e_s} \quad (3.8)$$

benötigt; hierbei gibt  $\varepsilon$  das Verhältnis der Molekulargewichte von Wasser und Luft,  $p_e$  den Umgebungsluftdruck und  $e_s$  den Sättigungsdampfdruck an. Der Sättigungsdampfdruck ist für Sättigung über Wasser gegeben durch

$$e_s(T) = e_{00} \cdot \exp \left[ \frac{L_v}{R_v} \left( \frac{1}{T_{00}} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (3.9)$$

mit den Konstanten  $e_{00} = 611 \text{ Pa}$ ,  $p_{00} = 10^5 \text{ Pa}$ ,  $T_{00} = 273,16 \text{ K}$  sowie der spezifischen Verdampfungswärme von Wasser  $L_v = 2,53 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ .  $R_v$  bezeichnet die spezifische Gaskonstante von Wasserdampf und  $T$  die Temperatur.

Die Wasserdampfmenge  $\Delta q_v = C_d \Delta t$  (mit Kondensationsrate  $C_d$ ), die bei Kondensation in Flüssigwasser umgewandelt wird, berechnet sich aus

$$\Delta q_v = (q_v - q_{vs}(\theta)) \cdot \left[ 1 + q_{vs}(\theta) \cdot \frac{L}{c_p \bar{T} \theta} \left( \frac{L}{R_v \bar{T} \theta} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (3.10)$$

Für die Niederschlagspartikel wird die Verteilung von *Marshall und Palmer* (1948) angenommen:

$$n(D) = N_0 e^{-\lambda D} \quad (3.11)$$

mit dem Durchmesser  $D$  und dem konstanten Parameter der Verteilung  $N_0$ . Die Steigung der Verteilung  $\lambda$  hängt vom Niederschlagsmischungsverhältnis ab. Die Masse der Niederschlagspartikel berechnet sich aus  $m = aD^b$ . Die Sedimentationsgeschwindigkeit wird zu  $v_t = cD^d$  angenommen. Nach *Kessler* (1969) gelten für Niederschlag in Form von Regen die Koeffizienten  $a = \rho_w \pi / 6$  (mit der Dichte von Wasser  $\rho_w = 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ ),  $b = 3$ ,  $c = 130$  und  $d = 0,5$ . Damit ergibt sich für die Steigung:

$$\lambda = \left( \frac{\pi \rho_w N_0}{\rho_0 q_r} \right)^{0,25}. \quad (3.12)$$

Die mittlere Größe der Partikel beträgt  $D_r = 1/\lambda_r$ , die mittlere Massenkonzentration  $\bar{n}_r = N_{0r}/\lambda_r$  und die mittlere Regentropfenmasse  $\bar{m}_r = \pi/6 \cdot \rho_w/\lambda_r^3$ .

Die Autokonversion ( $S_{\text{AUT}}$ ), die Bildung von Regentropfen durch Koagulation von Wolkentropfen untereinander, wird nach *Berry* (1968) durch:

$$S_{\text{AUT}} = 1,67 \cdot 10^{-5} \Psi^2 \left( 5 + \frac{0,036 N_d}{D_d \Psi} \right)^{-1} \quad (3.13)$$

parametrisiert. Dabei bezeichnet  $\Psi = 10^3 \rho_0 q_c$  die Dichte von Niederschlagswasser in  $\text{g/m}^3$ ,  $N_d$  die Wolkentropfenkonzentration in  $\text{cm}^{-3}$  und  $D_d = 0,146 - 5,964 \cdot 10^{-2} \ln \frac{N_d}{2000}$  (*Simpson und Wiggert*, 1969) die relative Dispersion der Wolkentropfen.

Die Akkreszenz, das Anwachsen der Regentropfen durch Koagulation mit Wolkentropfen, wird durch

$$S_{\text{ACC}} = \bar{n} \left( \frac{d\bar{m}}{dt} \right)_{\text{ACC}} \quad (3.14)$$

beschrieben. Dabei entspricht  $\bar{n} = N_0/\lambda$  der mittleren Konzentration der Niederschlags-  
teilchen und  $\bar{m} = \rho_0 q_p/n$  der mittleren Niederschlagspartikelmasse. Die Wachstumsrate ist  
durch

$$\left(\frac{d\bar{m}}{dt}\right)_{\text{ACC}} = \frac{4}{\pi} \bar{D}^2 V_t(\bar{D}) E \rho_0 q_c \quad (3.15)$$

gegeben. Hierbei ist  $\bar{D}$  der Durchmesser von Teilchen der mittleren Masse  $\bar{m}$  und  $E$  die  
Kollektionseffizienz, die für Regen den Wert 0,8 annimmt.

Die Deposition wird durch

$$S_{\text{DEP}} = \bar{n} \left(\frac{d\bar{m}}{dt}\right)_{\text{DEP}} \quad (3.16)$$

beschrieben, wobei die Wachstumsrate der Partikel nach

$$\left(\frac{d\bar{m}}{dt}\right)_{\text{DEP}} = \frac{4\pi\bar{D}}{\beta} (S-1) F G(T_e) \quad (3.17)$$

berechnet wird. Hierbei ist  $\beta$  ein dimensionsloser Faktor, der von der Teilchengometrie  
abhängt. Für Regentropfen gilt  $\beta = 2$ .  $S = q_v/q_{vs}$  gibt das Sättigungsverhältnis an und  $F$   
den Ventilationsfaktor. Für Regen lautet er:  $F = 0,78 + 0,27\sqrt{R_e}$  mit der Reynoldsschen  
Zahl  $R_e = Dv_t(D)/\nu$  und  $\nu = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  nach *Pruppacher und Klett* (1997). Die  
thermodynamische Funktion  $G(T_e)$  ist gegeben durch (*Pruppacher und Klett*, 1997)

$$G(T_e) = A \left( 2,2 \frac{\text{Pa}}{\text{K}} \cdot \frac{T_e}{e_s(T_e)} + \frac{2,2 \cdot 10^2 \text{K}}{T_e} \right)^{-1} \quad (3.18)$$

mit  $A = 10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

Nach *Grabowski und Smolarkiewicz* (2002) werden die Feuchtevariablen wie folgt in  
die anelastischen Gleichungen 3.1-3.2 eingebaut: in den Bewegungsgleichungen werden die  
Auftriebsterme ausgedrückt mit Hilfe der *density potential temperature* (*Emanuel*, 1994):

$$\theta_d = \theta + \theta_0 \left( \left( \frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q_v - q_c - q_r \right) . \quad (3.19)$$

$R_v$  bezeichnet die spezifische Gaskonstante von Wasserdampf und  $R_d$  die von trockener  
Luft. Zur Gleichung für die potentielle Temperatur  $\theta$  wird ein Antriebsterm  $F_\theta$  addiert. Die  
anelastischen Gleichungen lauten dann:

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial p'_\rho}{\partial x_i} + g\delta_{i3} \frac{\theta'_d}{\theta_0} - \alpha(u_i - u_{e,i}) , \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.20)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} = -\alpha\theta' - u \cdot \nabla\theta_e + F_\theta . \quad (3.21)$$

Die mikrophysikalische Parametrisierung wird ausführlich in *Grabowski* (1998) und *Gra-  
bowski und Smolarkiewicz* (1990) beschrieben.

## 3.2 Strahlungstransportmodelle

Zur Strahlungssimulation wurden in dieser Arbeit zwei verschiedene Strahlungstransportlöser benutzt, die in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt werden: das eindimensionale Modell DISORT (*Stamnes et al.*, 1988), das auf der Methode der diskreten Ordinaten beruht, und das dreidimensionale Monte-Carlo-Modell MYSTIC (*Mayer*, 1999, 2000). Beide Methoden werden als Teil der Strahlungstransportbibliothek libRadtran (*Mayer und Kylling*, 2005) betrieben.

Mit Hilfe dieser Strahlungstransportlöser wurde die Bestrahlungsstärke am Erdboden für den solaren Spektralbereich bestimmt. Für die Rechnungen wird das Spektrum nach der  $k$ -Verteilung von *Kato et al.* (1999) in Bänder unterteilt und dann über den betrachteten Wellenlängenbereich integriert. Die molekularen Bestandteile der Atmosphäre werden durch ein für mittlere Breiten im Sommer repräsentatives Standardprofil vorgegeben (*Anderson et al.*, 1986). Wolken werden durch Flüssigwassergehalt und Effektivradius repräsentiert und werden in dieser Arbeit entweder als dreidimensionale Verteilung oder näherungsweise als eindimensionales Profil angegeben.

### Eindimensionales Strahlungsmodell (DISORT)

DISORT (DIScrete Ordinate Radiative Transfer; *Stamnes et al.*, 1988) ermöglicht die schnelle planparallele Berechnung von Strahldichten und Bestrahlungsstärken. Die optischen Größen werden als eindimensionale Profile vorgegeben. Die Strahlungstransportgleichung (*Chandrasekhar*, 1950), die die Änderung der Strahldichte innerhalb eines Mediums beschreibt, wird in Polar- und Azimutwinkel diskretisiert und numerisch integriert. Die Fehler des Verfahrens sind üblicherweise kleiner als 1%. Eine genaue Beschreibung des Verfahrens findet sich bei *Thomas und Stamnes* (1999).

### Dreidimensionales Monte Carlo Modell (MYSTIC)

Beim Monte Carlo Modell MYSTIC (Monte Carlo code for the physically correct Tracing of photons In Cloudy atmospheres (*Mayer*, 1999, 2000)) handelt es sich um ein dreidimensionales Strahlungstransportmodell. Die Monte Carlo Methode verfolgt die einzelnen Photonen auf ihrem Weg vom Atmosphärenoberrand durch die Atmosphäre. Dabei werden einzelne Wechselwirkungsprozesse (Streuung, Absorption) zwischen den Photonen und Bestandteilen der Atmosphäre (Molekülen, Wolkentropfen, etc.) explizit simuliert. In einer durch Sonnenzenitwinkel und Sonnenazimutwinkel anfänglich vorgegebenen Richtung bewegt sich ein Photon von einem zufällig bestimmten Startpunkt am Oberrand aus durch die Atmosphäre. Die Schrittlänge bis zum Ort der ersten bzw. nächsten Streuung wird entsprechend der Streukoeffizienten entlang des Weges zufällig gewählt. Die Streufunktion des Bestandteils der Atmosphäre, an dem das Photon gestreut wird, gibt eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung vor. Gemäß dieser wird die Streurichtung zufällig gewählt. Nachdem das Photon einer Reihe solcher Ereignisse, die auch die Reflexion am Erdboden einschließen, absolviert hat, wird es in einem Empfängerpunkt oder auf einer Empfängerfläche gezählt. Entlang des Weges durch die Atmosphäre werden die Absorptionskoeffizienten integriert, die die Wichtung des Photons nach dem Lambert-Beer'schen-Gesetz bestimmen.

Damit steht ein exaktes Verfahren zur Berechnung von Bestrahlungsstärke und Strahldichte zur Verfügung, welches in einem umfangreichen Vergleich mit anderen Modellen validiert wurde (*Cahalan et al.*, 2005). Aufgrund der hohen Rechenzeit ist dieses Verfahren für

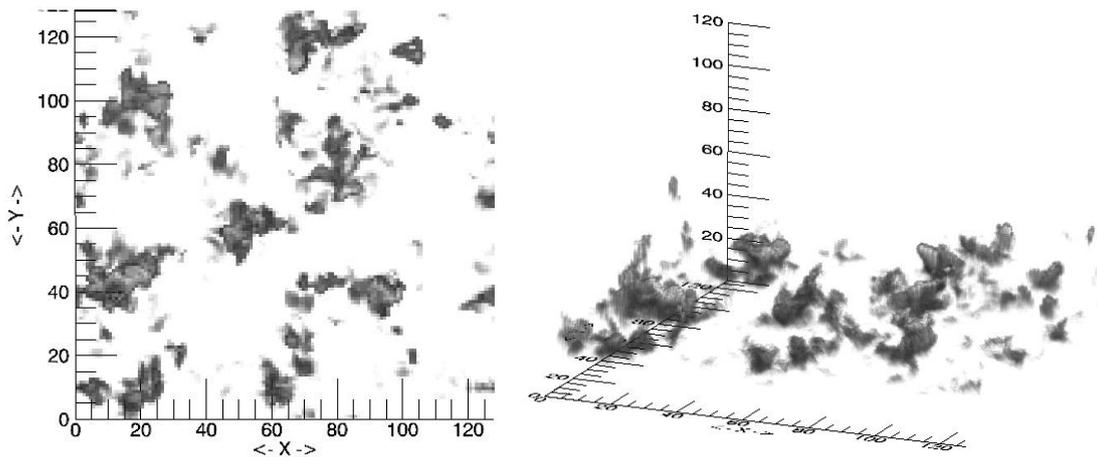


Abbildung 3.3: Wolken der Referenzsimulation der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" nach 194 min: Aufsicht (links) und Schrägansicht (rechts). Die Größe des Modellgebietes beträgt  $6,35 \text{ km} \times 6,35 \text{ km} \times 3,0 \text{ km}$ . Der Grauwert zeigt den Flüssigwassergehalt an.

die Implementierung in ein wolkenauflösendes Modell derzeit nicht praktikabel. MYSTIC wurde in dieser Arbeit als Referenz für die Entwicklung eines schnellen Näherungsverfahrens verwendet.

### 3.3 Solare und thermische Strahlung

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen des Einflusses der differentiellen Einstrahlung auf die Wolkenbildung und -entwicklung werden Bestrahlungsstärken am Boden berechnet. Dabei kommt es insbesondere auf eine richtige räumliche Verteilung der Bestrahlungsstärken an.

Die Energiezufuhr setzt sich zusammen aus transmittierter Solarstrahlung und von der Atmosphäre emittierter thermischer Strahlung. In diesem Abschnitt wird die Relevanz der beiden Beiträge abgeschätzt. Dazu wurden Bestrahlungsstärken am Boden im solaren und im thermischen Spektralbereich mit dem dreidimensionalen Monte Carlo Modell MYSTIC für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  berechnet. Das für diese Rechnungen verwendete Wolkenfeld wurde mit dem wolkenauflösenden Modell EULAG simuliert und ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Abbildung 3.4 zeigt die Bestrahlungsstärken am Boden unterhalb dieses Wolkenfeldes.

Bei durchbrochener Bewölkung variiert die Bestrahlungsstärke zwischen Regionen, die sich unterhalb der Wolken befinden, und solchen zwischen den Wolken. Im solaren Spektralbereich bildet sich schräg unterhalb der Wolke in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel ein Schatten aus, der niedrigere Bestrahlungsstärken aufweist als die Regionen mit direkter solarer Einstrahlung. Wolken führen durch ihre thermische Emission zu einer höheren Bestrahlungsstärke am Erdboden. Diese Erhöhung ist am stärksten direkt unterhalb der Wolke. Da die Wolken jedoch in alle Richtungen emittieren, ist ein gleichmäßiger Übergang der Bestrahlungsstärke von den bewölkten zu den unbewölkten Bereichen zu beobachten. Dagegen sind bei der solaren Strahlung die Grenzen zwischen sonnenbeschienenen und abgeschatteten Regionen stärker ausgeprägt, da die Direktstrahlung den Großteil zur Bestrahlungsstärke im solaren Spektralbereich beiträgt. Die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten

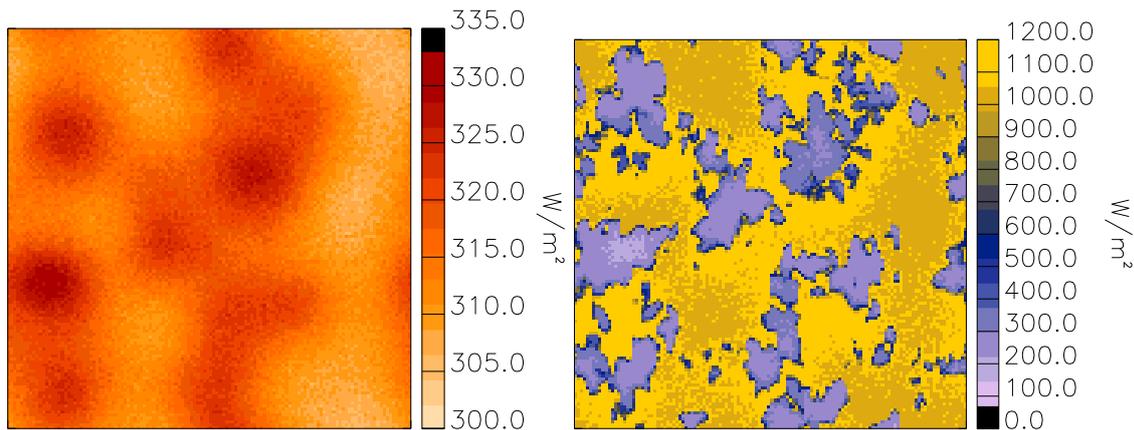


Abbildung 3.4: Bestrahlungsstärke am Boden für das Wolkenfeld aus Abbildung 3.3: Integration über den thermischen Spektralbereich (links) und über den solaren Spektralbereich (rechts); die Sonne steht im Süden (im Bild unten) bei einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ .

Wert der Bestrahlungsstärke des gezeigten Falls liegt im thermischen Spektralbereich bei  $30 \text{ W/m}^2$  und im solaren bei  $1000 \text{ W/m}^2$ . Die Variationen im thermischen Spektralbereich betragen also nur 3% derer im solaren. Sie tragen in dem hier untersuchten Fall durchbrochener Bewölkung nur sehr gering zur Variabilität der Bestrahlungsstärke am Boden bei. Daher sind die Untersuchungen im Folgenden auf den solaren Spektralbereich beschränkt.

### 3.4 Tilted independent column approximation (TICA)

Aufgrund des hohen Zeitaufwands eignen sich dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen bisher nur für Fallstudien, nicht aber zum operationellen Einsatz in wolkenauflösenden Modellen. Daher wurde ein schnelles Näherungsverfahren entwickelt, welches die Bestrahlungsstärke am Boden mit hoher Genauigkeit berechnet. Für diese Arbeit ist insbesondere eine korrekte räumliche Verteilung sowie Amplitude der Bestrahlungsstärke wichtig.

Ein häufig verwendetes Verfahren ist die Näherung unabhängiger Säulen (ICA, *independent column approximation*); insbesondere in der Fernerkundung wird sie auch als IPA (*independent pixel approximation*) bezeichnet (Cahalan *et al.*, 1994a). Hierbei wird die Atmosphäre in einzelne Säulen zerlegt, für die dann jeweils die Strahlungstransportgleichung eindimensional gelöst wird. Die ICA liefert oft sinnvolle Ergebnisse für Mittelwerte, aber nicht für die Berechnung von horizontalen Verteilungen. Hierbei führt die Vernachlässigung der Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Säulen zu einem Fehler. Das Verfahren ist schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt. Entgegen der Realität befindet sich der Wolken Schatten bei der ICA unabhängig vom Sonnenstand immer direkt unterhalb der Wolke. Neben der räumlichen Verschiebung haben die Wolken Schatten auch falsche Ausmaße. Betrachtet man ein Wolkenfeld mit durchbrochener Bewölkung, so vergrößert sich die Fläche des Schattes am Boden mit zunehmendem Sonnenzenitwinkel. Bestünde ein Wolkenfeld zum Beispiel aus Würfeln, deren Abstand gleich ihrer Seitenlängen ist, so wäre bei Zenitwinkeln größer als  $45^\circ$  der gesamte Erdboden abgeschattet, während bei der Näherung der *independent column approximation* die Hälfte des betrachteten Gebietes sonnenbeschienen wäre. Diese Situation ist in Abbildung 3.6 oben dargestellt. Die mittlere Bestrahlungsstärke am Boden unterhalb eines Schachbrettwolkenfeldes als Funktion des Sonnenzenitwinkels ist in

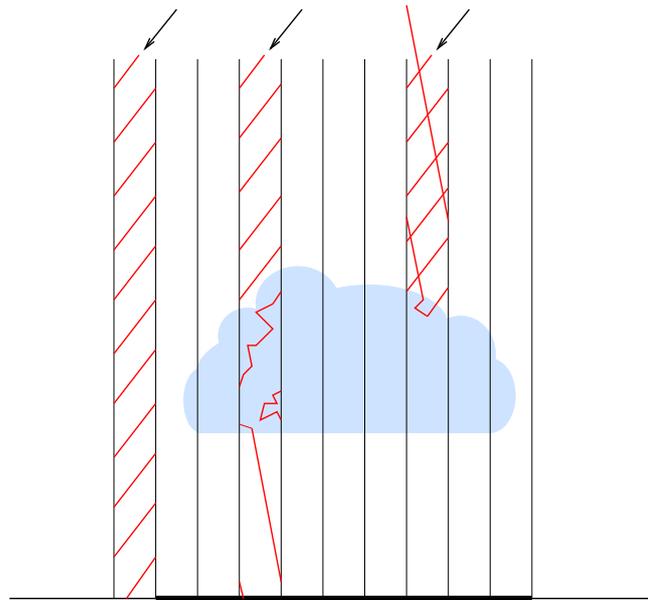


Abbildung 3.5: Independent column approximation: dargestellt sind mögliche Photonenwege (mit periodischen Randbedingungen innerhalb der einzelnen Säulen).

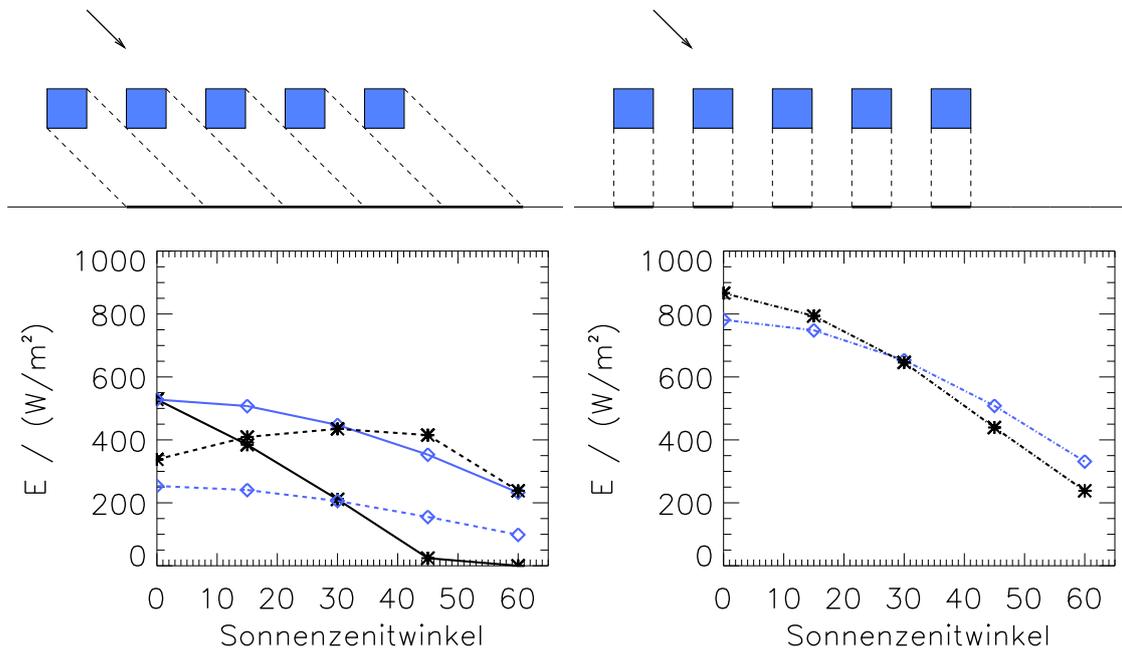


Abbildung 3.6: Oben: Schematische Darstellung des Wolkenschattens eines Schachbrettwolkenfeldes mit einem Sonnenzenitwinkel von  $45^\circ$ ; links: dreidimensionale Rechnungen, rechts: independent column approximation. Unten: mittlere Bestrahlungsstärke am Boden unter dem Schachbrettwolkenfeld als Funktion des Sonnenzenitwinkels, berechnet mit einem dreidimensionalen Strahlungstransportmodell (Sternsymbole) und der independent column approximation (Rauten); links: Direkt- (durchgezogene Linien) und Diffusstrahlung (gestrichelte Linien), rechts: globale Bestrahlungsstärke.

Abbildung 3.6 unten gegeben. Die linke Abbildung zeigt die Unterschiede zwischen einer dreidimensionalen Berechnung und der *independent column approximation* der Direkt- und Diffusstrahlung. In den Ergebnissen der dreidimensionalen Berechnung ist deutlich sichtbar, dass bei Sonnenzenitwinkeln größer als  $45^\circ$  keine Direktstrahlung mehr den Boden erreicht, während die Werte der Direktstrahlung der *independent column approximation*-Rechnungen mit zunehmendem Winkel nur langsam abnehmen. Da der Anteil der Strahlung, der den Boden direkt erreicht, bei der ICA zu groß ist, weist die Diffusstrahlung zu kleine Werte auf. In Abbildung 3.6 unten rechts ist die Globalstrahlung dargestellt. Hier zeigt sich, dass sich im Gebietsmittel die Effekte bei einem Zenitwinkel von  $30^\circ$  aufheben. Natürlich gibt es auch bei diesem Sonnenstand lokal große Fehler. Da für die Untersuchung des Einflusses differentieller Einstrahlung auf die Wolkenbildung und -entwicklung insbesondere eine korrekte Ermittlung der räumlichen Verteilung wie auch der Amplitude der Einstrahlung am Boden wichtig ist, eignet sich dieses Verfahren für die vorliegende Arbeit nicht. Das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren basiert auf der Näherung schräger unabhängiger Säulen, *tilted independent column approximation* (TICA). Dabei werden die einzelnen Säulen entsprechend dem Zenitwinkel in Richtung der Sonne ausgerichtet, wodurch eine richtige räumliche Verteilung der Wolkenschatten gewährleistet wird.

Im folgenden Abschnitt wird das TICA-Verfahren ausführlich beschrieben. Zunächst wird die Methodik der *tilted independent column approximation* erklärt. Es folgt eine ausführliche Diskussion zur Optimierung der Genauigkeit des Verfahrens durch Sensitivitätsstudien und der Geschwindigkeit des Verfahrens durch Parallelisierung. Validiert wurde das Verfahren durch Vergleich mit dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen für unterschiedliche Wolkentypen und verschiedene Sonnenzenitwinkel.

### 3.4.1 Methode

Die *tilted independent column approximation* beruht auf der Betrachtung einzelner Säulen, die in Richtung der Sonne ausgerichtet sind. Für jede dieser Säulen wird unabhängig voneinander die Strahlung berechnet. Die Methode, die in Abbildung 3.7 unten schematisch dargestellt ist, wurde von *Várnai und Davies* (1999) erstmals vorgestellt und für die Untersuchung des Einflusses von Wolkenheterogenität auf solare Strahlung mittels der Berechnung von Reflektivitäten benutzt. In dieser Arbeit findet die TICA erstmals Anwendung zur Berechnung von Bestrahlungsstärken am Boden und wurde in ein wolkenauflösendes Modell implementiert (siehe Abschnitt 3.5). Des Weiteren wurde das TICA-Verfahren durch die Erhöhung der Genauigkeit sowie der Geschwindigkeit optimiert (siehe Abschnitte 3.4.2 und 3.4.3).

Zur Strahlungsrechnung mit der TICA muss für jedes Bodenelement in einer in Richtung der Sonne ausgerichteten Säule ein eindimensionales Profil optischer Eigenschaften vorgegeben werden. Dieses eindimensionale Profil wird bestimmt aus den Eigenschaften entlang des Strahles, der vom Mittelpunkt des Bodenelements Richtung Sonne verläuft. Dies ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Auf der linken Seite ist eine Wolke, gegeben durch ihre Flüssigwasserverteilung, skizziert und auf der rechten Seite das Flüssigwasserprofil entlang des links eingezeichneten Strahls.

Für die praktische Umsetzung sind zwei verschiedene Realisierungen denkbar. Betrachtet man verschiedene Wolkentypen bzw. Wolkengeometrien so stellt sich die Frage, mit welchem Einfallswinkel der Sonnenstrahlung die planparallelen Rechnungen für die einzelnen Säulen durchzuführen sind: mit einem Einfallswinkel senkrecht zur Wolkenoberseite (im Folgenden mit TICA\* bezeichnet) oder mit einem Einfallswinkel entsprechend dem Son-

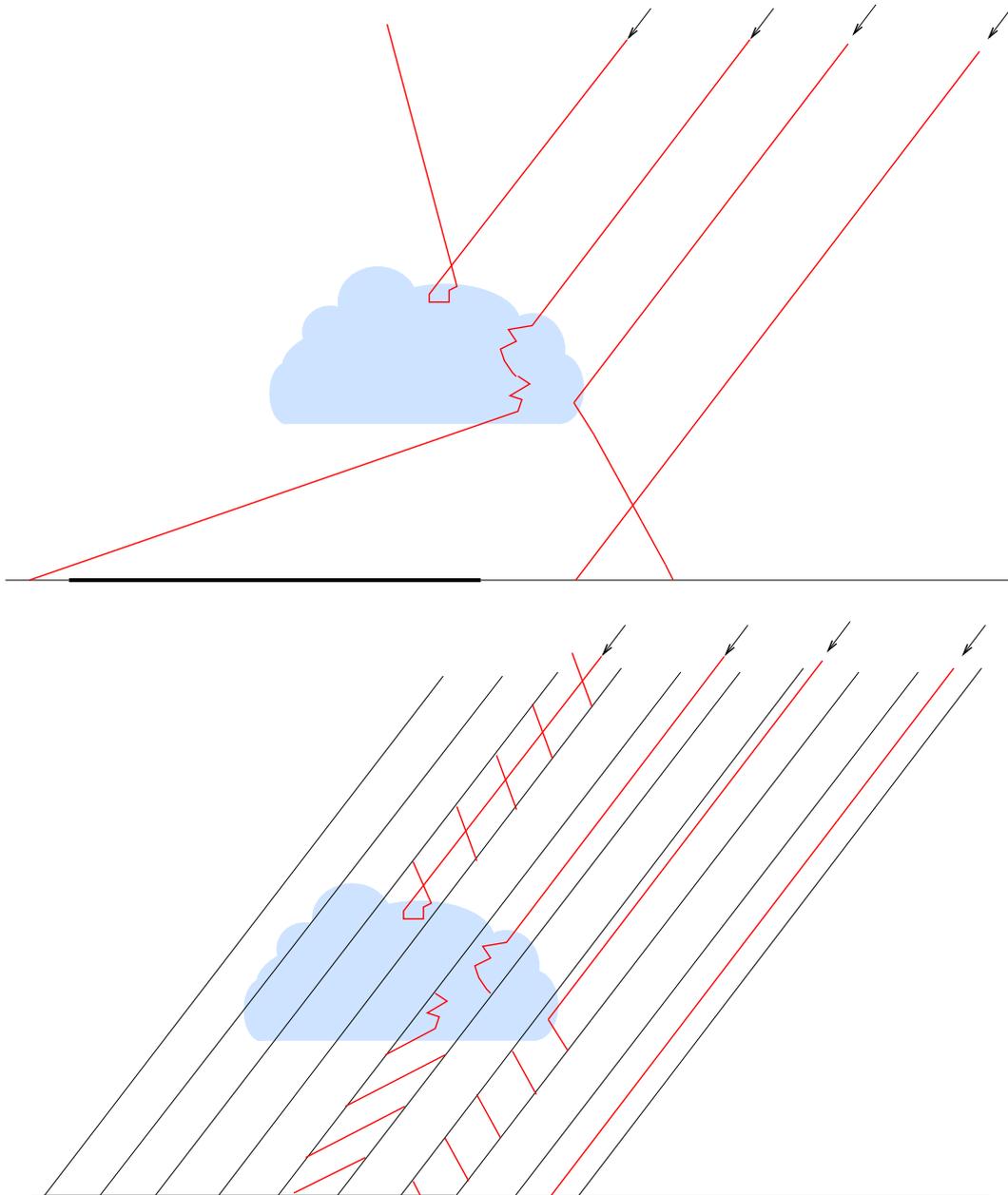


Abbildung 3.7: Dreidimensionale Betrachtung (oben) und *tilted independent column approximation* (unten); dargestellt sind mögliche Photonenwege (mit periodischen Randbedingungen innerhalb der einzelnen Säulen).

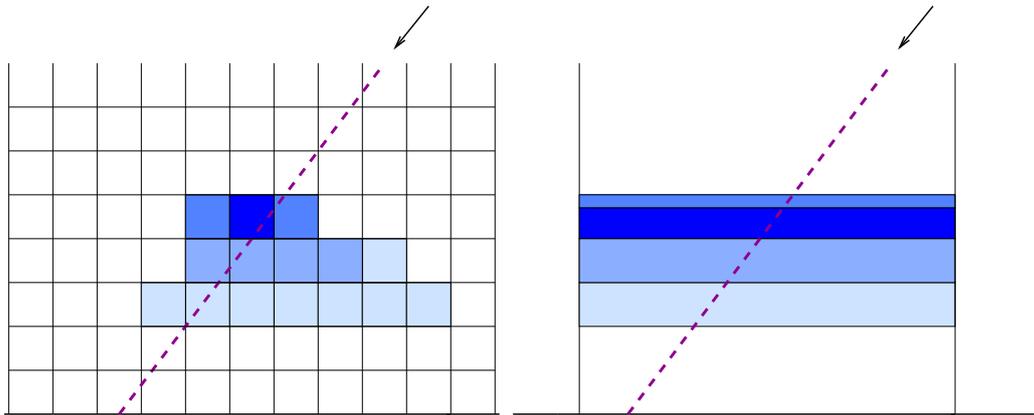


Abbildung 3.8: Berechnung des eindimensionalen Profils der optischen Eigenschaften einer schrägen Säule. Der Farbwert symbolisiert das Profil der optischen Eigenschaften (z. B. Flüssigwassergehalt oder Extinktionskoeffizient).

nenzenitwinkel  $\theta_s$  (im Folgenden mit TICA bezeichnet), siehe Abbildung 3.9. Bei *Várnai und Davies* (1999) werden diese beiden möglichen Versionen nicht diskutiert. Bei stratiformer Bewölkung trifft die Strahlung entsprechend dem Sonnenzenitwinkel auf die Wolken, während bei Cumulus-Bewölkung auf der sonnenzugewandten Seite der Einfallswinkel auf die Wolkenoberfläche nahezu senkrecht ist. Benutzt man einen senkrechten Einfallswinkel (TICA\*), so muss darauf geachtet werden, dass der Weg durch die Atmosphäre gleich dem Weg ist, den die Strahlung bei schrägem Einfall in die Atmosphäre hätte. Ausserdem müssen die Länge des Weges durch die Atmosphäre oberhalb und unterhalb der Wolke, wie auch die Länge des Weges durch die Wolke mit entsprechend gleichen optischen Dicken in beiden Varianten gleich sein. Eine Darstellung der beiden Varianten ist in Abbildung 3.9 gegeben. Hingegen der Abbildung von TICA\* (links) müßte der Erdboden eigentlich schräg verlaufen. Dies spielt jedoch keine Rolle, wenn die Bodenalbedo nicht zu groß ist.

Um diese beiden TICA-Varianten vergleichen zu können, wurde die integrierte solare Bestrahlungsstärke bei einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  berechnet. Die Ergebnisse für die Direkt- und Diffusstrahlung sind in Abbildung 3.10 als Funktion der optischen Dicke der Wolke dargestellt. Die Direktstrahlung ist wie erwartet für beide Varianten gleich groß, da die Strahlung den gleichen direkten Weg von der Sonne durch die Atmosphäre und die Wolken-schicht bis zum Erdboden zurücklegt. Die Diffusstrahlung ist bei kleinen optischen Dicken bei TICA\* (senkrechter Einfall der Strahlung auf die Wolkenoberfläche) größer, für große optische Dicken bei TICA. Hierfür sind folgende Effekte verantwortlich: Finden bei kleinen optischen Dicken nur wenige Streuprozesse innerhalb der Wolke statt, so erreichen bei TICA\* mehr Photonen den Erdboden, da bei TICA trotz Vorwärtsstreuung einige Photonen die Wolke nach oben verlassen. Nach etwa sieben Streuprozessen, die die Photonen durchschnittlich in einer Wolke der optischen Dicke von sieben durchlaufen, ist die Strahlung diffus. Dies lässt sich aus der von *King* (1987) eingeführten skalierten optischen Dicke  $\tau^* = \tau \cdot (1 - g_A)$  (mit dem Asymmetrieparameter  $g_A$ ) herleiten. Ist bei einem Asymmetrieparameter von 0 die Strahlung nach nur einem Streuprozess isotrop, so werden bei einem Asymmetrieparameter der Wolken von 0,85 (*Hu und Stamnes*, 1993) rund sieben Streuprozesse benötigt. Bei optischen Dicken größer als sieben erreicht bei TICA mehr Strahlung den Erdboden. Dies liegt daran, dass der Weg aus der Wolke heraus bis zum Erdboden bei TICA kürzer ist und die isotrope Strahlung keine vom Eintreffwinkel abhängige Vorzugsrichtung

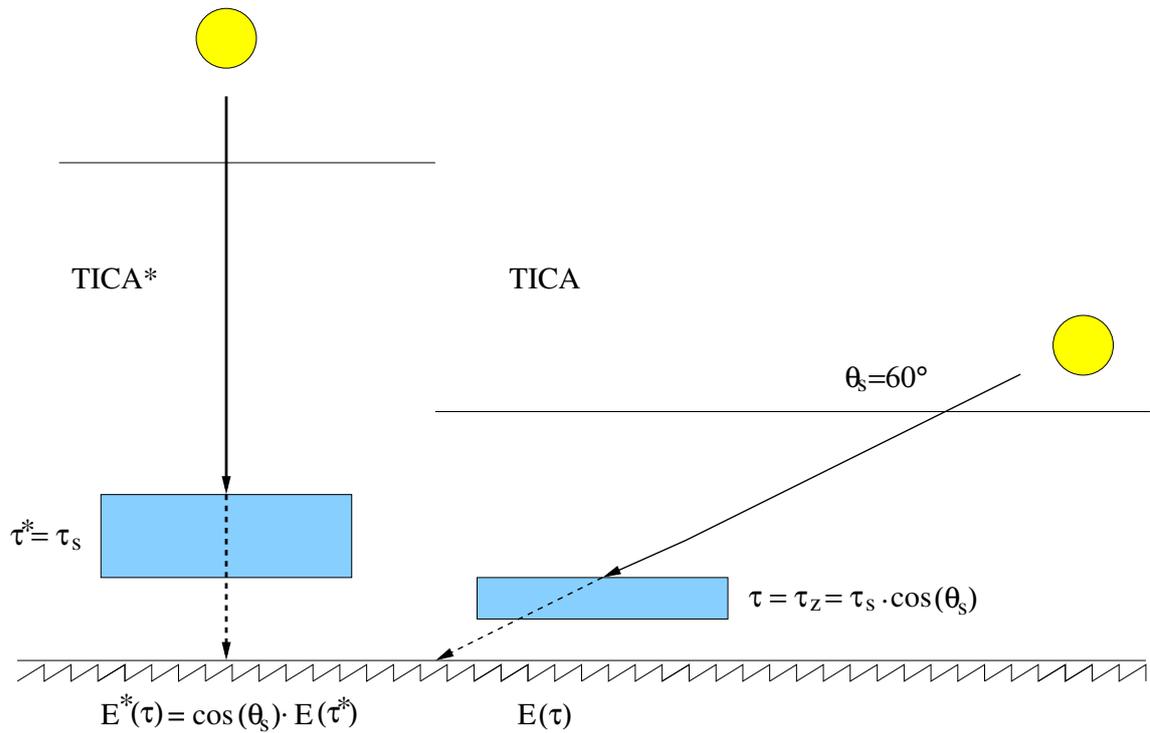


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der zwei *tilted independent column approximation* Varianten TICA\* (links) und TICA (rechts).

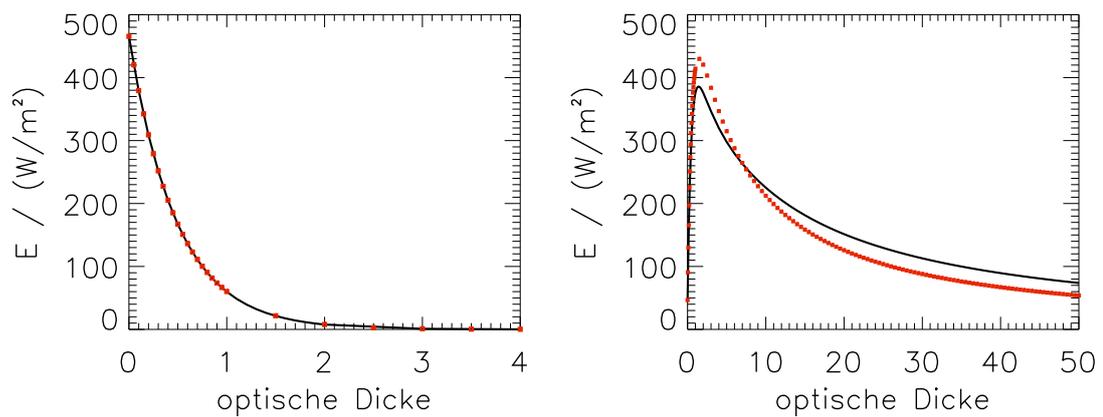


Abbildung 3.10: Direktstrahlung (links) und Diffusstrahlung (rechts) für die zwei Varianten TICA (durchgezogene Linie) und TICA\* (gepunktet) mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$ .

mehr besitzt.

Um die Unsicherheiten der beiden Varianten zu quantifizieren, wurden Rechnungen für verschiedene Wolkentypen durchgeführt und sowohl die Ergebnisse der zwei TICA-Varianten untereinander als auch mit dreidimensionalen Rechnungen verglichen. Der Unterschied zwischen den beiden Varianten liegt bei dem betrachteten Cumulus-Feld (siehe Abbildung 3.11) bei einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  bei 0,3% und bei einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  bei etwa 2%. Bei dem untersuchten Stratocumulus (mit einer mittleren optischen Dicke von 23 siehe Abbildung 3.1) liegen die Unterschiede bei einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  bei 3%. Bei flachem Sonnenstand (Zenitwinkel  $60^\circ$ ) sind sie, wie erwartet, deutlich größer und liegen bei 20%. Hierbei liegen die Ergebnisse für TICA (flacher Einfallswinkel) dichter an denen von dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen. Aufgrund der erzielten Ergebnisse dieses Vergleiches wurde die Variante TICA gewählt.

### 3.4.2 Optimierung des Verfahrens

Das TICA-Verfahren wurde in zweierlei Hinsicht optimiert. Die näherungsweise Berücksichtigung des horizontalen Photonentransportes zwischen einzelnen Säulen führte zu einer Erhöhung der Genauigkeit. Die Verwendung von vorberechneten Tabellen im Gegensatz zu expliziten Rechnungen im wolkenauflösenden Modell führte zu einer Reduzierung des Rechenaufwands.

#### Näherung des horizontalen Photonentransportes

Die TICA erlaubt die Wanderung von Photonen nur in den einzelnen Säulen. Im Gegensatz zu den in der TICA idealisierten Photonenwegen "verlassen" die Photonen in der Realität die schrägen Einzelsäulen, wie in Abbildung 3.7 oben gezeigt wird. So verbleibt z. B. die Diffusstrahlung nicht innerhalb bewölkter Säulen, sondern wird aus der Säule heraus in wolkenlose Gebiete gestreut. Durch diese Streuung aus den Wolken in Richtung wolkenloser Gebiete kommt es in der Realität zur Strahlungsüberhöhung zwischen den Wolken im Vergleich zum wolkenlosen Fall. Hierbei gelangt in den wolkenlosen Gebieten nicht nur die Direktstrahlung sowie ein geringer Betrag diffuser Strahlung, die in der wolkenlosen Atmosphäre nur einen kleinen Bruchteil der Globalstrahlung ausmacht, den Erdboden. Im Gegensatz zum wolkenlosen Fall erreicht im Fall durchbrochener Bewölkung auch in den Wolken gestreute Strahlung den Erdboden zwischen den Wolken. Dadurch erreicht in den wolkenlosen Gebieten unterhalb eines teilweise bewölkten Himmels mehr Strahlung den Erdboden. Insgesamt ist das Gebietsmittel der Einstrahlung des bewölkten Falles aufgrund von Reflexion und Absorption und der dadurch verursachten Schatten unterhalb der Wolken geringer als im wolkenlosen Fall. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Links in der Abbildung ist die Reflektivität eines Cu-Wolkenfeldes abgebildet. Deutlich sichtbar sind die reflektierenden hellen Wolken und die dunklen Wolkenschatten am Boden neben den Wolken. Der rechte Teil der Abbildung zeigt die Bestrahlungsstärke am Boden (durchgezogene Linie). Zusätzlich eingezeichnet ist der Mittelwert des gesamten Gebietes (gepunktet) und der Wert des wolkenlosen Falls. Deutlich ist die Strahlungsüberhöhung zwischen den Wolken sowie die Reduktion des Gebietsmittelwertes zu erkennen.

Die Vernachlässigung des horizontalen Photonentransportes hat Einfluss auf die Genauigkeit der mit TICA berechneten Diffusstrahlung. Um den horizontalen Photonentransport zu berücksichtigen, kann das berechnete Feld der diffusen Bestrahlungsstärke geglättet werden.

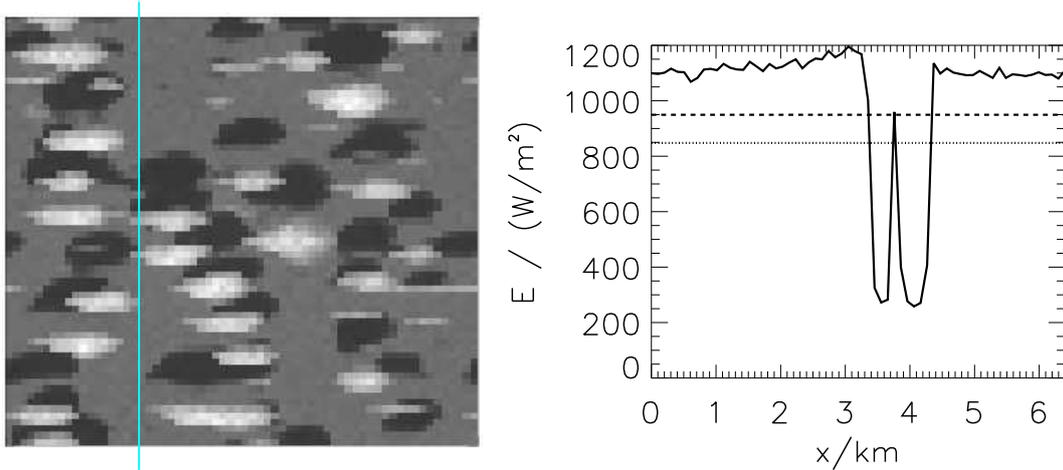


Abbildung 3.11: Links: Reflektivität eines numerisch simulierten Cu-Wolkenfeldes. Die Sonne steht im Süden bei einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ ; Rechts: dreidimensional berechnete Bestrahlungsstärke am Boden entlang der Linie in der linken Abbildung (durchgezogene Linie); die gestrichelte Linie gibt den Wert des wolkenlosen Falls an, die gepunktete Linie den Mittelwert mit Wolken.

Dies bedeutet, dass die Diffusstrahlung nicht nur zur Bestrahlungsstärke in der betrachteten Einzelsäule beiträgt sondern auch zu der in den umliegenden Säulen. Der Test verschiedener Glättungsfunktionen ergab, dass die Bildung des Mittelwertes über das betrachtete Gebiet die beste Näherung ist im Vergleich zur dreidimensionalen Strahlungstransportrechnung. Diese Methode wird in Abschnitt 3.4.4 validiert.

### Optimierung der Rechengeschwindigkeit

Zur Reduzierung der Rechenzeit wird nicht operationell die Strahlung für jede Säule im Modell berechnet sondern eine vorberechnete Tabelle verwendet. In dieser Tabelle ist jeweils für einen Sonnenzenitwinkel die Bestrahlungsstärke als Funktion der optischen Dicke angegeben. Dies setzt voraus, dass für die Bestrahlungsstärke am Erdboden im Wesentlichen die optische Dicke der Wolken relevant ist, nicht aber die Vertikalverteilung der optischen Eigenschaften, was im Folgenden untersucht wird. Zur Anwendung dieser Methode muss im Modell die schräge optische Dicke, die optische Dicke entlang eines Strahls Richtung Sonne, berechnet werden. Zur Berechnung der optischen Eigenschaften wird die Parametrisierung von *Hu und Stamnes (1993)* gewählt. Diese liefert den Extinktionskoeffizienten als Funktion des Flüssigwassergehaltes und des Effektivradius:

$$\beta_{\text{ext}} = w_L \cdot (a \cdot r_{\text{eff}}^b + c) . \quad (3.22)$$

Für  $r_{\text{eff}} < 12,5 \mu\text{m}$  gilt  $a = 1,75 \cdot 10^3$ ,  $b = -1,07$  und  $c = 5,95$ ; für  $12,5 \mu\text{m} < r_{\text{eff}} < 30,0 \mu\text{m}$  gilt  $a = 1,67 \cdot 10^3$ ,  $b = -1,03$  und  $c = 8,973$  und für  $30,0 \mu\text{m} < r_{\text{eff}}$   $a = 9,63 \cdot 10^2$ ,  $b = -8,12 \cdot 10^{-1}$  und  $c = 9,98$ . Der Effektivradius  $r_{\text{eff}}$  berechnet sich nach *Martin et al. (1994)* aus:

$$r_{\text{eff}} = 1,0 \cdot 10^6 \cdot \left( \frac{3}{4 \cdot \pi \cdot k_M} \right)^{1/3} \cdot \left( \frac{w_L}{\rho \cdot N} \right)^{1/3} , \quad (3.23)$$

mit der Dichte  $\rho$ , der Wolkentropfenkonzentration  $N$ , die im Modell als konstant angenommen wird und der Konstante  $k_M$ , für die nach *Martin et al. (1994)*  $k_M = 0,67$  in kontinenta-

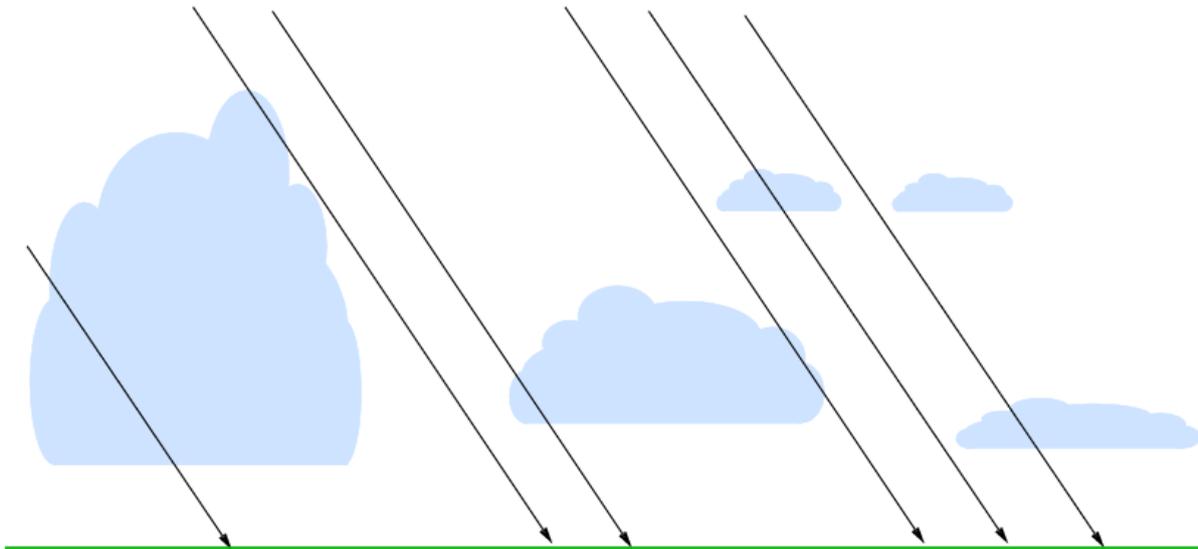


Abbildung 3.12: Mögliche Wolkensituationen, die die gleichen schräg integrierten optischen Dicken haben können.

len Luftmassen und  $k_M = 0,8$  in maritimen Luftmassen gilt. Hier wird mit einem Wert von  $k_M = 0,735$  gerechnet. Für jedes Bodenelement im Modell wird die optische Dicke entlang eines Strahles in Richtung Sonne berechnet. Diese ergibt sich aus dem Extinktionskoeffizienten und der Länge des Weges, den der Strahl durch die bewölkten Gitterboxen zurücklegt (Abbildung 3.8). Anschließend werden die in der Tabelle gegebenen Bestrahlungsstärken entsprechend der berechneten optischen Dicke interpoliert.

Für die Berechnung der in EULAG verwendeten Tabellen müssen repräsentative Anfangsbedingungen und Modellparameter gewählt werden. Hierfür wurden eindimensionale Strahlungstransportrechnungen mit DISORT (siehe Abschnitt 3.2) durchgeführt, wobei über den solaren Spektralbereich integriert wurde. Für den Boden wurde die spektrale Albedo von Gras gewählt (nach *Bowker et al.*, 1985) und für die Atmosphäre das für mittlere Breiten im Sommer repräsentative Standardprofil nach *Anderson et al.* (1986).

Auch für die Wolken sollen repräsentative Profile vorgegeben werden. In Abbildung 3.12 sind mögliche Wolkensituationen dargestellt, für die sich bei Integration entlang eines Strahles von der Sonne zum Erdboden die gleichen optischen Dicken ergeben können. So kann zum Beispiel entlang eines kurzen Weges am Oberrand der Wolke, wo sie mehr Flüssigwasser enthält, die gleiche optische Dicke vorliegen wie entlang eines längeren Weges im unteren dünneren Teil der Wolke. Ebenso können in zwei Wolken, die zwar das gleiche Vertikalprofil aufweisen, sich aber in unterschiedlichen Höhen befinden, die gleichen optischen Dicken auftreten. Im Folgenden werden Untersuchungen des Einflusses des eindimensionalen Wolkenprofils auf die Bestrahlungsstärke am Boden gezeigt. Hierfür wurden vier verschiedene Sensitivitätsstudien durchgeführt. Dazu wurden für zwei optische Dicken  $\tau = 2$  und  $\tau = 20$  jeweils verschiedene Wolkenprofile vorgegeben. Die Abbildungen 3.13-3.16 zeigen schematische Darstellungen der vier Sensitivitätsstudien. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 gegeben.

Im Fall 1 (Abbildung 3.13) wurde die Höhe der Unterkante der Wolke, unter Beibehaltung des vertikalen Profils der optischen Eigenschaften, zwischen  $200\text{m}$  und  $7000\text{m}$  variiert. Je höher sich die Wolke über dem Erdboden befindet, desto geringer ist die Einstrahlung am

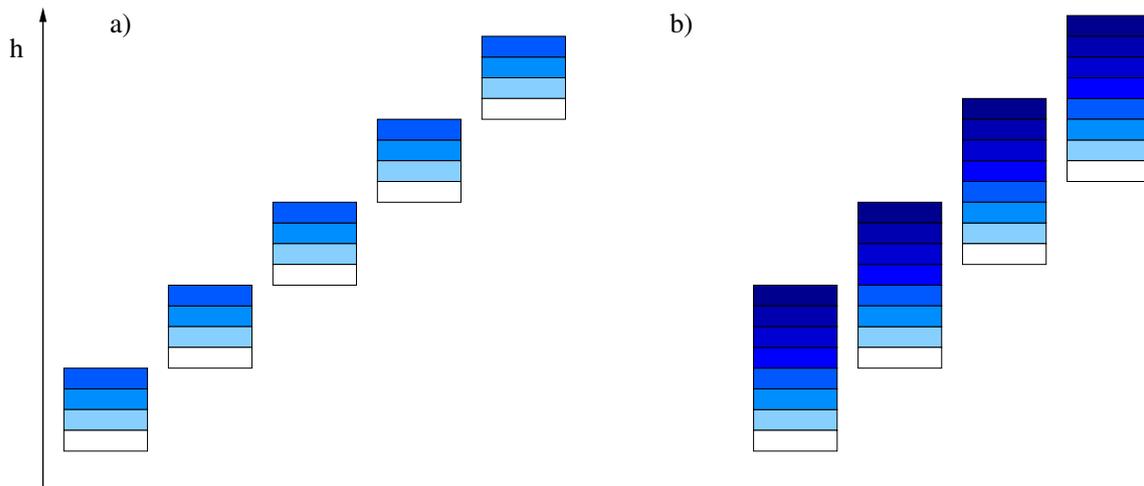


Abbildung 3.13: Sensitivitätsstudie 1: Variation der Höhe einer Wolke, mit gleichem vertikalem Profil der optischen Eigenschaften (Farbwert), mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b).

Boden, mit Abweichungen bis 1,5% bzw.  $11 \text{ W/m}^2$  für  $\tau = 2$  und bis 3,5% bzw.  $14 \text{ W/m}^2$  für  $\tau = 20$ . Dies lässt sich in folgender Weise erklären: wird einfallende Strahlung am Boden und der Wolkenunterkante mehrfach reflektiert, so ist der zurückgelegte Weg bei höheren Wolken länger und es kann auf diesem Weg mehr Absorption stattfinden. Dies führt zu einer niedrigeren Einstrahlung bei hohen Wolken.

Im Fall 2 (Abbildung 3.14) wurde die Höhe der Wolkenunterkante konstant gelassen und die geometrische Dicke zwischen  $200 \text{ m}$  und  $5000 \text{ m}$  variiert, bei gleicher optischer Dicke und vertikal konstantem Extinktionskoeffizienten. Bei geometrisch dickeren Wolken ist die Bestrahlungsstärke am Boden geringer: 1% bzw.  $10 \text{ W/m}^2$  bei einer optischen Dicke von  $\tau = 2$  und 5% bzw.  $22 \text{ W/m}^2$  bei  $\tau = 20$ . In der Wolke verlängert sich der Weg eines Photons durch Streuprozesse. Auf diesem Weg, der in der geometrisch dicken Wolke am längsten ist, kann dann mehr Absorption stattfinden.

Bei dem in Abbildung 3.15 dargestellten Fall 3 wurde das Vertikalprofil innerhalb der Wolke bei konstanter Wolkenhöhe und -dicke variiert. Die Wolke, deren Flüssigwassergehalt nach oben hin zu nimmt, wurde dabei in ein bis zehn Schichten eingeteilt. Für die verschiedenen Wolken ergaben sich Unterschiede in der Einstrahlung unter 0,1% bzw. unter  $1 \text{ W/m}^2$ . Der Einfluss der vertikalen Verteilung des Flüssigwassers innerhalb einer Wolke ist also in diesen eindimensionalen Rechnungen sehr gering.

Der vierte Fall der Sensitivitätsstudie, eine Kombination aus den Fällen eins und zwei, ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Dabei wurden die Rechnungen mit einer tiefen, geometrisch dicken Wolke mit denen einer hohen, geometrisch dünnen Wolke verglichen. Hierbei heben sich die geschilderten Effekte aus Fall 1 (je höher die Wolke desto weniger Einstrahlung) und Fall 2 (je dicker die Wolke, desto weniger Einstrahlung) auf und es ergeben sich nur geringe Unterschiede. Für  $\tau = 20$  ist die Einstrahlung unter der hohen Wolke um 0,5% bzw.  $2 \text{ W/m}^2$  höher und für  $\tau = 2$  um 0,6% bzw.  $6 \text{ W/m}^2$  geringer als unter der tiefen Wolke.

Die Sensitivitätsstudien zeigen, dass der Einfluss des Wolkenprofils auf die Bestrahlungsstärke am Boden gering ist und daher für die Implementierung von differentieller Einstrahlung am Boden in EULAG eine vorberechnete Tabelle benutzt werden kann. Der Berechnung dieser Tabelle wurden eine Wolkenunterkante in  $1000 \text{ m}$  Höhe, eine geometrische Wolken-

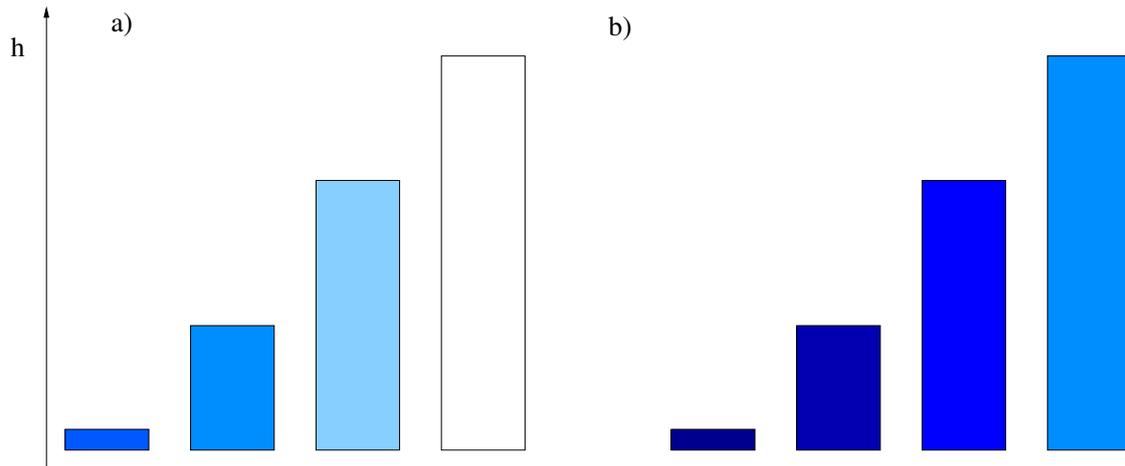


Abbildung 3.14: Sensitivitätsstudie 2: Variation der geometrischen Dicke einer Wolke mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b). Der Farbwert symbolisiert die optischen Eigenschaften.

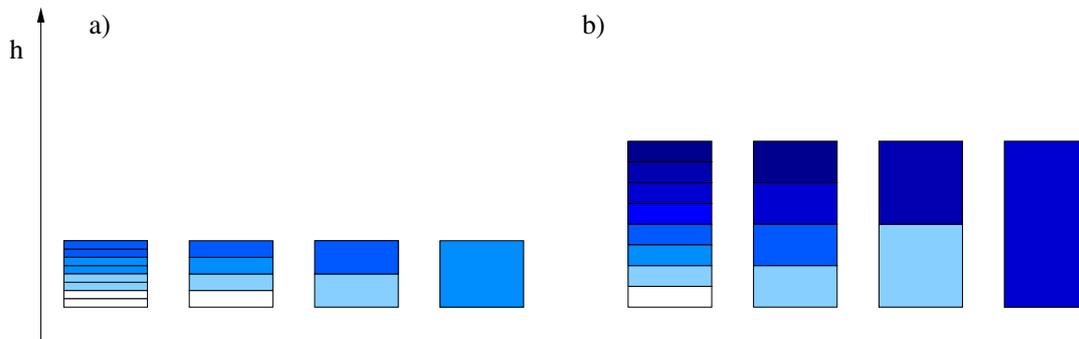


Abbildung 3.15: Sensitivitätsstudie 3: Variation des Vertikalprofils (Farbwert) innerhalb einer Wolke mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b).

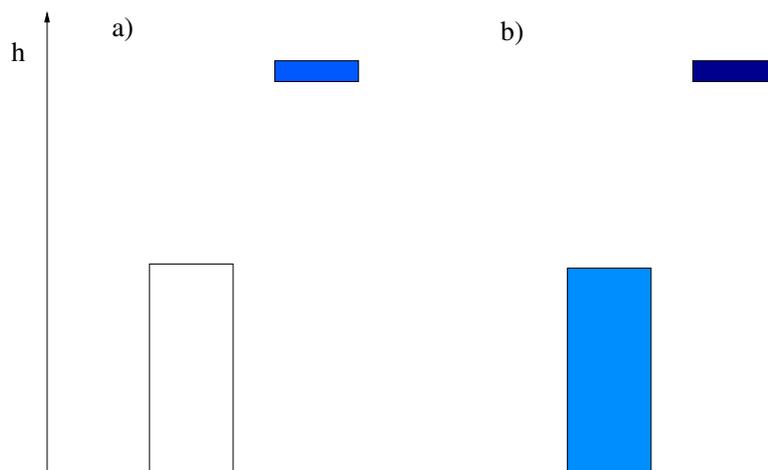


Abbildung 3.16: Sensitivitätsstudie 4: Vergleich zwischen einer tiefen geometrisch dicken Wolke und einer hohen geometrisch dünnen Wolke mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b).

Table 3.1: Abweichungen zwischen den verschiedenen Vertikalprofilen in den vier Sensitivitätsstudien in Abbildung 3.13-3.16 für die optischen Dicken  $\tau = 2$  und  $\tau = 20$

$\tau$	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4
2	1,5% ( $11 \text{ W/m}^2$ )	1,0% ( $10 \text{ W/m}^2$ )	<0,1% ( $<1 \text{ W/m}^2$ )	0,6% ( $6 \text{ W/m}^2$ )
20	3,5% ( $14 \text{ W/m}^2$ )	5,0% ( $22 \text{ W/m}^2$ )	<0,1% ( $<1 \text{ W/m}^2$ )	0,5% ( $2 \text{ W/m}^2$ )

dicke als Funktion der optischen Dicke und ein adiabatisches Flüssigwasserprofil zu Grunde gelegt.

### 3.4.3 Parallelisierung

Für die Berechnung der schrägen optischen Dicke wird für jedes Bodenelement des Modellgebietes die optische Dicke vom Mittelpunkt aus entlang eines Strahles in Richtung Sonne ermittelt. Die optische Dicke ist das Integral des Extinktionskoeffizienten  $\beta_{\text{ext}}$  über die durch die Wolke zurückgelegte Strecke  $l$ . Dabei durchläuft der Strahl in der Wolke Bereiche mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften. Die optische Dicke wird für diese Bereiche einzeln berechnet und dann entlang des gesamten Strahls aufsummiert. Das wolkenauflösende Modell EULAG ist massiv-parallelisiert. Hierbei wird das Modellgebiet horizontal in mehrere Teilgebiete unterteilt. Diese haben in z-Richtung die gleiche Höhe wie das Modellgebiet, umfassen aber in x- und y-Richtung je nur einen Teil der Gitterpunkte des Modellgebietes. Die Ränder der Teilgebiete überlappen um einige Gitterpunkte. Die Rechnungen für diese Teilgebiete werden auf je einem Prozessor durchgeführt. In regelmäßigen Abständen werden Informationen zwischen den Prozessoren ausgetauscht und dadurch die überlappenden Randbereiche jeweils mit den Daten der Nachbarprozessoren aktualisiert.

Würde die optische Dicke entlang eines Strahles schräg durch die Atmosphäre integriert, so müssten zeitgleich die Informationen mehrerer Prozessoren zur Verfügung stehen. Dadurch würde der Zeitgewinn, der durch die Aufteilung der Rechnungen auf mehrere Prozessoren erreicht wird, wieder eingebüßt. Um die Berechnung möglichst effizient durchzuführen und eine Parallelisierung des Problems trotzdem zu ermöglichen, wird nicht entlang eines Strahles durch das gesamte Modellgebiet integriert: alle Modellboxen werden unabhängig von einander betrachtet. Das Modell führt alle Rechnungen auf Gitterpunkten durch. Für die Strahlungsrechnungen werden homogene optische Eigenschaften innerhalb einer Modellbox angenommen. Mit Modellbox wird eine Box bezeichnet, die entsprechend der Gitterweite um die einzelnen Gitterpunkte herum aufgespannt wird. Die Gitterbox  $(i, j, k)$  erstreckt sich von  $z_k$  bis  $z_{k+1}$ , von  $x_i - \Delta x \cdot 0,5$  bis  $x_i + \Delta x \cdot 0,5$  und von  $y_j - \Delta y \cdot 0,5$  bis  $y_j + \Delta y \cdot 0,5$ . In dieser Box wird ein konstanter Flüssigwassergehalt (*liquid water content*)  $w_L$  entsprechend dem am Gitterpunkt  $(i, j, k)$  angenommen. Jede bewölkte Box trägt zur schrägen optischen Dicke von ein oder mehreren Bodenelementen bei. Für jede bewölkte Modellbox wird deren Beitrag zur schrägen optischen Dicke für die betroffenen Bodenelemente berechnet. Dabei müssen die entsprechenden Bodenelemente nicht im Gebiet des aktuellen Prozessors liegen. Diese Rechnungen werden parallel durchgeführt. Anschliessend werden die Felder der schrägen optischen Dicken, die die Dimension der Grundfläche des gesamten Modellgebietes haben, aller Prozessoren addiert.

Die Anzahl der Strahlen und deren Länge durch jede Modellbox ist abhängig vom Sonnenstand. Steht die Sonne im Zenit, so verläuft genau ein Strahl durch jede Box und dessen Länge entspricht der vertikalen Ausdehnung der Box  $\Delta z$ . Mit steigendem Sonnenzenitwinkel nimmt die Anzahl der Strahlen je Box zu. Bei gleichem Sonnenzenitwinkel verlaufen im-

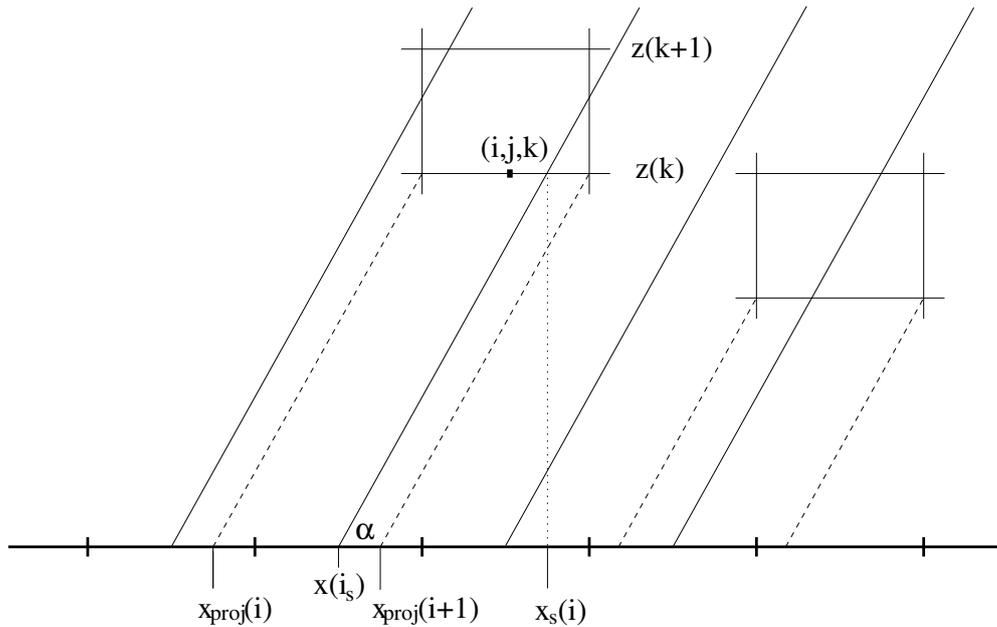


Abbildung 3.17: Ermittlung des Indices ( $i_s$ ) des Strahles, der durch den Boden einer Modellbox trifft, (Vertikalschnitt): Projektion der Grundfläche der Box ( $i, j, k$ ) entlang der gestrichelten Linien. Die durchgezogenen schrägen Linien stellen Strahlen dar, die vom Mittelpunkt der Bodenelemente Richtung Sonne reichen.

mer gleich viele Strahlen durch jede Modellbox einer Ebene. In darüber oder darunter liegenden Ebenen kann die Anzahl der Strahlen pro Box eine andere sein (siehe Abbildung 3.17). Sind die horizontalen Ausmaße  $\Delta x$  und  $\Delta y$  jeder Modellbox gleich, tritt unabhängig vom Sonnenstand genau ein Strahl von unten in die Modellbox. Es wird zunächst dieser Strahl betrachtet, und der Beitrag zur schrägen optischen Dicke des zugehörigen Bodenelements berechnet. Tritt noch ein weiterer Strahl durch diese Box, so wird anschliessend auch dessen Beitrag zur schrägen optischen Dicke des entsprechenden Bodenelements berechnet.

Zunächst wird der Index des Bodenelementes, welches zu dem durch den Boden der Box eintreffenden Strahl gehört, ermittelt. Die Grundfläche der betrachteten Modellbox wird entsprechend dem Sonnenstand (gegeben durch Sonnenzenitwinkel  $\theta_s$  und -azimutwinkel  $\varphi$ ) auf die Grundfläche des Modellgebietes projiziert. Dies ist in den Abbildungen 3.17 (Vertikalschnitt) und 3.18 (Aufsicht) graphisch dargestellt. Für den Punkt  $(x_i - \Delta x \cdot 0,5 / y_j - \Delta y \cdot 0,5 / z_k)$  ergeben sich durch Projektion folgende Koordinaten:

$$x_{\text{proj},i} = x_i - \Delta x \cdot 0,5 - \sin \varphi \cdot \frac{(k-1) \cdot \Delta z}{\tan \alpha} \quad (3.24)$$

sowie

$$y_{\text{proj},j} = y_j - \Delta y \cdot 0,5 - \cos \varphi \cdot \frac{(k-1) \cdot \Delta z}{\tan \alpha} \quad (3.25)$$

mit  $\alpha = \pi/2 - \theta_s$ . Für die Winkel muß  $\varphi \neq 0^\circ$ ,  $\varphi \neq 90^\circ$  und  $\alpha \neq 0^\circ$  gelten. Liegt die Projektion außerhalb der Grundfläche des Modellgebietes, wird sie entsprechend den periodischen Randbedingungen in das Modellgebiet verschoben. Durch Vergleich der Projektionen der vier Eckpunkte  $(x_{\text{proj},i}/y_{\text{proj},j})$ ,  $(x_{\text{proj},i+1}/y_{\text{proj},j})$ ,  $(x_{\text{proj},i+1}/y_{\text{proj},j+1})$  und  $(x_{\text{proj},i}/y_{\text{proj},j+1})$  mit den Koordinaten der Bodenelemente erhält man den Index des betrachteten Strahls. Die auf den Boden des Modellgebietes projizierte Grundfläche der Modellbox überdeckt genau

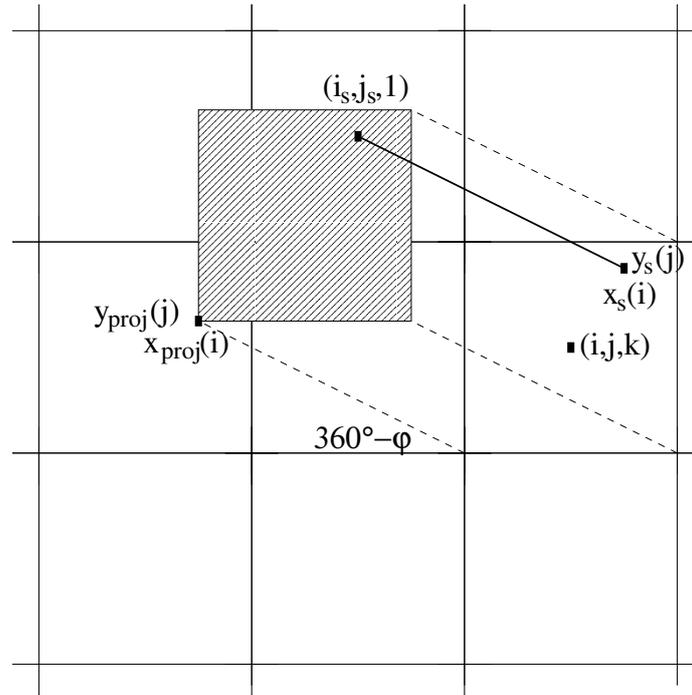


Abbildung 3.18: Ermittlung des Indices  $(i_s, j_s)$  des Strahles, der durch den Boden einer Modellbox trifft, (Aufsicht): Projektion der Grundfläche der Box  $(i, j, k)$  entlang der gestrichelten Linien. Die durchgezogene schräge Linie stellt einen Strahl dar, der vom Mittelpunkt des Bodenelements Richtung Sonne reicht.

einen Mittelpunkt eines Bodenelementes. Dieses gehört zu dem Strahl, der durch die Grundfläche in die Modellbox trifft.

Ist der Index  $(i_s, j_s)$  bestimmt, so lässt sich der Schnittpunkt  $(x_s/y_s)$  des Strahles mit dem Boden der Modellbox  $(i, j, k)$  durch:

$$x_s = x_{i_s} + \sin \varphi \cdot \frac{(k-1) \cdot \Delta z}{\tan \alpha} \quad (3.26)$$

sowie

$$y_s = y_{j_s} + \cos \varphi \cdot \frac{(k-1) \cdot \Delta z}{\tan \alpha} \quad (3.27)$$

berechnen. Um die Länge des Strahles durch die Box zu ermitteln, werden zunächst die Projektionen  $l_x$ ,  $l_y$  und  $l_z$  des Strahles bis zum Schnittpunkt mit der nächsten y-z-, x-z- bzw. x-y-Ebene berechnet. Dies ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Verläuft der Strahl in positive x- und y-Richtung, so gilt:

$$l_x = \frac{x_i + \Delta x \cdot 0,5 - x_s}{\sin \varphi}, \quad (3.28)$$

$$l_y = \frac{y_j + \Delta y \cdot 0,5 - y_s}{\cos \varphi}, \quad (3.29)$$

$$l_z = \frac{z_{k+1} - z_s}{\tan \alpha}. \quad (3.30)$$

Die Berechnung von  $l_x$ ,  $l_y$  und  $l_z$  für einen Strahl, der in negative x- und y-Richtung verläuft, erfolgt analog. Die Länge des Strahles durch die Box ergibt sich daraus zu

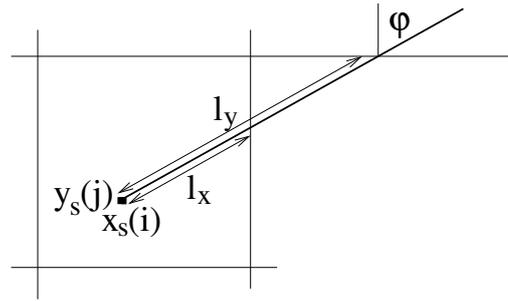


Abbildung 3.19: Berechnung der Länge des Strahls durch die Modellbox  $(i, j, k)$  (Aufsicht).

$$l_B = \frac{\min[|l_x|, |l_y|, |l_z|]}{\cos \alpha} . \quad (3.31)$$

Damit und mit dem Extinktionskoeffizienten der Box  $\beta_{\text{ext}}(i, j, k)$  lässt sich der Beitrag dieser Box zur schrägen optischen Dicke des zu diesem Strahl gehörenden Bodenelementes berechnen:

$$\tau_{i,j,k}(i_s, j_s) = l_B \cdot \beta_{\text{ext}}(i, j, k) . \quad (3.32)$$

Mit Hilfe der Länge  $l_B$  wird der Punkt  $(x_e/y_e/z_e)$ , an dem der Strahl die Box wieder verlässt, bestimmt.

$$x_e = x_s + l_B \cdot \cos \alpha \cdot \sin \varphi \quad (3.33)$$

$$y_e = y_s + l_B \cdot \cos \alpha \cdot \cos \varphi \quad (3.34)$$

$$z_e = z_s + l_B \cdot \sin \alpha \quad (3.35)$$

Erfolgt dies auf der Oberseite, so schneidet kein weiterer Strahl die Box. Verlässt der Strahl die Box an einer der Seitenwände, so tritt in der gleichen Höhe auf der gegenüber liegenden Wand ein weiterer Strahl in die Gitterbox, mit dem gemäß 3.28 bis 3.35 gleichermaßen verfahren wird.

Durch die Optimierungen und die Parallelisierung konnte erreicht werden, dass die Rechenzeit von EULAG mit implementierter differentieller Einstrahlung nur leicht über den Vergleichssimulationen liegt. Die Rechenzeit ist abhängig vom Wolkenvolumen, da nur für bewölkte Modellboxen die optische Dicke berechnet werden muss. Sie ist für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen jedoch maximal 3% höher als für die entsprechenden Referenzsimulationen ohne Strahlungstransferrechnungen.

### 3.4.4 Validierung

Zur Validierung des entwickelten TICA-Verfahrens wurden Vergleichsrechnungen mit dem dreidimensionalen Strahlungstransportmodell MYSTIC durchgeführt. Für das in Abbildung 3.11 links gezeigte Wolkenfeld wurden zusätzlich zu den dreidimensionalen Rechnungen auch TICA-Rechnungen durchgeführt. Die solare Bestrahlungsstärke am Boden entlang der in Abbildung 3.11 eingezeichneten Linie ist in Abbildung 3.20 zu sehen. Im linken Teil der

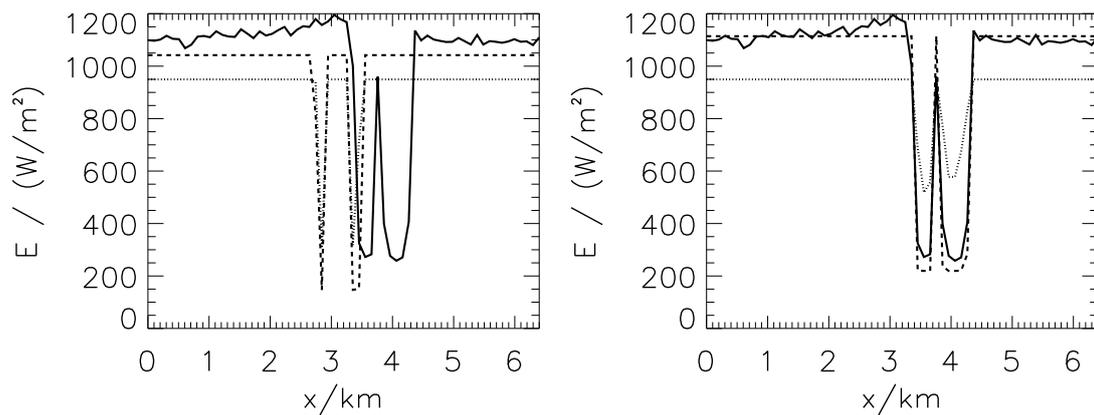


Abbildung 3.20: Vergleich der Bestrahlungsstärke am Boden entlang der Linie in Abbildung 3.11 zwischen dreidimensionalen Rechnungen (durchgezogene Linie) und ICA-Rechnungen (links; gepunktet ohne Mittelung der Diffusstrahlung und gestrichelt mit Mittelung) bzw. TICA-Rechnungen (rechts; gepunktet ohne Mittelung der Diffusstrahlung und gestrichelt mit Mittelung).

Abbildung sind die Ergebnisse der 3D-Rechnungen und der Rechnungen mit ICA dargestellt. Deutlich sichtbar ist der falsche Ort und die falsche räumliche Ausdehnung des Schattens in den ICA-Rechnungen. Trotz der Glättung des diffusen Strahlungsfeldes unterscheiden sich die Absolutwerte deutlich von denen der dreidimensionalen Rechnungen. Auf der rechten Seite der Abbildung ist der Vergleich zwischen TICA- und 3D-Rechnungen abgebildet. Hier stimmen der Ort und die Amplitude des Schattens überein. Die Glättung des diffusen Strahlungsfeldes und damit die näherungsweise Berücksichtigung des horizontalen Photonentransportes bringt eine deutliche Verbesserung von TICA und führt zu einer sehr guten Übereinstimmung der TICA- und der 3D-Rechnungen. Zum Vergleich zeigt die gestrichelte Linie die Bestrahlungsstärke für den wolkenlosen Fall und die gepunktete Linie den Mittelwert des bewölkten Falls. Das Gebietsmittel wird durch die Wolken verringert, zwischen den Wolken tritt jedoch Strahlungsüberhöhung auf.

Eine Analyse des gesamten Wolkenfeldes ergibt für den Mittelwert eine Unterschätzung durch TICA um 3,2% für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  und 3,3% für  $60^\circ$ . Die Fehler, definiert als  $\sigma(E_{\text{TICA}} - E_{3\text{D}})/\text{mean}(E_{3\text{D}})$  mit der Standardabweichung  $\sigma$ , betragen 8% für  $30^\circ$  und 6% für  $60^\circ$ .

Die für die in Abbildung 3.1 gezeigte Stratocumulus-Wolkendecke durchgeführten Rechnungen erzielten folgende Ergebnisse: die TICA-Rechnungen ergeben eine Überschätzung des Mittelwertes von 1,6% für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  und 1,7% für flach stehende Sonne (Zenitwinkel  $60^\circ$ ). Die Fehler liegen bei beiden Sonnenständen bei 3%.

## 3.5 Implementierung der Einstrahlung in EULAG

### 3.5.1 Methode

Zur Kopplung der Einstrahlung an die Modellphysik sind verschiedene Methoden denkbar. Die direkteste und daher für diese Arbeit gewählte Variante ist die sofortige Anpassung des sensiblen Wärmeflusses an die berechnete Einstrahlung. Eine weitere Möglichkeit ist die Kopplung mittels einer Zeitkonstante oder der Einbau eines kompletten mehrschichtigen

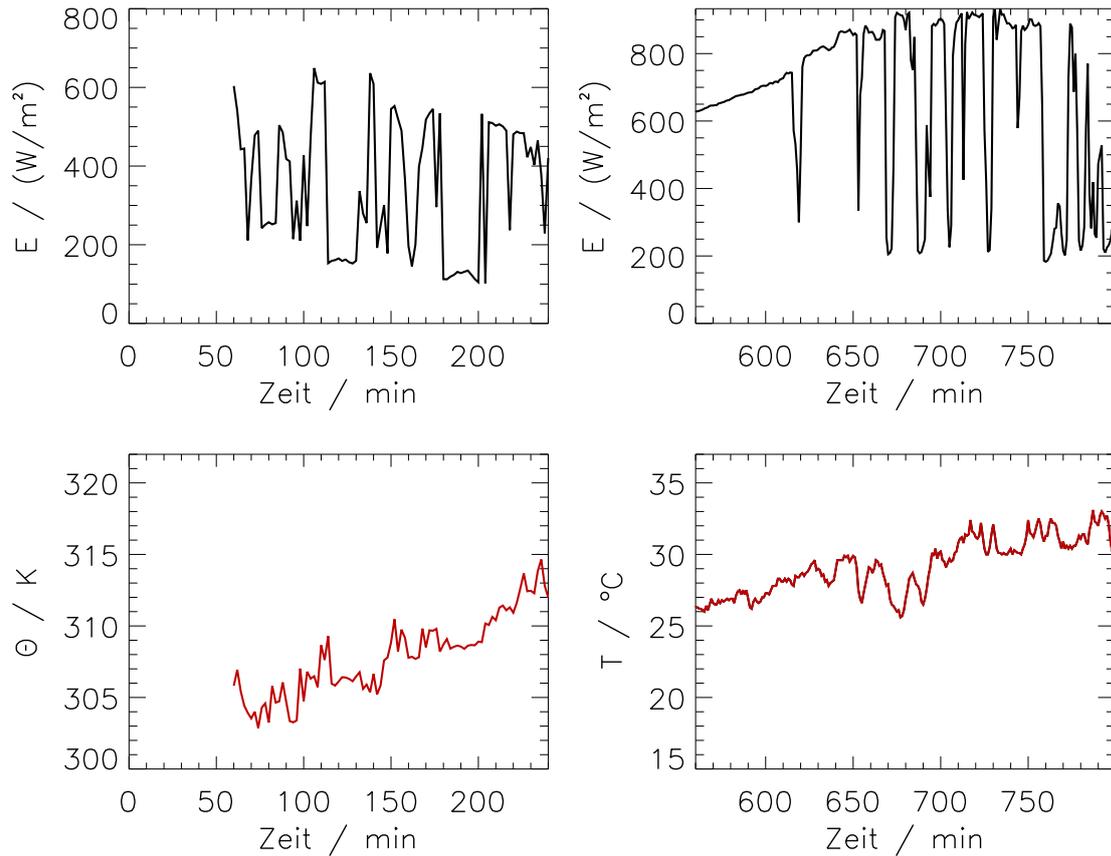


Abbildung 3.21: Links: Beispiel des zeitlichen Verlaufs der Bestrahlungsstärke für einen Punkt am Boden des Modellgebietes (oben) und Verlauf der potentiellen Temperatur an diesem Ort (unten); rechts: zeitlicher Verlauf der Globalstrahlung (oben) und der Temperatur (unten) in 5 cm Höhe, gemessen in Berlin-Dahlem (WMO-Station 10381) am 04.08.2004 zwischen 9:20 und 13:20 Uhr.

Bodenmodells.

Der bisher in EULAG konstante sensible Wärmefluss wird entsprechend der absorbierten Bestrahlungsstärke  $(1 - \omega(i, j)) \cdot E(i, j)$  variiert (mit der Bodenbedo  $\omega$ ). Die lokale absorbierte Bestrahlungsstärke wird mit der gebietsgemittelten absorbierten Bestrahlungsstärke normiert, so dass beim Vergleich zwischen Simulationen mit (EULAG-TICA) und ohne (EULAG) implementierten Wolkenschatten der gesamte Wärmefluss in beiden Rechnungen identisch ist. Da die Bodenbedo konstant ist  $\omega(i, j) = \omega = const$ , ergibt sich für den sensiblen Wärmefluss:

$$Q_H(i, j) = Q_{H,0} \cdot \frac{E(i, j)}{mean(E)}. \quad (3.36)$$

Vergleichssimulation wurden ausserdem mit einer reduzierten mittleren Einstrahlung durchgeführt, wobei dann  $Q_H(i, j) = Q_{H,0} \cdot E(i, j) / E_{wolkenlos}$  vorgegeben wird (siehe dazu Kapitel 4).

### 3.5.2 Vergleich mit Beobachtungen

Zur Validierung der Kopplung der Einstrahlung an die Modellphysik in EULAG wurden Zeitreihen von Einstrahlung und Temperatur in der untersten Modellschicht für verschie-

dene Punkte im Simulationsgebiet betrachtet. Die obere Reihe in Abbildung 3.21 zeigt ein Beispiel. Die Zeitreihen entstammen Simulationen eines Cumulus-Wolkenfeldes (siehe Abbildung 3.2) mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ . Zum Vergleich mit gemessenen Daten wurde ein Sommertag (04.08.2004) ausgewählt, an dem Cumulus-Bewölkung mit einem Bedeckungsgrad von  $1/8$  bis  $4/8$  vorherrschte. Die Wetterkarten zeigen die betrachtete Wetterstation im Randbereich eines stabilen Hochdruckgebietes, so dass gemessene Temperaturfluktuationen auf lokale Effekte (Wolkenschatten) und nicht auf großskalige Advektion zurückzuführen sind. Die in Berlin-Dahlem gemessenen Werte für Globalstrahlung und Temperatur sind in Abbildung 3.21 in der unteren Reihe dargestellt. Ein Vergleich der modellierten und gemessenen Zeitreihen zeigt, dass Amplitude und Periode der Temperaturfluktuationen sehr ähnlich sind und somit die im Modell durch Änderung des Wärmeflusses, aufgrund der Wolkenschatten, verursachten Temperaturvariationen realistisch sind.



# Kapitel 4

## Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Wolkensimulationen gezeigt und interpretiert. Es wurden Simulationen mit dem wolkenauflösenden Modell in seiner bisherigen Version (EULAG) durchgeführt und in der um das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren erweiterten Version (EULAG-TICA). Die Ergebnisse der Simulationen, die mit den beiden Modellversionen erzielt wurden, werden verglichen. Hiermit wird der Einfluss der differentiellen Erwärmung des Erdbodens auf Wolkenbildung und -entwicklung untersucht. Die Fallstudie "Einzelwolke" dient der Untersuchung der Wolkenbildung anhand einer isolierten Wolke, die Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" der Untersuchung der Wolkenentwicklung anhand eines typischen Cumulus mediocris Wolkenfeldes.

### 4.1 Fallstudie "Einzelwolke"

Die Fallstudie "Einzelwolke" untersucht den Einfluss des Wolkenschattens einer einzelnen Cumuluswolke auf ihre Bildung und Entwicklung. In einer feucht-adiabatischen ungesättigten Atmosphäre (s. Temperatur- und Feuchteprofil in Abbildung 4.1) wurde einem Kreis am Boden, der sich in der Mitte des Modellgebietes befindet, eine im Vergleich zur Umgebung höhere Temperatur zugeordnet. Die dort erwärmte Luft steigt auf und bildet am Kondensationsniveau eine Wolke. Der Kreis hat einen Durchmesser von  $1000\text{ m}$ . Der Temperaturunterschied zwischen Kreis und Umgebung beträgt  $0,8\text{ K}$ . Im Randbereich des Kreises, dessen Breite ein Sechstel des Durchmessers beträgt, erfolgt ein linearer Übergang zur Umgebungstemperatur. In der darüber liegenden Modellschicht ist der Temperaturunterschied zwischen Kreis und Umgebung nur halb so groß wie am Boden, in der nächst höheren Schicht beträgt er ein Viertel der Werte am Boden und darüber liegt kein Temperaturunterschied vor. In den untersten  $3\text{ km}$  der Atmosphäre herrscht Windstille, darüber weht konstanter Westwind mit  $3\text{ m/s}$ .

Der sensible Wärmefluss am Boden wurde in der Simulation mit Schatten laut Gleichung 3.36 als Funktion der Bestrahlungsstärke berechnet. Der Mittelwert des Wärmeflusses ist also in den Simulationen mit und ohne Schatten gleich groß, er beträgt  $0,1\text{ K} \cdot \text{m/s}$ . Dies bedeutet, dass der Schatten nur eine Umverteilung des Wärmeflusses bewirkt. Das Modellgebiet hat eine Größe von  $7,9\text{ km} \times 7,9\text{ km} \times 14,9\text{ km}$  (mit einer horizontalen Auflösung von  $dx = dy = 100,0\text{ m}$  und einer vertikalen Auflösung von  $dz = 100,0\text{ m}$ ) und die Wolke einen Durchmesser von rund  $2\text{ km}$ , so dass der Wärmefluss in den nicht abgeschatteten Gebieten nur geringfügig erhöht wird. Die Simulationen laufen über eine Länge von 48 Minuten mit Ausgaben alle 2 Minuten. Der Zeitschritt im Modell beträgt  $dt = 2\text{ s}$ . Es wurden Referenz-

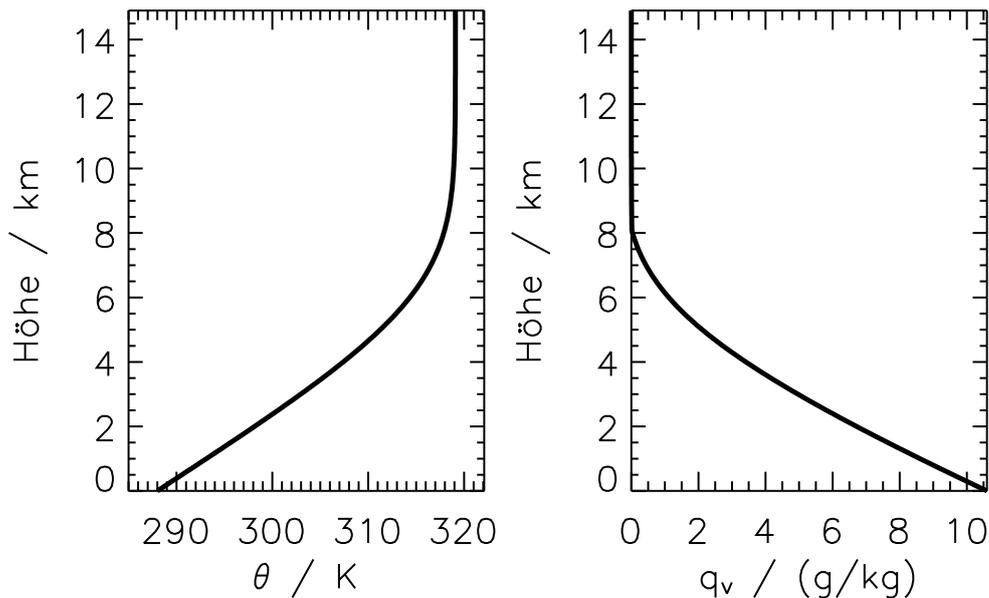


Abbildung 4.1: Vertikalprofil der potentiellen Temperatur (links) und der Feuchte (rechts) für die Simulationen der Einzelwolke.

simulationen mit EULAG durchgeführt und Simulationen mit EULAG-TICA30 für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ . Der Azimutwinkel betrug  $85^\circ$ , d. h. dass die Sonne im Westen steht. Die Simulationen wurden parallel auf  $8 \cdot 8$  Prozessoren durchgeführt. Anhand des Vergleiches der Ergebnisse der beiden Simulationen wird die Wirkung des Wolkenschattens auf die zeitliche Entwicklung der Wolke gezeigt.

#### 4.1.1 Simulationsergebnisse

Die im Vergleich zur Umgebung wärmere Luft am Boden in der Mitte des Modellgebietes steigt auf. Nach 8 Minuten hat die aufsteigende Luft in einer Höhe von etwa  $200\text{ m}$  das Kondensationsniveau erreicht; es bildet sich eine Wolke. Im Verlauf der Simulation steigt die Luft weiter auf und es findet weiter Kondensation statt; die Wolke wächst. Nach 44 Minuten reicht die Wolke in der Referenzsimulation bis in eine Höhe von  $3000\text{ m}$ .

Für mehrere - im Abstand von 4 Minuten - aufeinander folgende Zeitpunkte ist die Wolkenentwicklung entlang eines Vertikalschnittes in den Abbildungen 4.2 - 4.5 dargestellt. Die Vertikalschnitte verlaufen durch die Mitte des Modellgebietes in West-Ost-Richtung. Da der Azimutwinkel  $85^\circ$  beträgt, steht die Sonne in den Abbildungen also links oben und wirft den Schatten rechts unter die Wolke. Jeweils in der linken Spalte der Abbildungen sind die Ergebnisse der Referenzsimulation mit EULAG abgebildet und in der rechten Spalte die Ergebnisse der Simulation mit EULAG-TICA30. Zunächst ist die Wolkenentwicklung in beiden Simulationen gleich. Nach 20 Minuten lässt sich bereits ein Unterschied feststellen, der sich im Laufe der Simulation verstärkt. Während die Wolke in der Referenzsimulation noch weitgehend symmetrisch ist, ist die Wolkenbildung in der Simulation mit EULAG-TICA30 auf der Seite des Schattens deutlich schwächer ausgeprägt. Die Wolke der EULAG-TICA30-Simulation weist eine um bis zu  $1000\text{ m}$  geringere vertikale Ausdehnung auf. Vertikalschnitte in Süd-Nord-Richtung, also senkrecht zur Achse Sonne-Wolke-Schatten, weisen sowohl in der Referenzsimulation als auch in der Simulation mit EULAG-TICA30 keine Asymmetri-

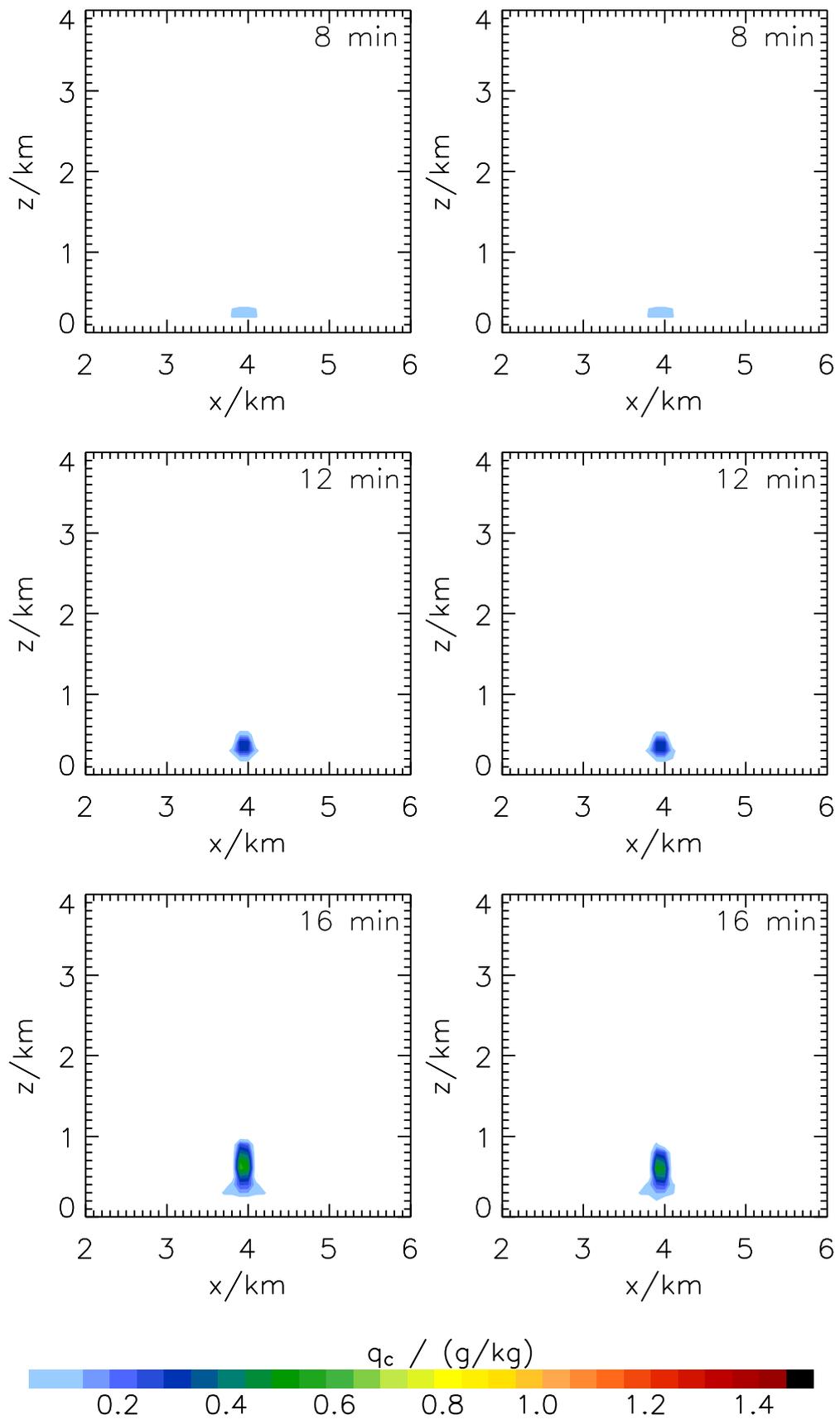


Abbildung 4.2: Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 8min, 12min, 16min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

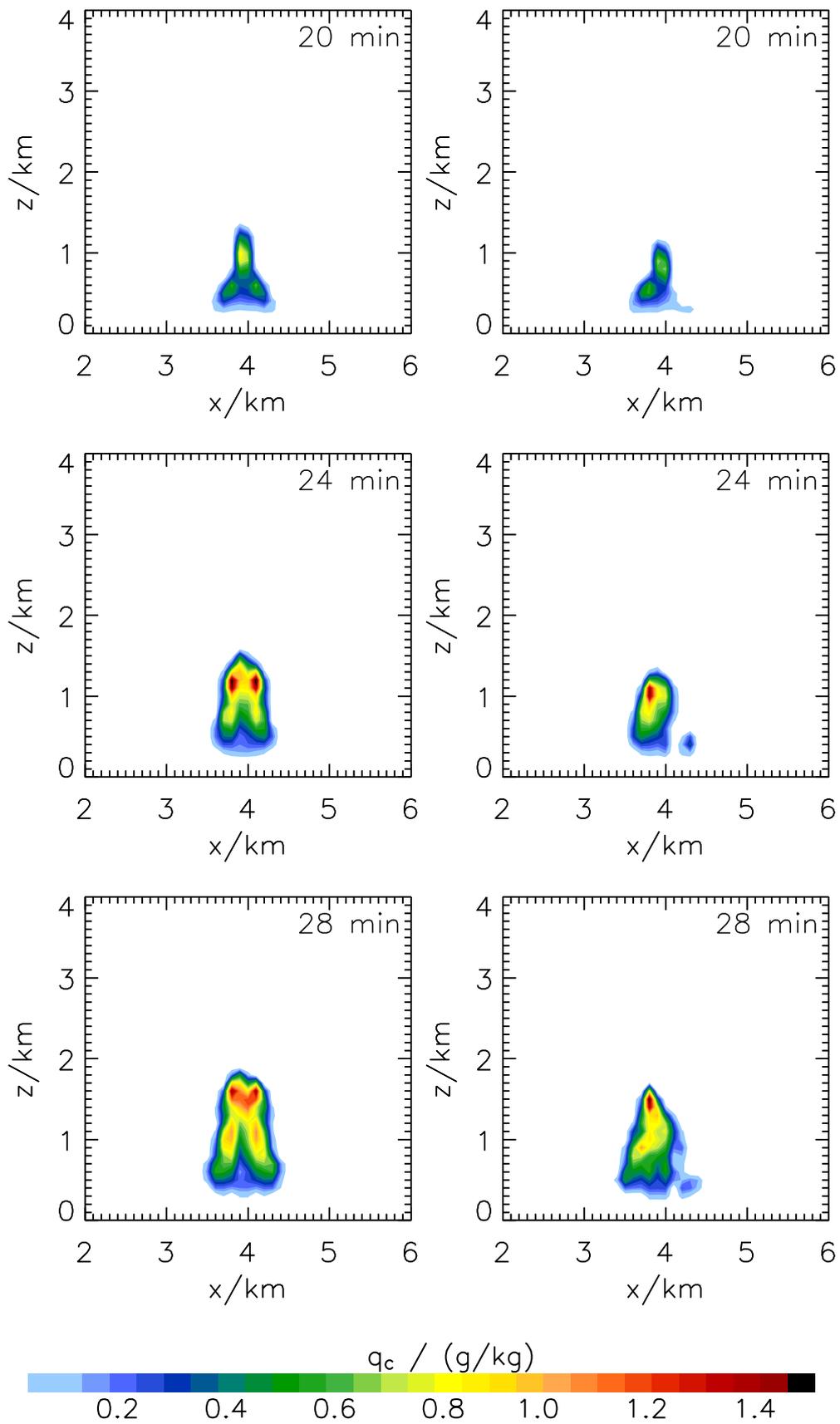


Abbildung 4.3: Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 20 min, 24 min, 28 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

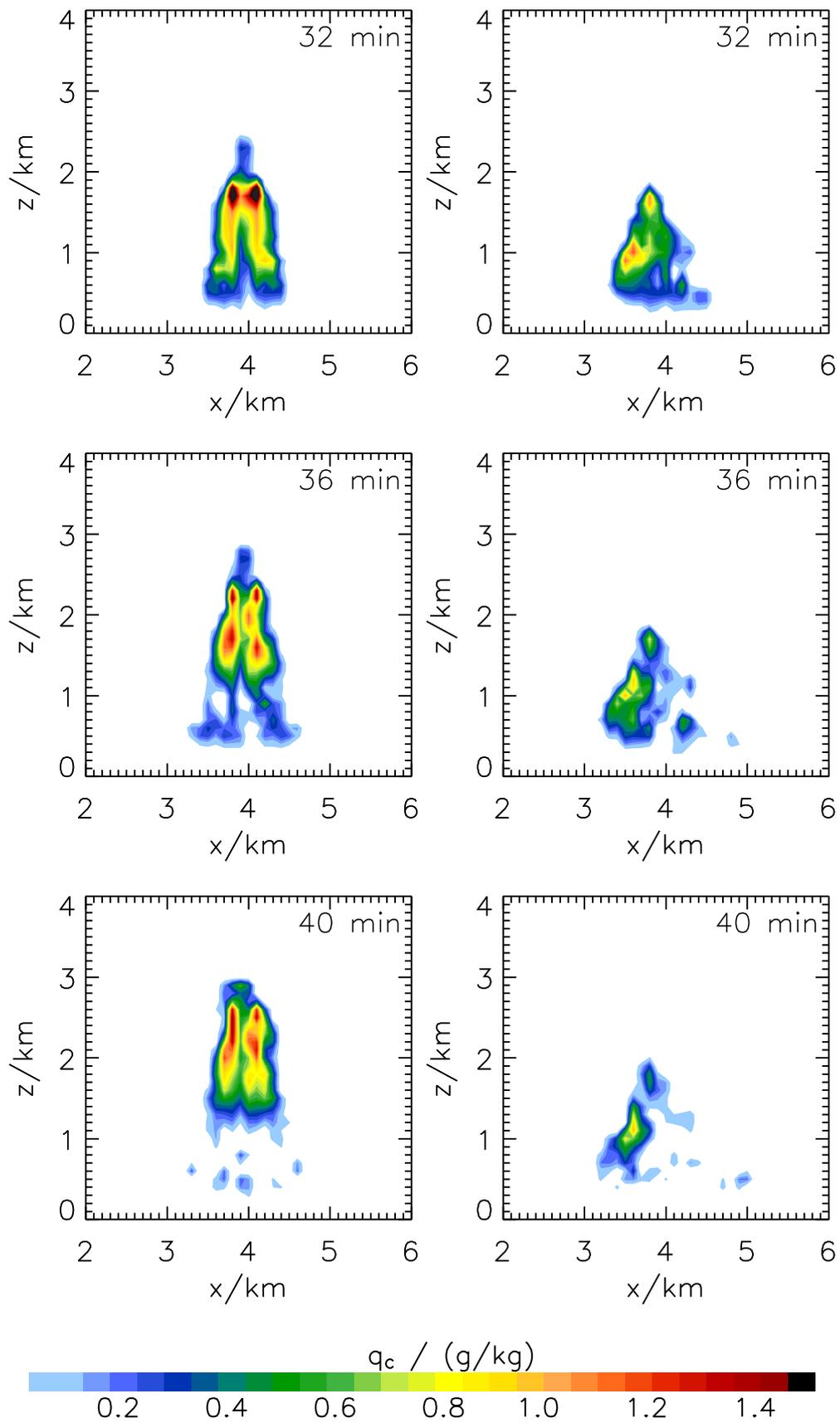


Abbildung 4.4: Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 32 min, 36 min, 40 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

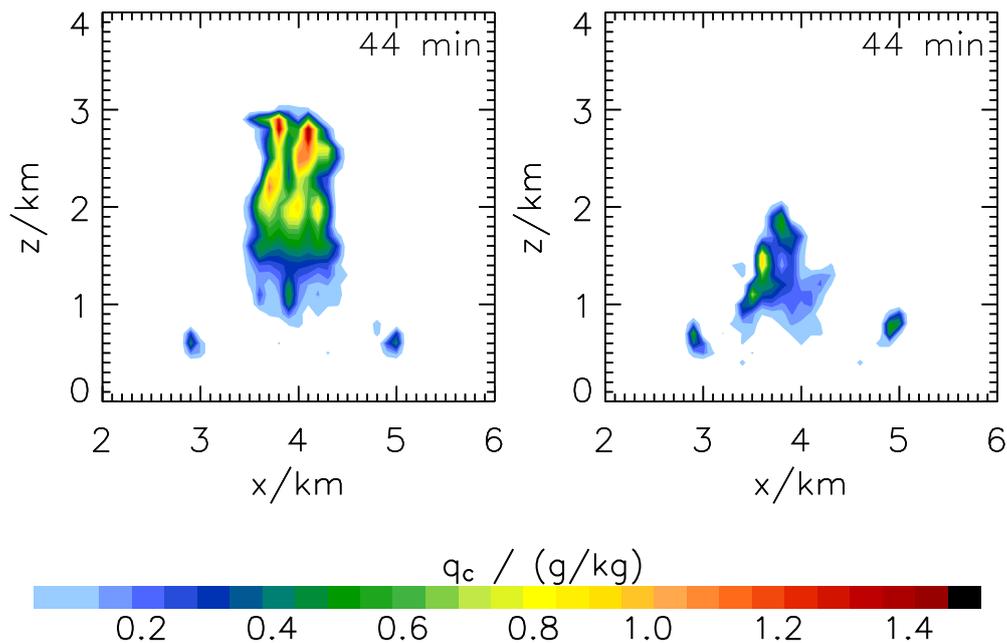


Abbildung 4.5: Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 44 *min* der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

en auf und sind daher nicht dargestellt. Eine weitere Größe, welche die Wolkenentwicklung deutlich zeigt, ist der Vertikalwind. Das vertikale Windfeld entlang des West-Ost-Schnittes ist in den Abbildungen 4.6 - 4.9 dargestellt. In den Abbildungen für den Zeitschritt 4 Minuten ist ein Aufwindbereich erkennbar, der sich im weiteren Verlauf verstärkt und in größere Höhen erstreckt. Infolgedessen hat sich eine Wolke ausgebildet (die Wolken sind in den Abbildungen 4.6 - 4.9 mit einer weißen Linie umrandet). Im Vertikalwindfeld der Simulation mit EULAG-TICA30 ist ab dem Zeitschritt 16 Minuten eine Asymmetrie zu erkennen, die sich in den folgenden Zeitschritten verstärkt. Der Aufwind im Bereich des Wolkenschattens ist erkennbar schwächer ausgeprägt, was eine geringere Wolkenbildung in diesen Gebieten zur Folge hat.

Die Wolke mit Schatten ist vertikal deutlich weniger ausgedehnt und weist ein geringeres Volumen auf. Dies ist auch in den Vertikalprofilen des mittleren Wolkenwassermischungsverhältnisses zu erkennen. Diese sind in Abbildung 4.10 aufgezeichnet. Die Profile wurden für sechs aufeinander folgende 4 minütige Zeitintervalle durch Mittelung aller Werte in diesem Zeitintervall in der entsprechenden Höhe erzeugt. Während in den unteren Atmosphärenschichten die Profile in Abbildung 4.10 nur geringe Unterschiede aufweisen, unterscheiden sie sich in höheren Schichten. Nach 48 Minuten erstreckt sich die Wolke ohne Schatten von 400 m bis 3100 m, während die Wolke mit Schatten bei gleicher Wolkenunterkantenhöhe nur bis etwa 2200 m hoch reicht. In beiden Simulationen steigt das Kondensationsniveau von 200 m Höhe zu Beginn der Wolkenbildung auf 400 m Höhe am Ende der Simulation an. Dies ist in Übereinstimmung mit Beobachtungen: Das Kondensationsniveau steigt im Sommer an Tagen mit konvektiver Wolkenbildung flacher Cumuli in Folge der Erwärmung im Tagesverlauf an. Die Vertikalprofile des minimalen und maximalen Vertikalwindes sind in den Abbildungen 4.11 und 4.12 dargestellt. In der Simulation ohne Schatten treten höhere Beträge der maximalen Windgeschwindigkeiten auf. In der Mitte der Simulation bei 20 – 24 Minuten weist die Simulation mit EULAG-TICA30 deutlich geringere Beträge der maximalen und

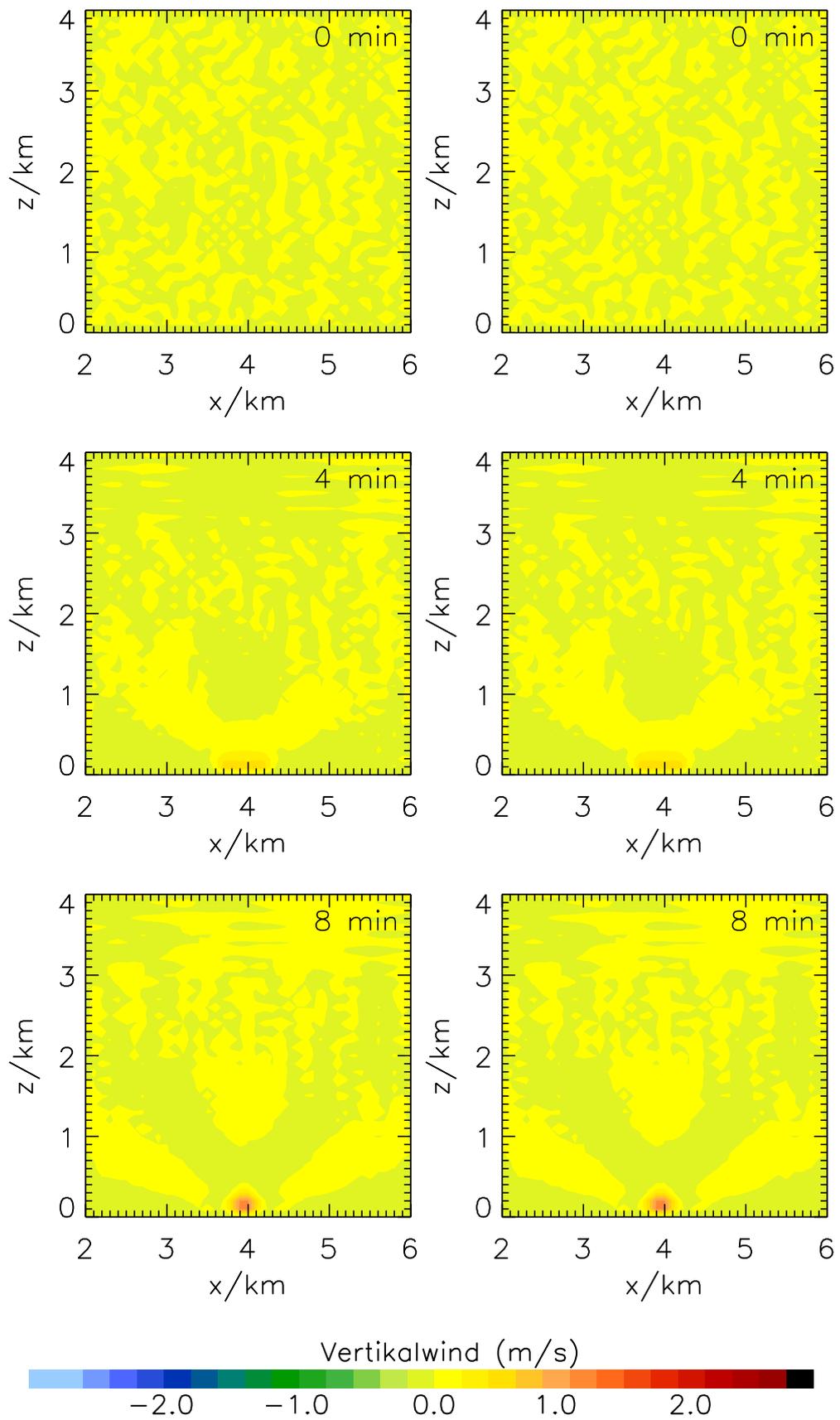


Abbildung 4.6: Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 0 min, 4 min, 8 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

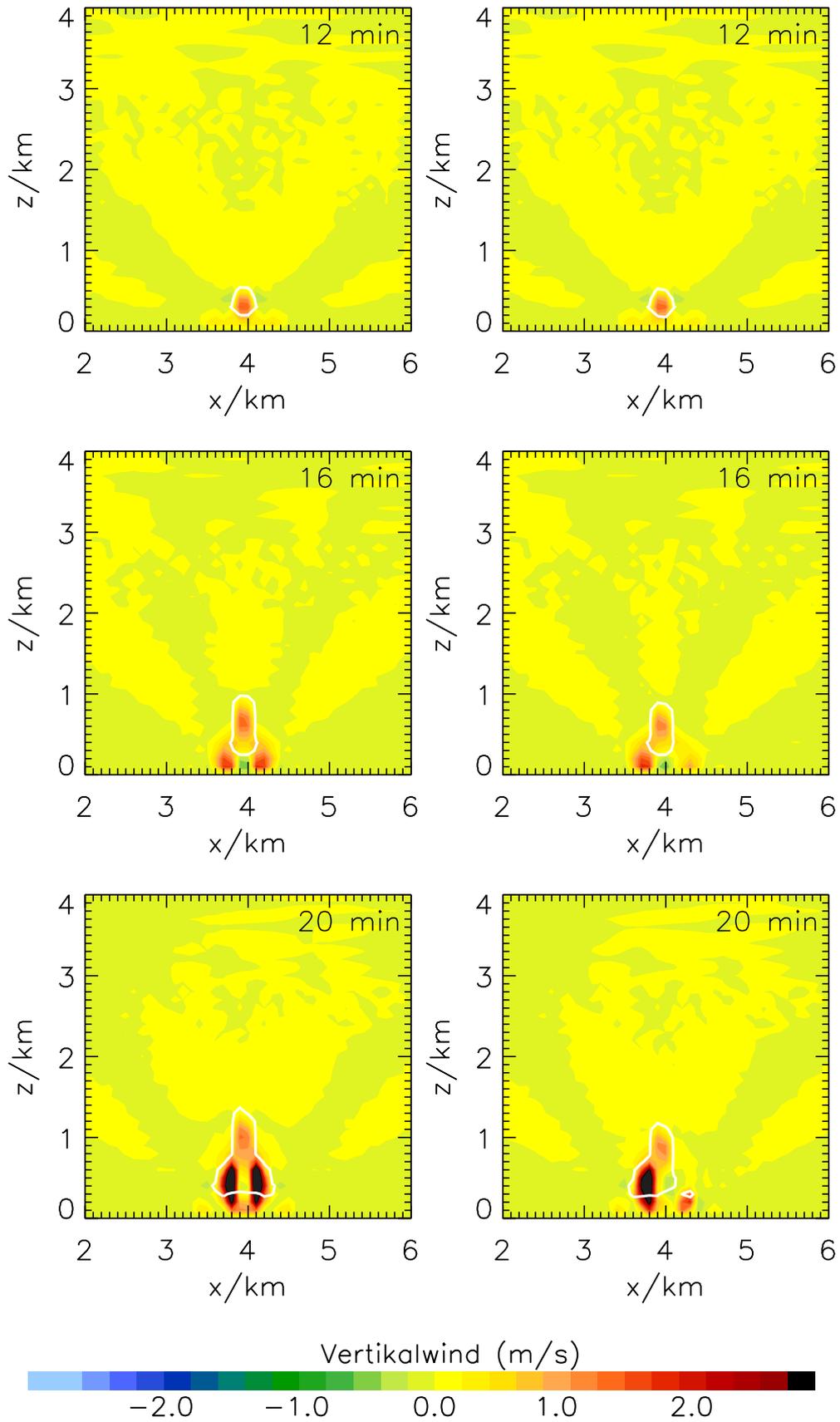


Abbildung 4.7: Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 12 min, 16 min, 20 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

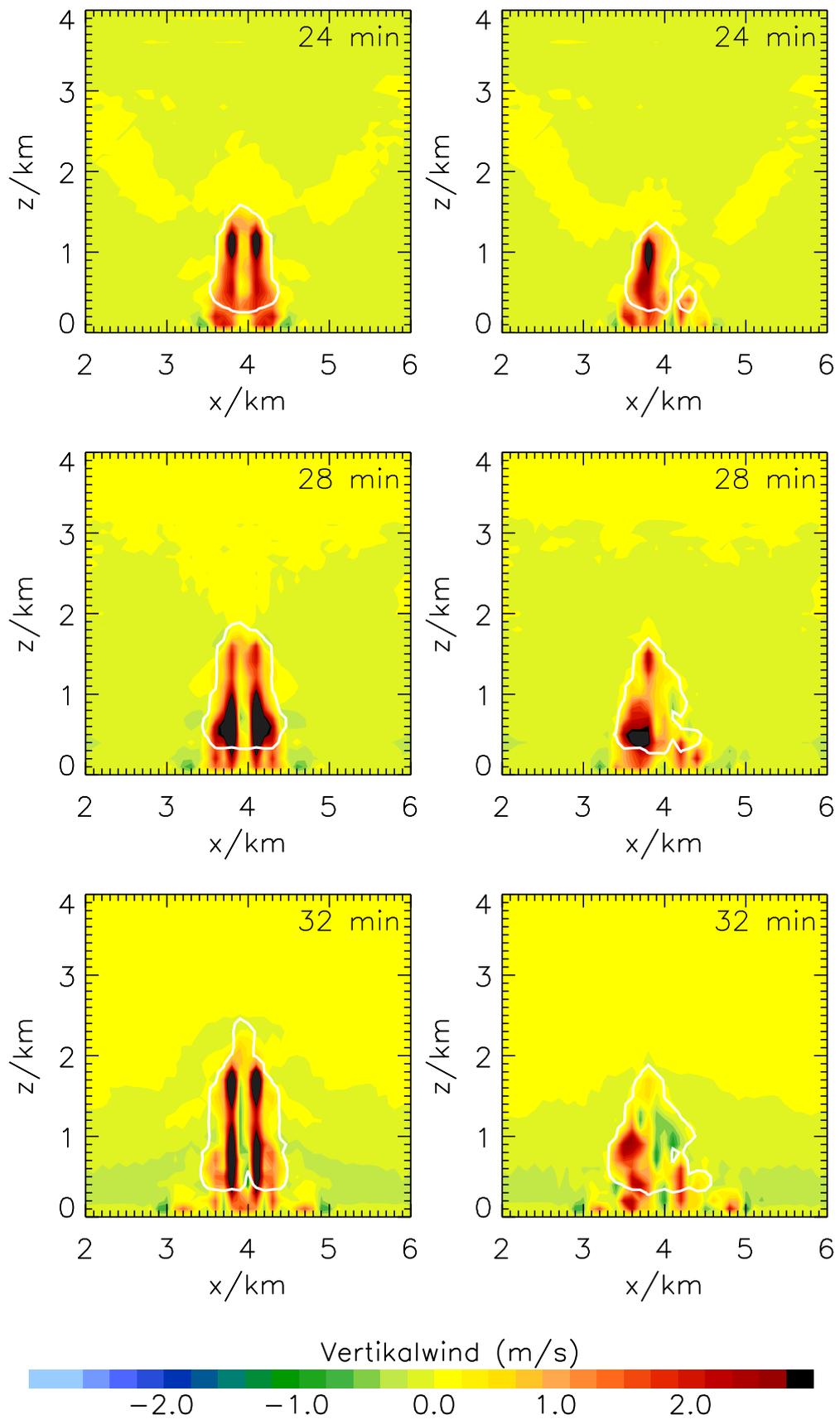


Abbildung 4.8: Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 24 min, 28 min, 32 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

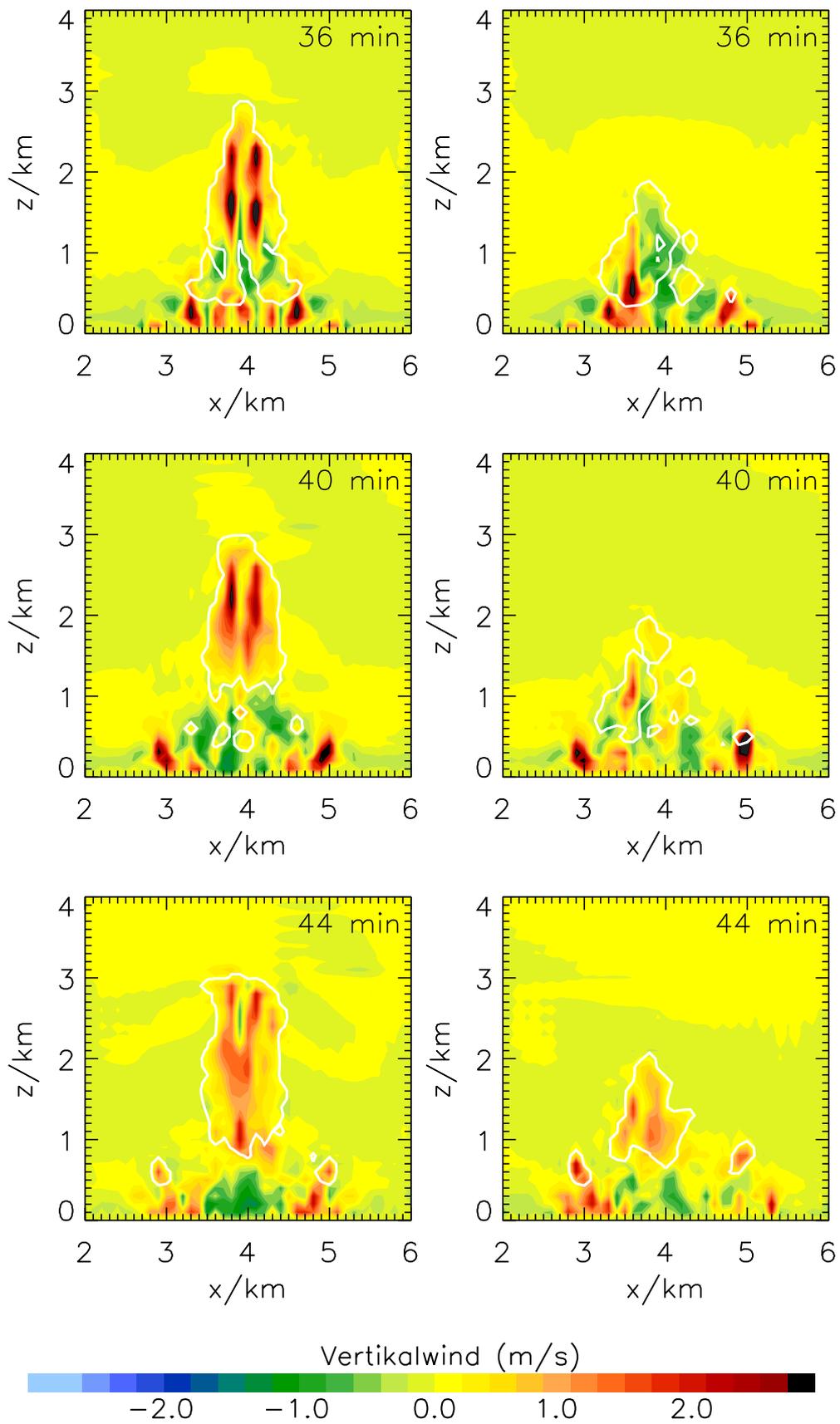


Abbildung 4.9: Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 36 min, 40 min, 44 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts).

höhere Beträge der minimalen Windgeschwindigkeiten in den untersten 1000 m auf. Dies bedeutet, dass der Aufwind schwächer und der Abwind stärker ausgeprägt ist. Im weiteren zeitlichen Verlauf gleichen sich die Windprofile in dieser Schicht einander an. Auf- und damit auch Abwinde reichen jedoch in der Referenzsimulation ab 12 Minuten und bis zum Ende der Simulation weiter hinauf.

Die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades ist in 4.13 oben abgebildet. Der Bedeckungsgrad gibt die bewölkte Fläche in einem  $4 \text{ km} \times 4 \text{ km}$  großen Gebiet in der Mitte des Simulationsgebietes an. Dies ist der Ausschnitt, der in den Abbildungen der Vertikalprofile gezeigt ist. Der Bedeckungsgrad der Wolken mit und ohne Schatten weist während fast des gesamten Simulationszeitraumes kaum Unterschiede auf. Erst am Ende der Simulation nach 48 Minuten ist der Bedeckungsgrad bei EULAG-TICA30 etwas kleiner als bei EULAG. Das Wolkenvolumen ist in Abbildung 4.13 unten dargestellt. Es steigt in der Mitte beider Simulationen schnell an, gegen Ende etwas langsamer. Der Unterschied im Wolkenvolumen nimmt mit der Zeit zu. Nach 30 Minuten ist das Volumen der Wolke mit Schatten um 15% kleiner als das der Wolke ohne Schatten, nach 48 Minuten um 30%.

### 4.1.2 Interpretation

Der Vergleich der Ergebnisse der Simulationen mit EULAG und EULAG-TICA30 für die Fallstudie "Einzelwolke" zeigt eine starke Rückkopplung der Strahlung über den Wolken Schatten auf die Wolkenentwicklung. Der Aufwind reicht in den Simulationen ohne Schatten weiter herauf, wodurch auch die Wolke eine größere vertikale Ausdehnung aufweist. Während der Aufwind im Bereich der Wolke in der Simulation mit EULAG symmetrisch ist, weisen die Werte in der Simulation mit EULAG-TICA30 eine Asymmetrie auf. Die Abkühlung am Boden aufgrund des Wolkenschattens schwächt dort den Aufwind ab. Durch die Abschwächung des Aufwindes, der zur konvektiven Wolkenbildung beiträgt, ist die Wolkenbildung oberhalb des Schattens weniger stark ausgeprägt. Dadurch ist das Volumen der Wolke mit Schatten deutlich geringer. Da die Wolkenbildung oberhalb des Schattens abgeschwächt wird, jedoch nicht vollständig aussetzt, hat der Schatten nur sehr geringen Einfluss auf den Bedeckungsgrad. Durch die Rückkopplung der Strahlung auf die Wolkenbildung wird in dem hier untersuchten Fall hauptsächlich die vertikale Entwicklung beeinflusst, die horizontale Ausdehnung der Wolke dagegen kaum.

## 4.2 Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung"

In der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" wird der Einfluss der Wolkenschatten eines Cumulus mediocris Wolkenfeldes auf die Wolkenentwicklung untersucht. Das Wolkenfeld nach 194 Minuten der Referenzsimulation ist in Abbildung 3.3 (in Abschnitt 3.3) dargestellt. Die Größe des Modellgebietes beträgt  $6,35 \text{ km} \times 6,35 \text{ km} \times 3,0 \text{ km}$  (mit einer horizontalen Auflösung von  $dx = dy = 50,0 \text{ m}$  und einer vertikalen Auflösung von  $dz = 40,54 \text{ m}$ ), die Dauer der Simulation 4 Stunden (mit einer zeitlichen Auflösung von 1 s). Die Ausgabe erfolgt alle 2 Minuten. In x- und y-Richtung sind periodische Randbedingungen vorgeschrieben.

Die Anfangsbedingungen sind mit einigen Änderungen der Modellvergleichsstudie von Stevens et al. (2001) entnommen. Stevens et al. (2001) simulierten Passatwind-Cumuli unter einer Inversionsschicht. Für die in diesem Abschnitt gezeigten Simulationen wurde Windstille vorgeschrieben und die Inversion verstärkt. Das Anfangsprofil für Temperatur und Feuchte

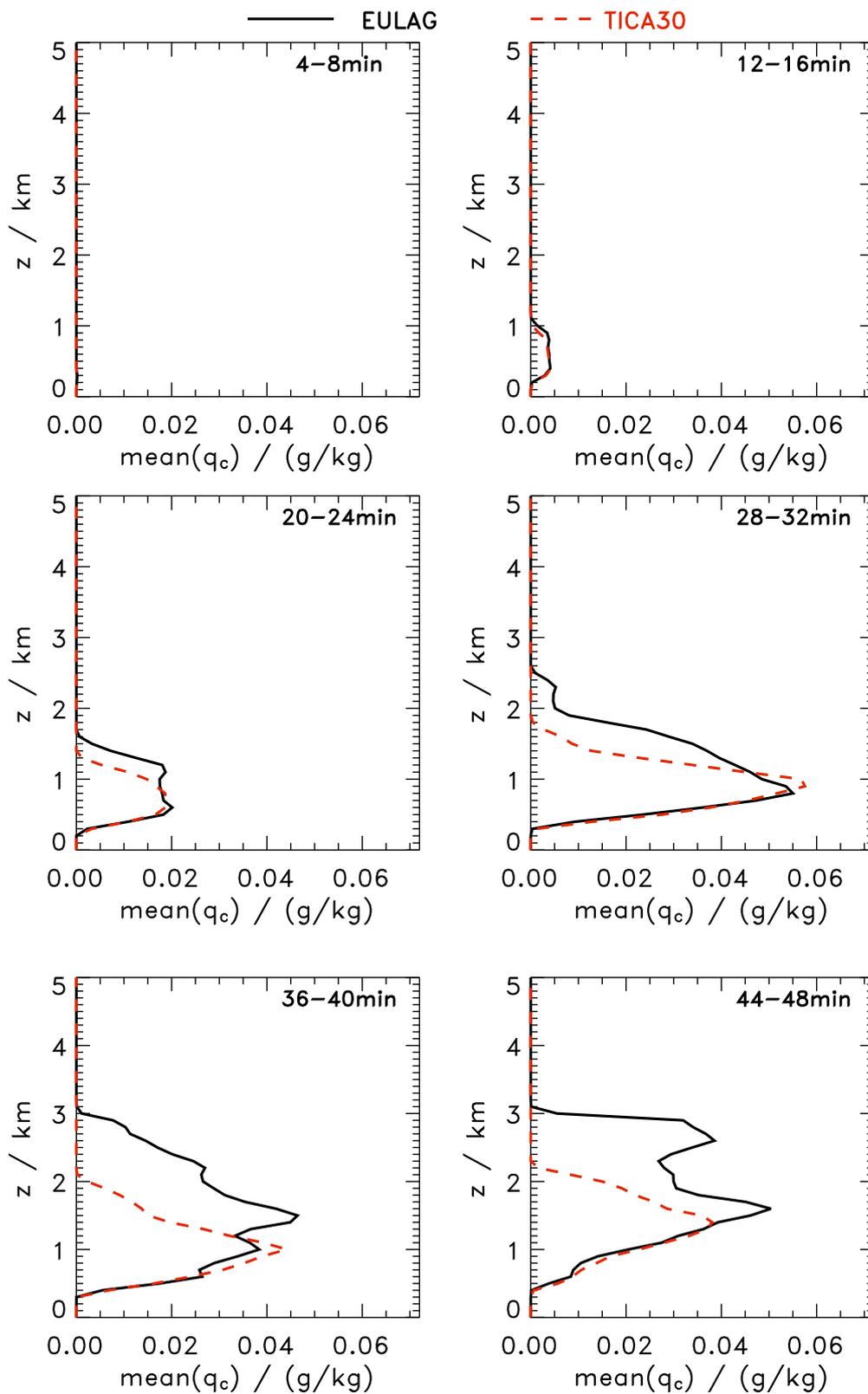


Abbildung 4.10: Vertikalprofil des mittleren Wolkenwassermischungsverhältnisses der Fallstudie "Einzelwolke" für die Zeitintervalle 4 – 8 min, 12 – 16 min, 20 – 24 min, 28 – 32 min, 36 – 40 min und 44 – 48 min.

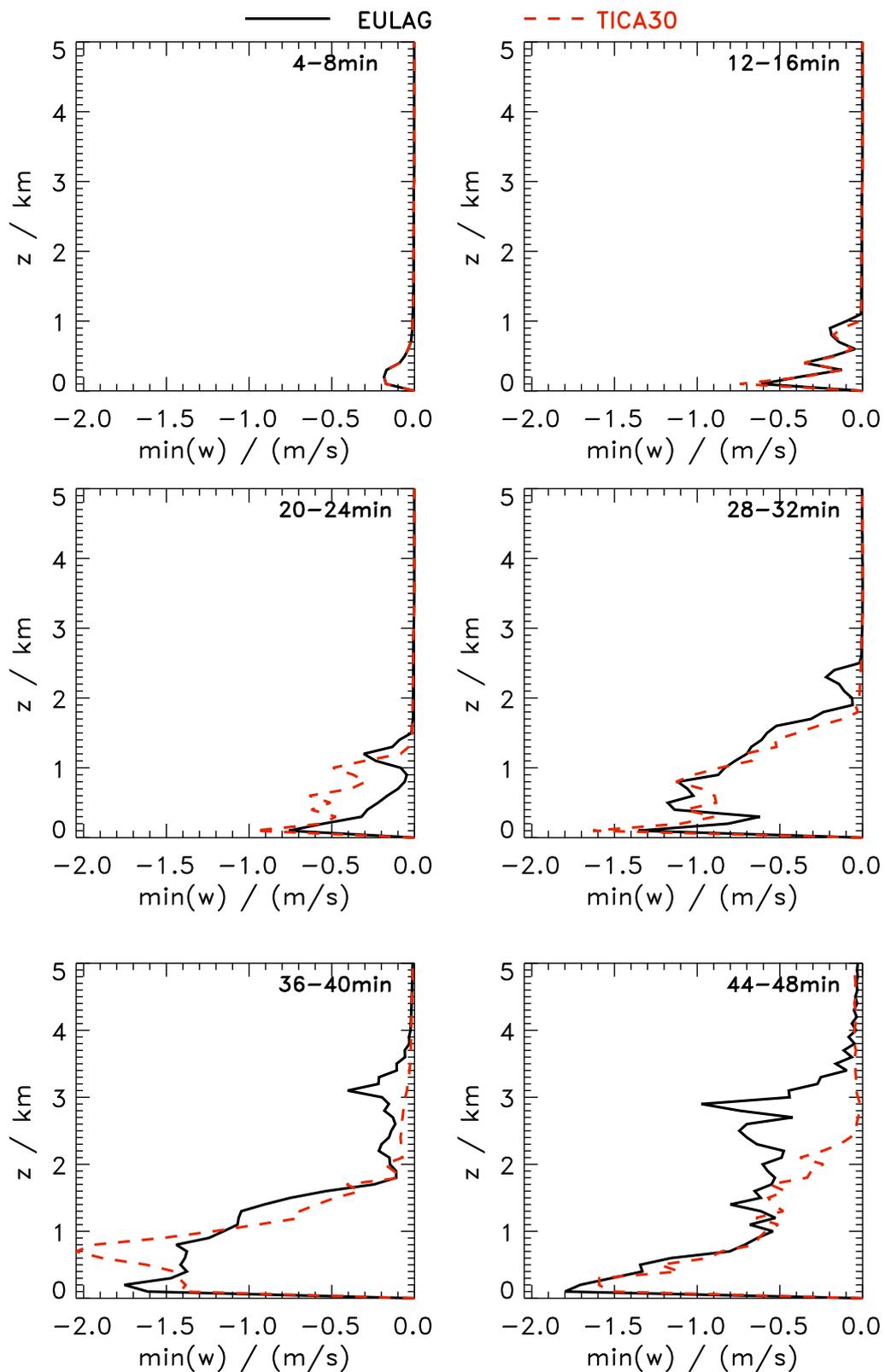


Abbildung 4.11: Vertikalprofil der minimalen Geschwindigkeit des Vertikalwindes der Fallstudie "Einzelwolke" für die Zeitintervalle 4 – 8 min, 12 – 16 min, 20 – 24 min, 28 – 32 min, 36 – 40 min und 44 – 48 min.

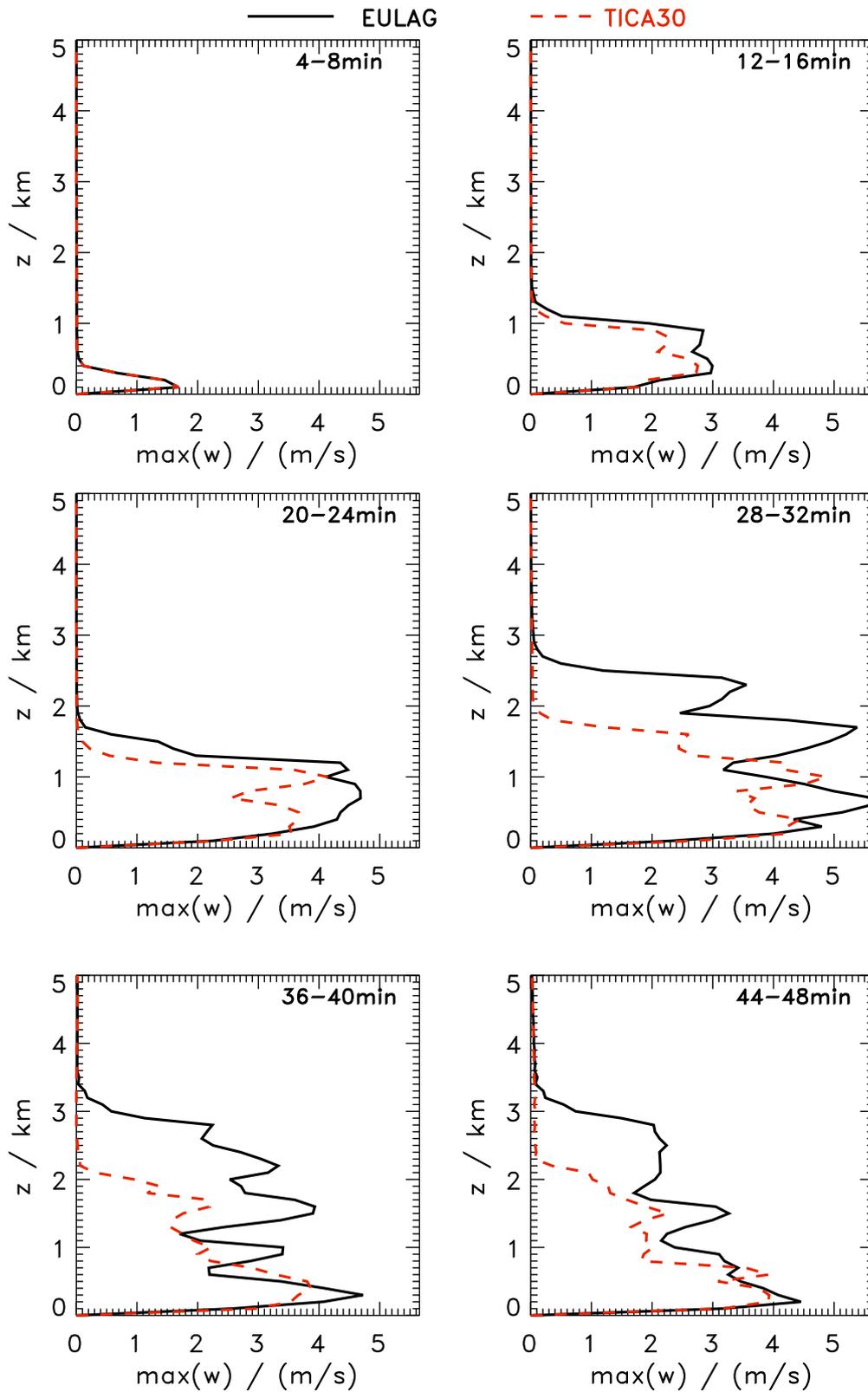


Abbildung 4.12: Vertikalprofil der maximalen Geschwindigkeit des Vertikalwindes der Fallstudie "Einzelwolke" für die Zeitintervalle 4 – 8 min, 12 – 16 min, 20 – 24 min, 28 – 32 min, 36 – 40 min und 44 – 48 min.

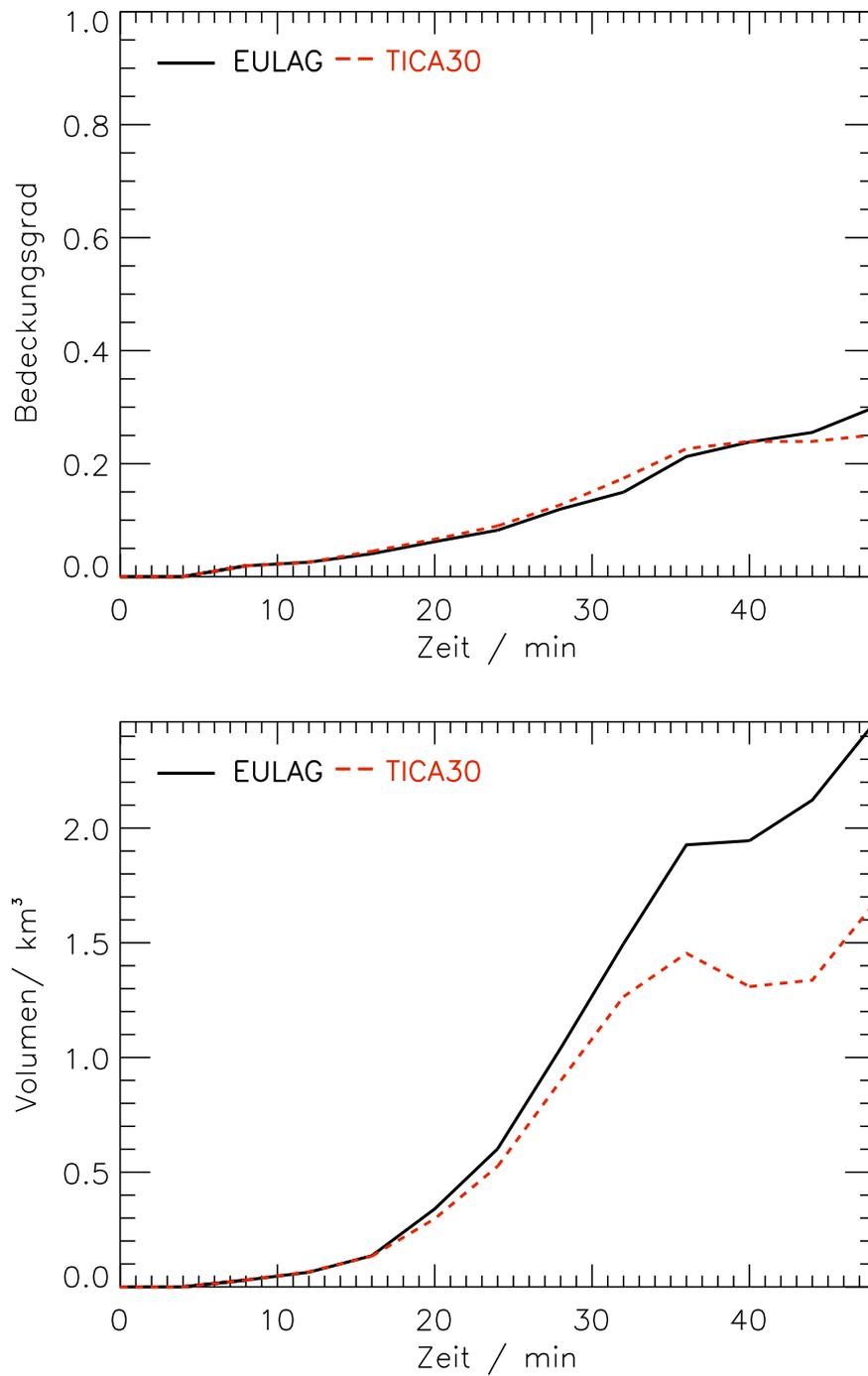


Abbildung 4.13: Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades und des Wolkenvolumens der Fallstudie "Einzelwolke".

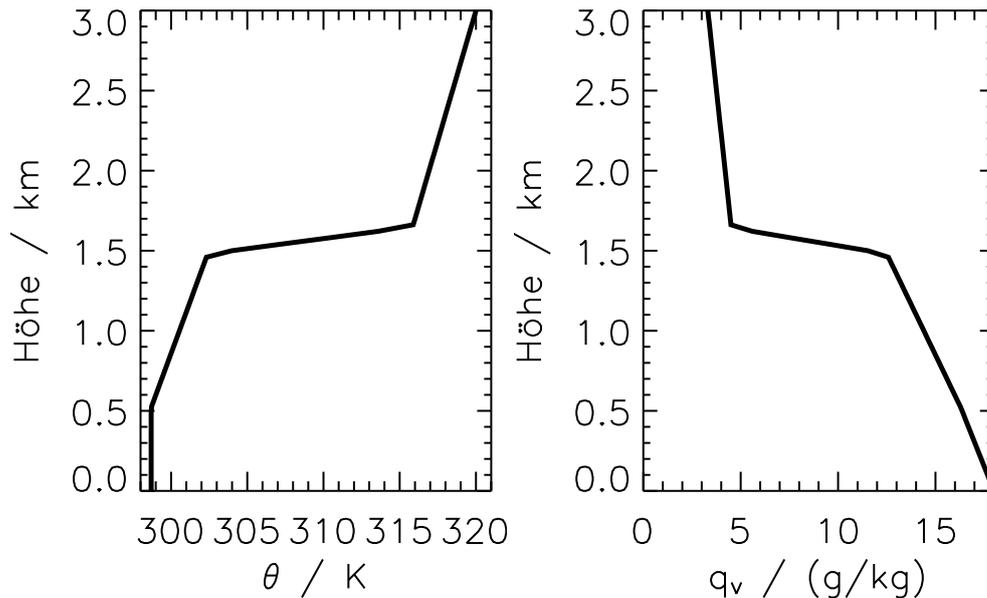


Abbildung 4.14: Vertikalprofil der potentiellen Temperatur (links) und der Feuchte (rechts) für die Simulationen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung".

ist in 4.14 dargestellt. Das Anfangsfeld des Vertikalwindes wird zufällig mit einer mittleren Amplitude von  $0,0015 \text{ m/s}$  gestört.

Der sensible Wärmefluss wurde für die Simulationen mit Schatten gemäß Gleichung 3.36 (in Abschnitt 3.5) berechnet. Folglich ist für die Simulationen mit und ohne Schatten der Mittelwert des Wärmeflusses gleich. Er beträgt  $0,4 \text{ K} \cdot \text{m/s}$ . Es wurden Referenzsimulationen mit EULAG (ohne Schatten) durchgeführt und Simulationen mit Schatten für die drei Sonnenzenitwinkel  $0^\circ$  (EULAG-ICA),  $30^\circ$  (EULAG-TICA30) und  $60^\circ$  (EULAG-TICA60). Die Sonne steht bei einem Azimutwinkel von  $5^\circ$ , d. h. im Süden. Die Rechnungen wurden parallel auf  $8 \cdot 8$  Prozessoren durchgeführt. Durch Vergleich der Simulationsergebnisse wird der Einfluss der Wolkenschatten auf die Wolkenentwicklung untersucht.

### 4.2.1 Simulationsergebnisse

Abbildung 3.2 (in Abschnitt 3.1) zeigt die Simulation mit EULAG-TICA30 zum Zeitpunkt 34 Minuten. Der Beginn der Simulation ist wolkenlos. Wolkenbildung setzt nach 10 Minuten ein. Nach einem Einschwingvorgang bildet sich nach 20 – 30 Minuten ein Cumulus Feld mit einem Bedeckungsgrad von  $5/8$  bis  $6/8$ . Der Bedeckungsgrad nimmt bis zum Ende der Simulation kontinuierlich auf  $1/8$  bis  $2/8$  ab.

Abbildung 4.15 zeigt die mittleren Vertikalprofile des Bedeckungsgrades. Die Profile wurden für sechs aufeinander folgende halbstündige Zeitintervalle durch Mittelung aller Werte in diesem Zeitintervall in der entsprechenden Höhe erzeugt. Dargestellt sind die Referenzsimulation und die Simulationen zu drei verschiedenen Sonnenzenitwinkeln. Die Wolkenunterkante liegt im ersten gezeigten Zeitintervall (30 – 60 Minuten) bei  $400 \text{ m}$  und steigt im Laufe der Simulation auf  $600 \text{ m}$  an. Dies begründet sich in der vom Erdboden ausgehenden Erwärmung der Atmosphäre, die zu einer Anhebung des Kondensationsniveaus führt. Die Wolkenoberkantenhöhe wird durch die Lage der Inversion in  $1600 \text{ m}$  Höhe bestimmt. Daher ist sie in allen Simulationen gleich hoch und ändert sich im Laufe der Simulation nicht.

Die Wolkenunterkante ist vor allem in der ersten Hälfte der Simulation in den Simulationen mit EULAG-TICA und EULAG-ICA weniger scharf ausgeprägt, wobei sie jedoch in etwa in der gleichen Höhe liegt wie in der Referenzsimulation, an die sie sich im Laufe der Simulation angleicht. In den mittleren Zeitintervallen unterscheidet sich die vertikale Verteilung des Bedeckungsgrades der Simulationen mit Schatten von der der Referenzsimulation. Je größer der Sonnenzenitwinkel, desto größer ist der Bedeckungsgrad nahe der Wolkenoberkante und umso kleiner ist der Bedeckungsgrad in den tieferen Wolkenschichten.

Die Vertikalprofile der Horizontalkomponenten des mittleren Windes sind in den Abbildungen 4.16 (Wind in x-Richtung, senkrecht zur Achse Sonne-Wolke-Schatten) und 4.17 (Wind in y-Richtung, parallel zur Achse Sonne-Wolke-Schatten) dargestellt. Während die Vertikalprofile des Windes in West-Ost-Richtung in den verschiedenen Zeitintervallen unterschiedliche Verläufe aufweisen, bildet sich im Windprofil in Süd-Nord-Richtung bei den Simulationen mit EULAG-TICA (bei beiden Sonnenzenitwinkeln  $30^\circ$  und  $60^\circ$ ) eine klare Struktur aus, die in allen Zeitintervallen erhalten bleibt. Die Profile des Windes zeigen in diesen Simulationen Maxima in der Höhe, in der sich die Wolken befinden, insbesondere am Wolkenoberrand, und Minima in Bodennähe. Des Weiteren sind die maximalen Werte der gebietsgemittelten Windgeschwindigkeiten in Nord- und Südrichtung doppelt so groß wie die in West- und Ostrichtung. Dies bedeutet, dass im Mittel der Wind in Bodennähe vom Schatten unter die Wolke weht und im Bereich der Wolke - vor allem an der Wolkenoberkante - Wind aus der Wolke in Richtung des Schattens. Dies ist bei größerem Sonnenzenitwinkel stärker ausgeprägt.

Die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Zu erkennen ist die nach 10 Minuten einsetzende Wolkenbildung. Nach dem 20-minütigen Einschwingvorgang hat sich in allen Simulationen ein Cumulusfeld mit einem Bedeckungsgrad von 0,6 ausgebildet. Dieser nimmt in allen Simulationen auf 0,2 ab. Die Bedeckungsgrade der verschiedenen Simulationen liegen dicht beieinander. Kleine Unterschiede zeigen sich in der Variabilität, die bei EULAG-ICA und EULAG-TICA30 zwischen 30 und 90 Minuten etwas größer ist. Des Weiteren liegt der Bedeckungsgrad bei EULAG-TICA60 im letzten Viertel der Simulation zeitweise 20 – 30% unter dem der Referenzsimulation, gleicht sich am Ende dieser aber wieder an. Abbildung 4.19 zeigt das Wolkenvolumen. Hier weichen die Ergebnisse der verschiedenen Simulationen während des gesamten Simulationszeitraumes nur wenig voneinander ab. Die zeitliche Entwicklung des Flüssigwasserpfades ist in Abbildung 4.20 gegeben. Zwischen 50 und 100 Minuten weist die Simulation mit EULAG-TICA60 höhere Werte des Flüssigwasserpfades auf. Insgesamt weist der Flüssigwassergehalt in allen Simulationen eine größere Variabilität auf als das Wolkenvolumen. Abbildung 4.21 zeigt die zeitliche Entwicklung der gebietsgemittelten vertikal integrierten turbulenten kinetischen Energie. Sie berechnet sich aus dem Integral der quadratischen Abweichungen der drei Windgeschwindigkeitskomponenten von dem jeweiligen Mittelwert über die Höhe:  $TKE = \int \rho \cdot 0,5 \cdot (u'^2 + v'^2 + w'^2) dz$  mit  $u'(x, y, z) = u(x, y, z) - \bar{u}(z)$ , und der Dichte  $\rho$ . Im Unterschied zu den geringen Unterschieden von Bedeckungsgrad, Wolkenvolumen und Flüssigwasserpfad der verschiedenen Simulationen unterscheidet sich die Größe der turbulenten kinetischen Energie hingegen deutlich in den unterschiedlichen Simulationen. Alle Simulationen mit Schatten weisen ab etwa 50 Minuten höhere Werte als die Referenzsimulation auf. Sie liegen z.B. nach der Hälfte der Simulation 20% über denen der Referenzsimulation. Während sich die Werte mit senkrecht stehender Sonne im zeitlichen Verlauf denen der Referenzsimulation annähern, bleiben die Werte der turbulenten kinetischen Energie bei schrägem Sonnenstand weiterhin höher als bei der Referenzsimulation.

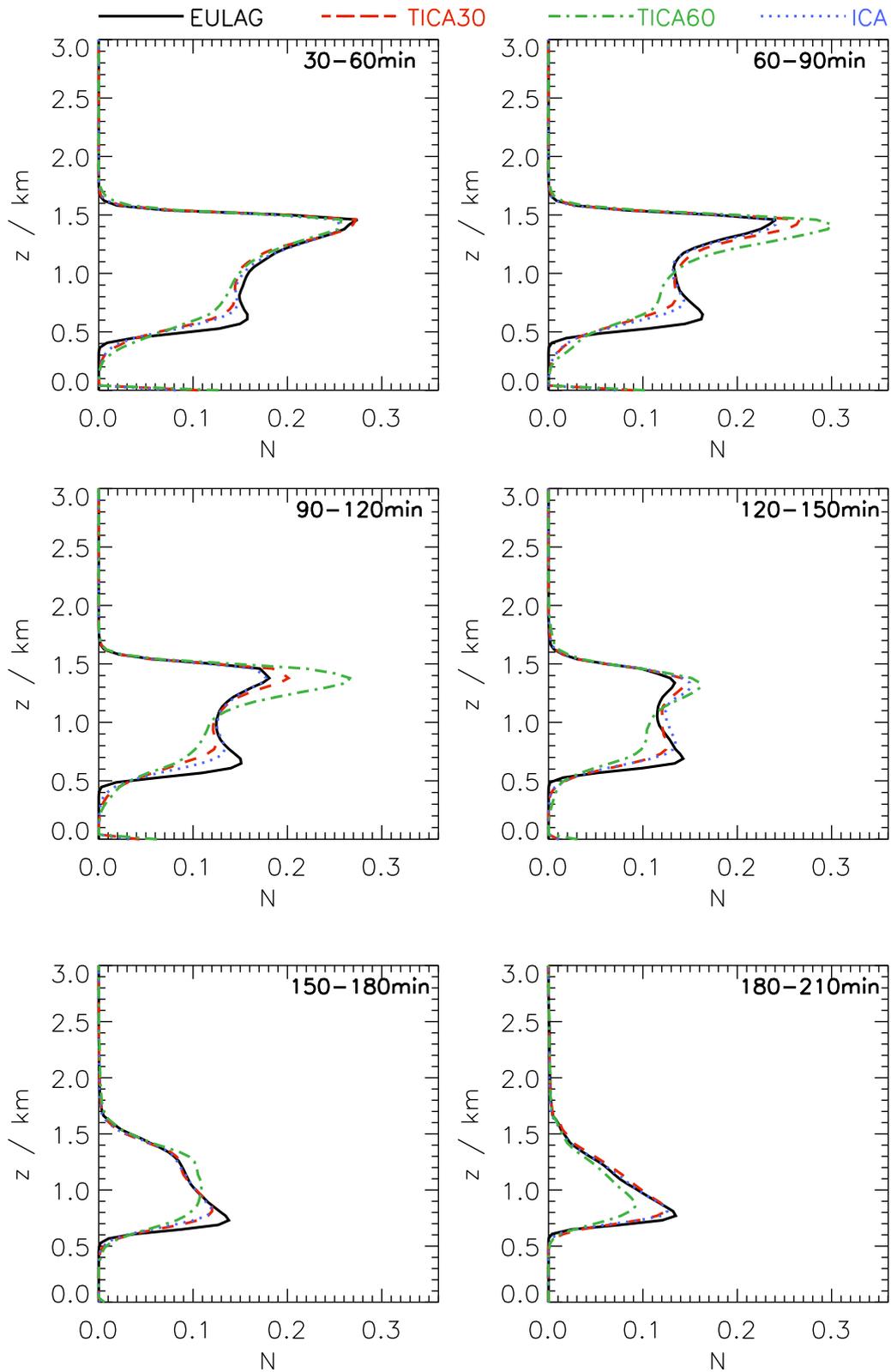


Abbildung 4.15: Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min.

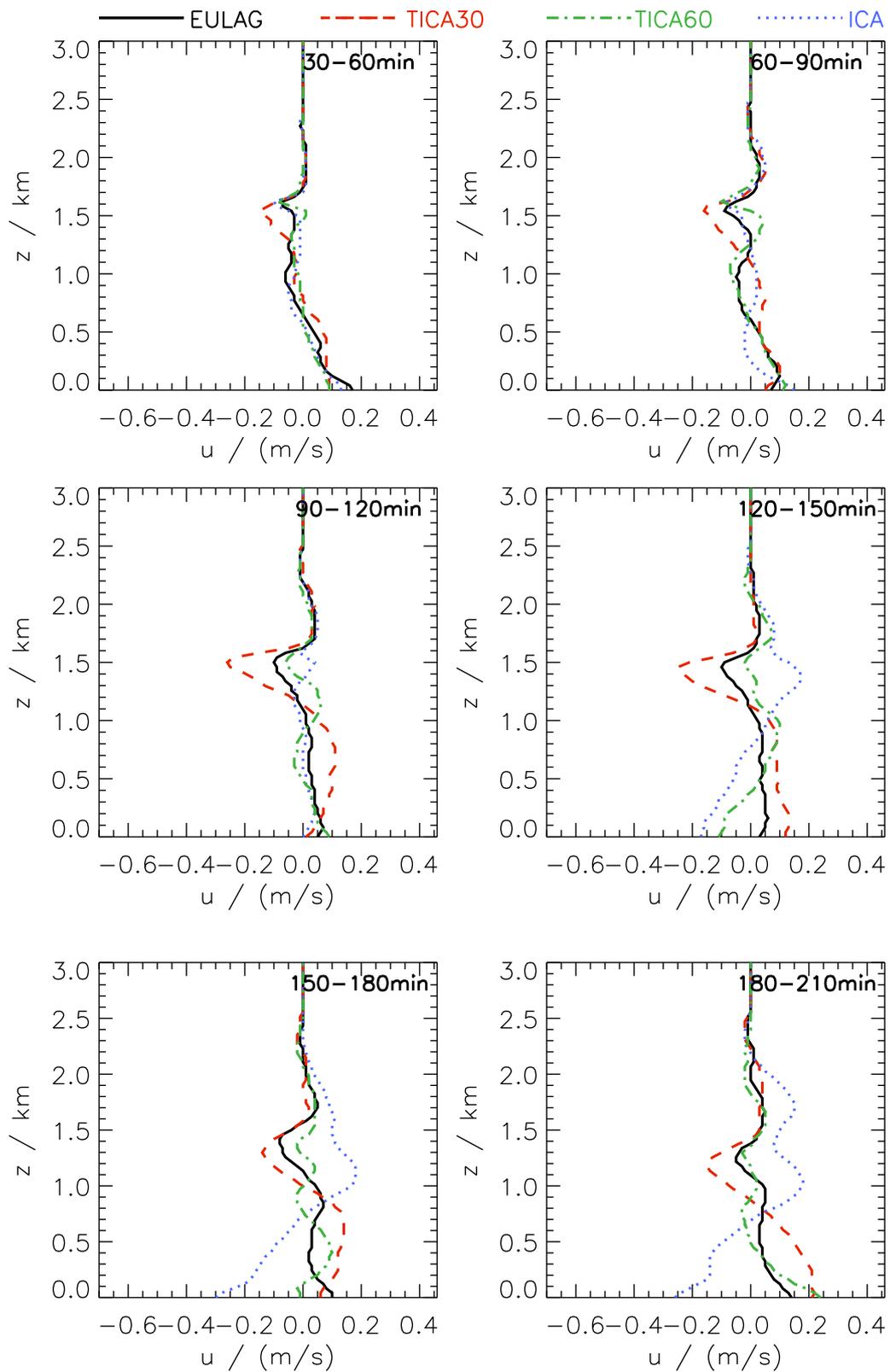


Abbildung 4.16: Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit in West-Ost-Richtung der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min.

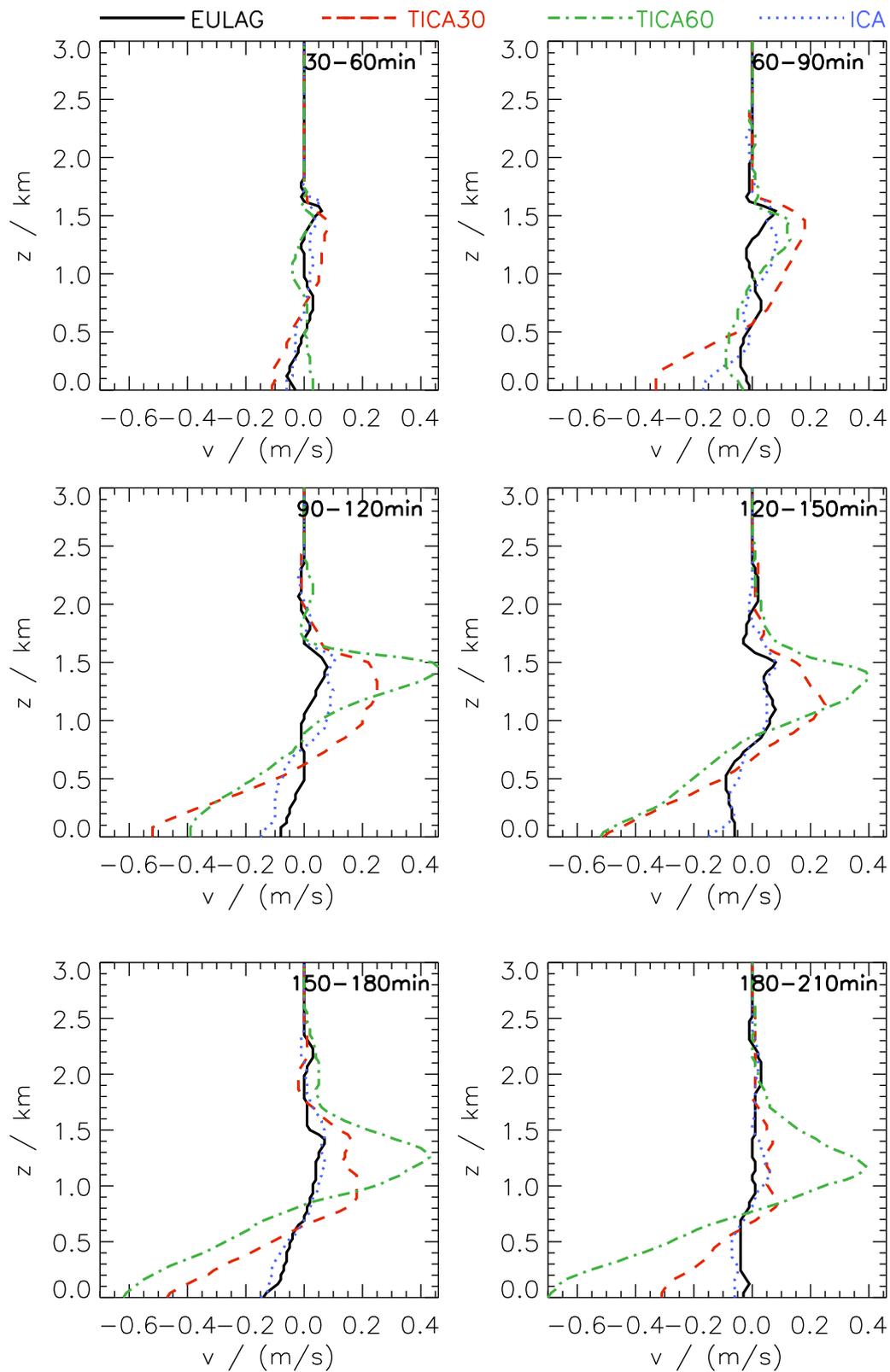


Abbildung 4.17: Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit in Süd-Nord-Richtung der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min.

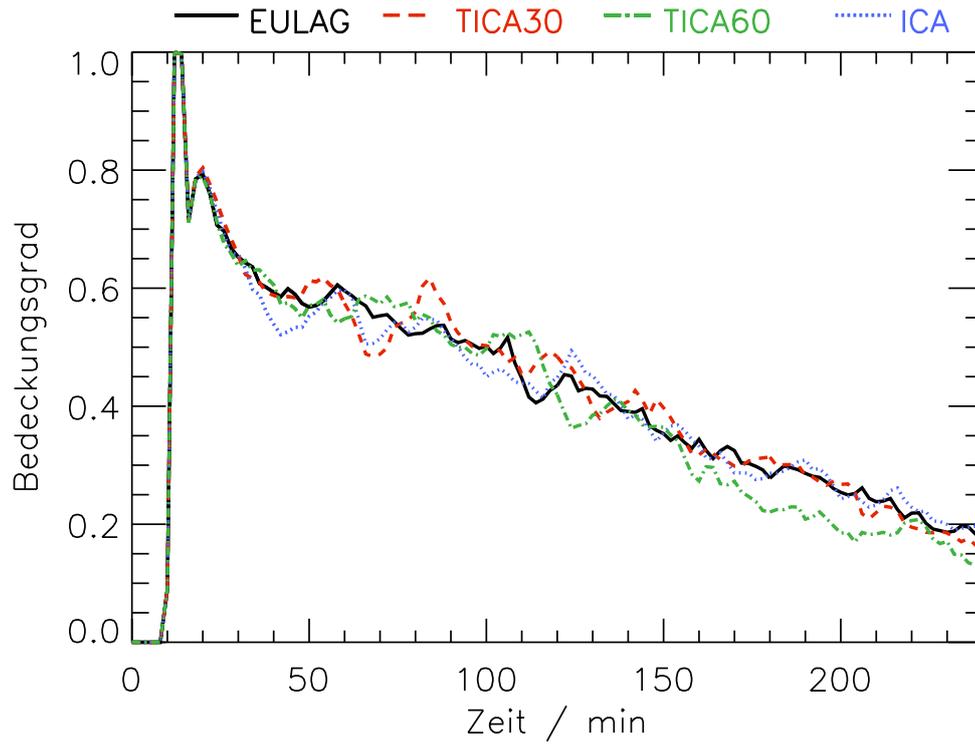


Abbildung 4.18: Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung".

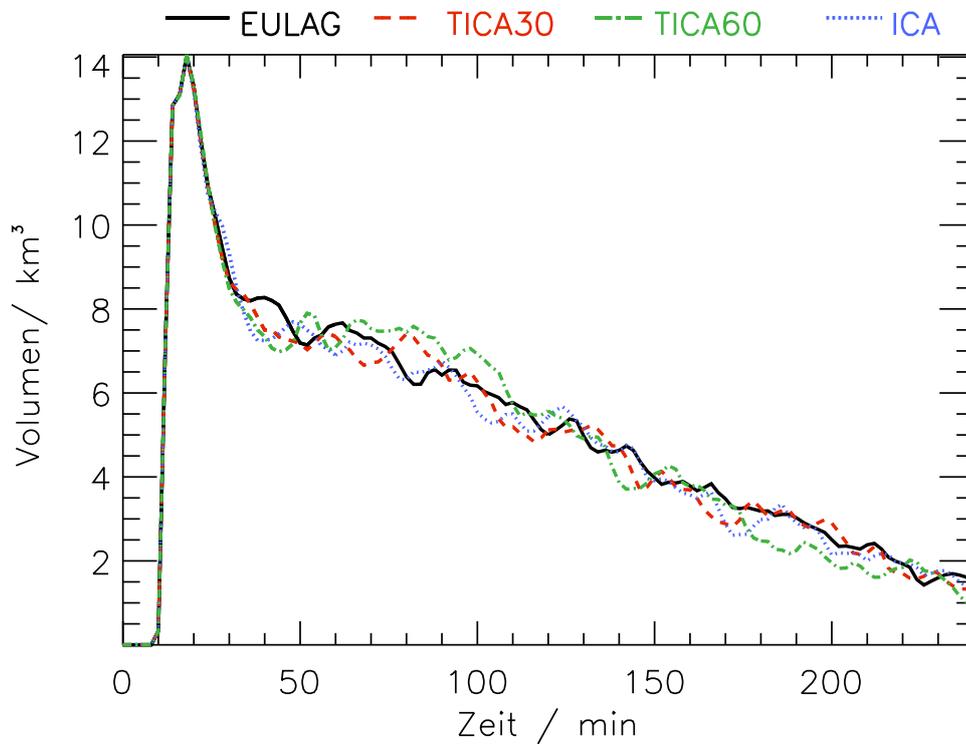


Abbildung 4.19: Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung".

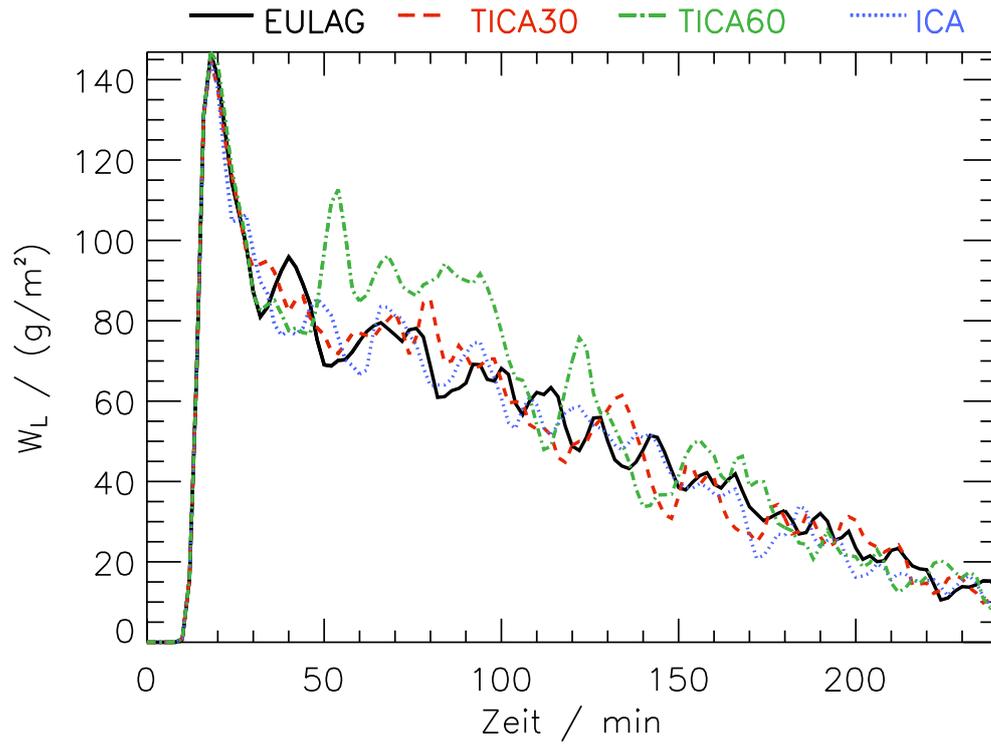


Abbildung 4.20: Zeitliche Entwicklung des mittleren Flüssigwasserpfades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung".

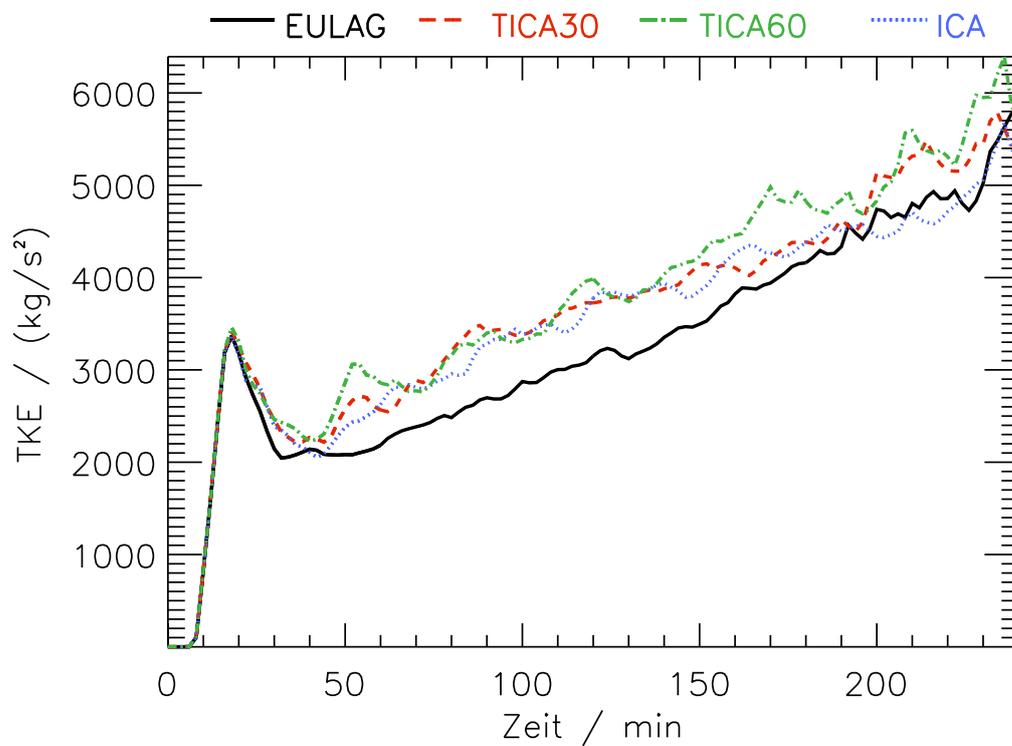


Abbildung 4.21: Zeitliche Entwicklung der turbulent kinetischen Energie der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung".

Zur Untersuchung der Dynamik des Wolkenfeldes, der Geschwindigkeit mit der sich die Wolken bilden, verlagern und wieder auflösen, wurde die zeitliche Autokorrelation der Wolkenfelder der verschiedenen Simulationen berechnet und verglichen (siehe Abbildung 4.22). Die Korrelation wurde wie folgt berechnet:

$$C_t(\Delta t, t_0) = \frac{\sum_{i,j} W_L(x_i, y_j, t_0 + \Delta t) \cdot W_L(x_i, y_j, t_0)}{\sum_{i,j} W_L(x_i, y_j, t_0) \cdot W_L(x_i, y_j, t_0)}. \quad (4.1)$$

$W_L(x_i, y_j, t_0)$  gibt den Flüssigwasserpfad am Punkt  $(x_i/y_j)$  zum Zeitpunkt  $t_0$  an und  $W_L(x_i, y_j, t_0 + \Delta t)$  den Flüssigwasserpfad an diesem Punkt zu dem späteren Zeitpunkt  $t_0 + \Delta t$ . Die Korrelation  $C_t(\Delta t, t_0)$  wurde nach Gleichung 4.1 für 20 Startpunkte  $t_0$  zwischen 32 Minuten und 72 Minuten berechnet. Das Zeitintervall  $\Delta t$  wurde dabei von 0 bis 60 Zeitschritten, also 0 bis 120 Minuten variiert. In der Abbildung ist der Mittelwert  $\overline{C}_t(\Delta t)$  der je 20 Werte der Korrelation als Funktion des Zeitintervalls  $\Delta t$  dargestellt. Die zeitliche Korrelation nimmt bei der ICA-Simulation zunächst schneller ab als in der Referenzsimulation, während die Simulation mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  einen flacheren Abfall zeigt. Dies bedeutet, dass die Ähnlichkeit zwischen einem Ausgangsfeld und einem Wolkenfeld zu einem späteren Zeitpunkt der ICA-Simulation geringer ist als in der Referenzsimulation. Das Minimum der Korrelation bei der ICA-Simulation liegt bei 12 Zeitschritten, also 24 Minuten. Das Minimum bei der Simulation mit EULAG-TICA30 liegt bei 26 Minuten, das der EULAG-Simulation bei 34 Minuten. Die Korrelation steigt in der Referenzsimulation wie auch in den Simulationen mit EULAG-ICA und EULAG-TICA30 nach dem ersten Minimum wieder an. Dies bedeutet, dass die Ähnlichkeit zwischen einem Ausgangsfeld und einem Wolkenfeld zu einem späteren Zeitpunkt wieder zunimmt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass sich nach Wolkenauflösung an derselben Stelle erneut eine Wolke bildet, oder sich durch Verlagerung der Wolken sich zu einem späteren Zeitpunkt eine andere Wolke an dieser Stelle befindet. Die Zeit zwischen dem Auftreten des ersten Minimums und dem darauf folgenden Maximum beträgt 18 Minuten bei EULAG-ICA, 22 Minuten bei EULAG-TICA30 und 26 Minuten bei EULAG. Dies bedeutet, dass die Wolkenauflösung und -neubildung bei den Simulationen mit Schatten senkrecht unter der Wolke am schnellsten abläuft.

Um die Wolkenbewegung bzw. -verlagerung zu analysieren, wurde die räumliche Korrelation zwischen den Wolkenfeldern zu verschiedenen Zeitpunkten berechnet. Die Korrelation ergibt sich aus:

$$C_r(\Delta y, t_0) = \frac{\sum_{i,j} W_L(x_i, y_j + \Delta y, t_1) \cdot W_L(x_i, y_j, t_0)}{\sum_{i,j} W_L(x_i, y_j, t_1) \cdot W_L(x_i, y_j, t_0)}. \quad (4.2)$$

$W_L(x_i, y_j, t_0)$  gibt den Flüssigwasserpfad am Punkt  $(x_i/y_j)$  zum Zeitpunkt  $t_0$  an und  $W_L(x_i, y_j + \Delta y, t_1)$  den Flüssigwasserpfad an dem Punkt  $(x_i/y_j + \Delta y)$  zu dem späteren Zeitpunkt  $t_1$ . Als Zeitintervall  $t_1 - t_0$  wurden 8 Minuten gewählt. Das Zeitfenster ist groß genug, dass eine Verlagerung der einzelnen Wolken stattgefunden haben kann und diese gut messbar ist. Jedoch ist die Wolkenentwicklung in diesem Zeitintervall noch nicht stark fortgeschritten, wie in den gezeigten zeitlichen Korrelationen ersichtlich ist. In Abbildung 4.23 ist der Mittelwert der räumlichen Korrelation  $\overline{C}_r(\Delta y)$  der Wolkenfelder von 40 verschiedenen Zeitpunkten  $t_0$  zwischen 32 Minuten und 112 Minuten als Funktion der Verschiebung  $\Delta y$  dargestellt. In der Abbildung zeigt sich, dass die Maxima von  $\overline{C}_r$  der Simulationen mit Schatten gegenüber der Referenzsimulation verschoben sind. Das bedeutet, dass die Ähnlichkeit zwischen den Wolkenfeldern zu den Zeitpunkten  $t_0$  und  $t_1$  steigt, wenn das Wolkenfeld zum Zeitpunkt  $t_1$  in

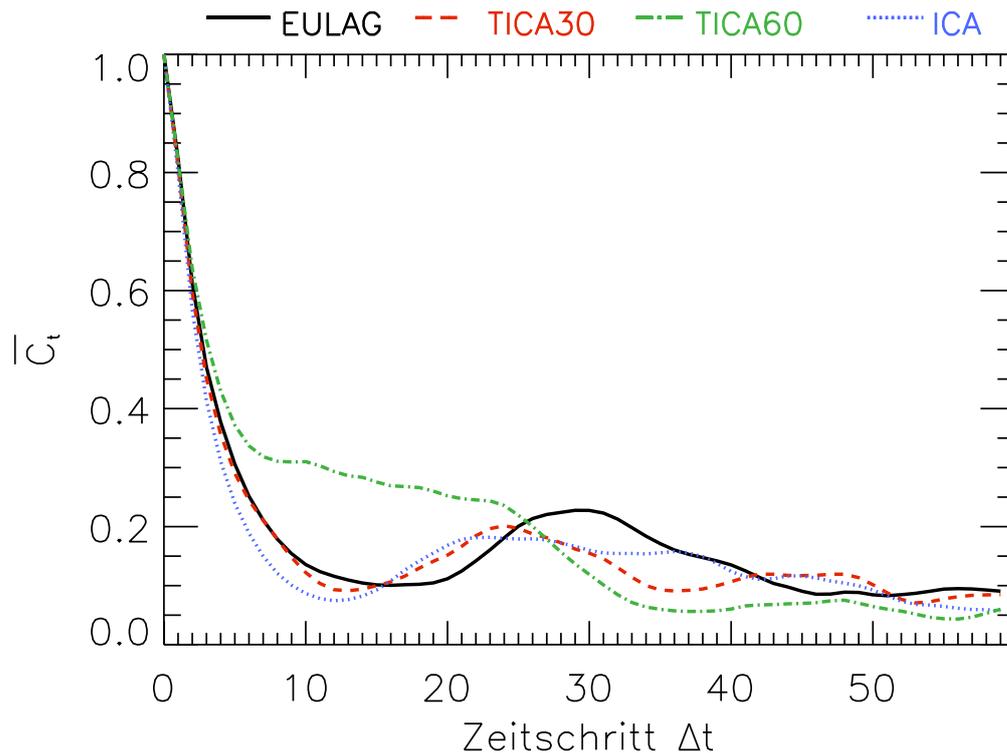


Abbildung 4.22: Zeitliche Autokorrelation für die Simulationen der Studie ”konvektive Grenzschichtbewölkung”.

negative y-Richtung verschoben wird. Das Maximum von  $\overline{C_r}$  der Simulation mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  ist am weitesten verschoben und liegt bei einer Verschiebung von 9 Gitterpunkten, was bei der horizontalen Auflösung des Modells von  $50\text{ m}$  einer räumlichen Verschiebung um  $450\text{ m}$  entspricht. Werden die räumlichen Korrelationen für eine Verschiebung in x-Richtung, also senkrecht zur Achse Sonne-Wolke-Schatten, berechnet, so zeigen sich symmetrische Verläufe der Korrelationen. Hier liegen auch bei den Simulationen mit EULAG-TICA die Maxima bei einer Verschiebung von 0.

#### 4.2.2 Interpretation

Die Simulationsergebnisse der Studie ”konvektive Grenzschichtbewölkung” haben gezeigt, dass die an konvektiven Wolken stattfindende Zirkulation (Aufsteigen unter der Wolke, Ausfließen in Wolkenhöhe, Absinken neben der Wolke und Einströmen der Luft unter die Wolke) durch schrägen Schattenwurf der Wolken eine Vorzugsrichtung ausprägt, die sich in den gebietsgemittelten horizontalen Windgeschwindigkeiten zeigt. Im Gebietsmittel erfolgt die Luftbewegung unter die Wolke aus Richtung des kühleren Schattens und das Ausfließen der Luft im Wolkenniveau in Richtung Schatten. Dies ist schematisch in Abbildung 4.24 dargestellt.

Durch den Wolkenschatten wird die vertikale Verteilung des Bedeckungsgrades beeinflusst. Insbesondere bei flachem Sonnenstand ist der Bedeckungsgrad nahe der Wolkenunterkante geringer und nahe der Wolkenoberkante höher. Der Wolkenschatten hat nur geringen Einfluss auf die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades und des Wolkenvolumens. Ein deutlicher Unterschied zeigt sich hingegen in der turbulenten kinetischen Energie. Diese ist

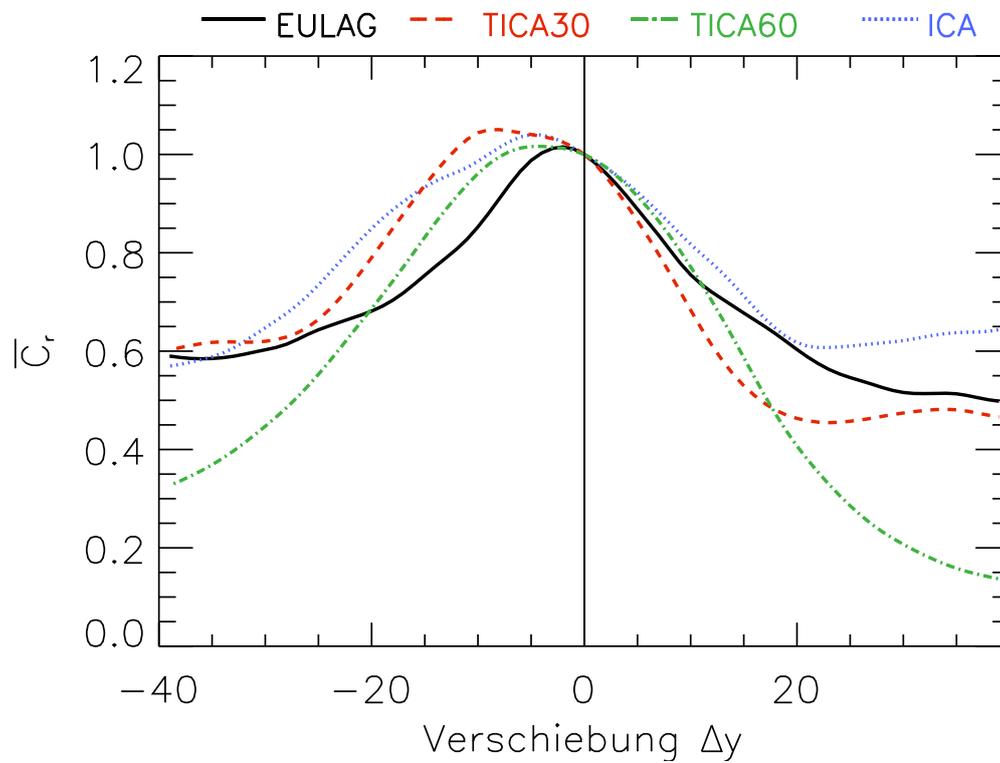


Abbildung 4.23: Räumliche Autokorrelation für die Simulationen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung".

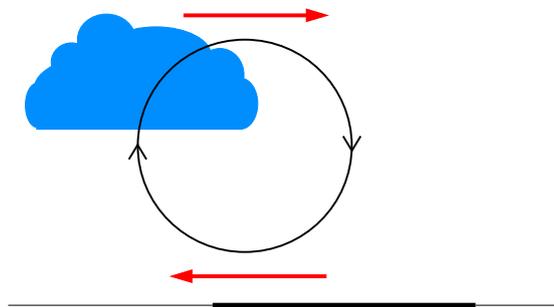


Abbildung 4.24: Schematische Darstellung der Zirkulation an einer Cumulus-Wolke mit Schatten.

in allen Simulationen mit Schatten größer als in der Referenzsimulation. Dies bedeutet, dass durch die differentielle Einstrahlung bei gleichem Gebietsmittel der Bestrahlungsstärke mehr turbulente Bewegung erzeugt wird.

Die Untersuchungen der zeitlichen und räumlichen Korrelationen zeigen die Dynamik des Wolkenfeldes. Die zeitliche Korrelation des mit EULAG-ICA simulierten Wolkenfeldes weist einen schnelleren Abfall auf als die der Referenzsimulation. Des Weiteren ist das Zeitintervall zwischen diesem Minimum und dem darauffolgenden Maximum kürzer. Folglich findet die Wolkenauflösung und Wolkenneubildung auf einer kürzeren Zeitskala statt. Fällt bei ICA der Wolkenschatten senkrecht unter die Wolke, so findet dort eine Abkühlung statt. Der die Wolke bildende Aufwind wird abgeschwächt, und es kommt so zu einer früheren Auflösung dieser Wolke. Da zur gleichen Zeit an einer anderen Stelle Wolkenbildung stattfindet, hat dieser Effekt nur geringen Einfluss auf den Bedeckungsgrad. Die räumliche Korrelation weist bei den Simulationen mit Schatten eine Asymmetrie auf. Die Korrelation zwischen den Wolkenfeldern zu etwas auseinander liegenden Zeitpunkten bei der Referenzsimulation nimmt ab, wenn man das spätere Wolkenfeld in beliebige Richtung verschiebt. Bei den Simulationen mit schrägem Schattenwurf erhöht sich hingegen die Korrelation, wenn das Wolkenfeld zum späteren Zeitpunkt vom Schatten weg verschoben wird. Dieser Effekt tritt insbesondere bei den Simulationen mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  auf. Dies bedeutet, dass sich die einzelnen Wolken vom Schatten weg bewegen, bzw. dass sich der Aufwind unterhalb der Wolke in dem abgeschatteten Bereich abschwächt und sich die Wolke auf der Schattenseite auflöst, während sie auf der anderen Seite wächst.

Wie gezeigt treten deutliche Unterschiede zwischen den Simulationen mit EULAG-ICA und EULAG-TICA auf. Die ICA eignet sich folglich nur für Simulationen mit im Zenit stehender Sonne. Bei anderen Sonnenständen muss die TICA verwendet werden, um die Rückkopplung des Wolkenschattens auf die Wolkenbildung richtig zu berechnen. Daher wurden für die Studien der Abschnitte 4.3 und 4.4 keine Simulationen mit ICA durch geführt.

### 4.3 Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind"

Für die Simulationen dieser Studie wurden identische Anfangsbedingungen wie für die vorherige Studie angewendet, abgesehen von den Windverhältnissen. Gegenüber der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" wurde hier ein Anfangswindfeld vorgegeben. Es weht ein horizontal konstanter, mit der Höhe linear zunehmender Wind aus Süden. Am Boden beträgt die Windgeschwindigkeit  $0 \text{ m/s}$  und in  $3 \text{ km}$  Höhe  $5 \text{ m/s}$ , bzw.  $1,86$  bei Skalierung mit  $w_*$ . Dies berechnet sich aus  $w_* = (g/T \cdot Q \cdot H)^{1/3}$ , mit der Schwerebeschleunigung  $g$ , der Temperatur  $T$ , dem Wärmefluss  $Q$  und der Höhe der Grenzschicht  $H$ . Die Sonne steht im Süden. Dies bedeutet, dass der durch die Anfangsbedingungen vorgegebene Wind parallel zur Achse Sonne-Wolke-Schatten weht. Es wurden Referenzsimulationen mit EULAG durchgeführt und Simulationen mit EULAG-TICA für die Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$  und  $60^\circ$ .

#### 4.3.1 Simulationsergebnisse

Die Vertikalprofile des Bedeckungsgrades für die Simulationen mit Wind sind in den Abbildungen 4.25 (Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$ ) und 4.26 (Sonnenzenitwinkel  $60^\circ$ ) dargestellt. Gezeigt sind jeweils die Ergebnisse der Referenzsimulation, der Simulation mit EULAG-TICA mit Wind und zum Vergleich der Simulation mit EULAG-TICA ohne Wind. Die Ergebnisse von EULAG-TICA ohne und mit Wind unterscheiden sich kaum. In Abbildung 4.27 werden die

Vertikalprofile der Windgeschwindigkeiten in Süd-Nord-Richtung, also parallel zur Achse Sonne-Wolke-Schatten, gezeigt. Dargestellt sind die mittleren Abweichungen der Windgeschwindigkeiten der Simulationen mit EULAG-TICA von denen der Referenzsimulation mit Wind für sechs aufeinander folgende halbstündige Zeitintervalle. Dies zeigt also die Änderungen in der Windkomponente in Süd-Nord-Richtung die durch den Schatten verursacht wird, unabhängig von der vorgegebenen Windgeschwindigkeit. Die Profile zeigen eine Verstärkung des Windes in Süd-Nord-Richtung durch die Schatten in der Höhe der Wolken und eine Abschwächung in Bodennähe. Die Abweichungen der Windgeschwindigkeiten in West-Ost-Richtung, senkrecht zur Achse Sonne-Wolke-Schatten, der Simulationen mit Schatten von denen ohne Schatten sind deutlich kleiner und weisen keine über mehrere Zeitintervalle erhaltene Struktur auf.

Die Abbildungen 4.28 und 4.29 zeigen den zeitlichen Verlauf des Bedeckungsgrades. Dieser weist, wie auch die vertikale Verteilung, kaum Unterschiede zwischen den Simulationen mit Wind und denen ohne Wind auf. Auch das Wolkenvolumen zeigt in der zeitlichen Entwicklung kaum Unterschiede zwischen den Simulationen mit EULAG-TICA sowohl mit als auch ohne Wind im Vergleich zur Referenzsimulation (Abbildungen 4.30 und 4.31). Dies gilt für die beiden Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$  und  $60^\circ$ .

In Abbildung 4.32 ist die räumliche Korrelation zwischen zwei 6 Minuten auseinander liegenden Wolkensituationen dargestellt. Ein Zeitintervall von 6 Minuten reicht bei den Simulationen mit Wind aus, um eine Verlagerung der Wolken ableiten zu können. Die Korrelation  $C_r(\Delta y, t_0)$  wurde nach Gleichung 4.2 für die Ergebnisse der Simulationen mit Wind mit den Modellversionen EULAG, EULAG-TICA30 und EULAG-TICA60 für 40 Zeitpunkte  $t_0$  zwischen 32 Minuten und 112 Minuten berechnet. Abbildung 4.32 zeigt den Mittelwert der räumlichen Korrelation  $\overline{C}_r(\Delta y)$ . Deutlich ist die Verlagerung der Wolken mit dem Wind Richtung Norden (in der Abbildung rechts) zu erkennen. Das Maximum der Korrelation der Referenzsimulation liegt bei einer Verschiebung von 10 Gitterpunkten, dies entspricht bei einer Gitterweite von  $50\text{ m}$  einer Verschiebung um  $500\text{ m}$ . Die Maxima von  $\overline{C}_r(\Delta y)$  der Simulationen mit Schatten liegen bei einer Verschiebung um etwa  $400\text{ m}$ . Daraus lässt sich schließen, dass sich die Wolken mit einer mittleren Geschwindigkeit von  $1,4\text{ m/s}$  bzw.  $1,1\text{ m/s}$  verlagern. Der durch die Anfangsbedingungen vorgegebene Wind beträgt in der Höhe der Wolkenunterkante in  $500\text{ m}$   $0,8\text{ m/s}$  und an der Wolkenoberkante in  $1500\text{ m}$   $2,5\text{ m/s}$ .

### 4.3.2 Interpretation

Der in den Anfangsbedingungen vorgegebene Wind verändert weder die vertikale Verteilung noch die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades wesentlich. Gleiches zeigt sich auch in den Vergleichen des Wolkenvolumens. In den Simulationen mit Wind bewegen sich die Wolken mit dem Wind Richtung Norden, wie in den berechneten räumlichen Korrelationen zu erkennen ist. Die Verlagerungsgeschwindigkeit der Wolken mit Schatten ist etwas geringer als die der Wolken der Referenzsimulation. Ein weiterer Einfluss der Wolkenschatten auf die Ergebnisse der Simulationen mit Wind ist in den auftretenden Windgeschwindigkeiten zu erkennen. Werden die Abweichungen der Windgeschwindigkeit in Süd-Nord-Richtung der Simulationen mit Schatten von denen ohne Schatten betrachtet, so zeigt sich in den Vertikalprofilen eine Verstärkung der Windgeschwindigkeit in der Höhe der Wolken in Richtung der Wolkenschatten. Am Boden liegen die Windgeschwindigkeiten der Simulationen mit Schatten unter denen der Simulation ohne Schatten. Dies ist konsistent mit den Ergebnissen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" (Abschnitt 4.2), bei der sich der Schatten am

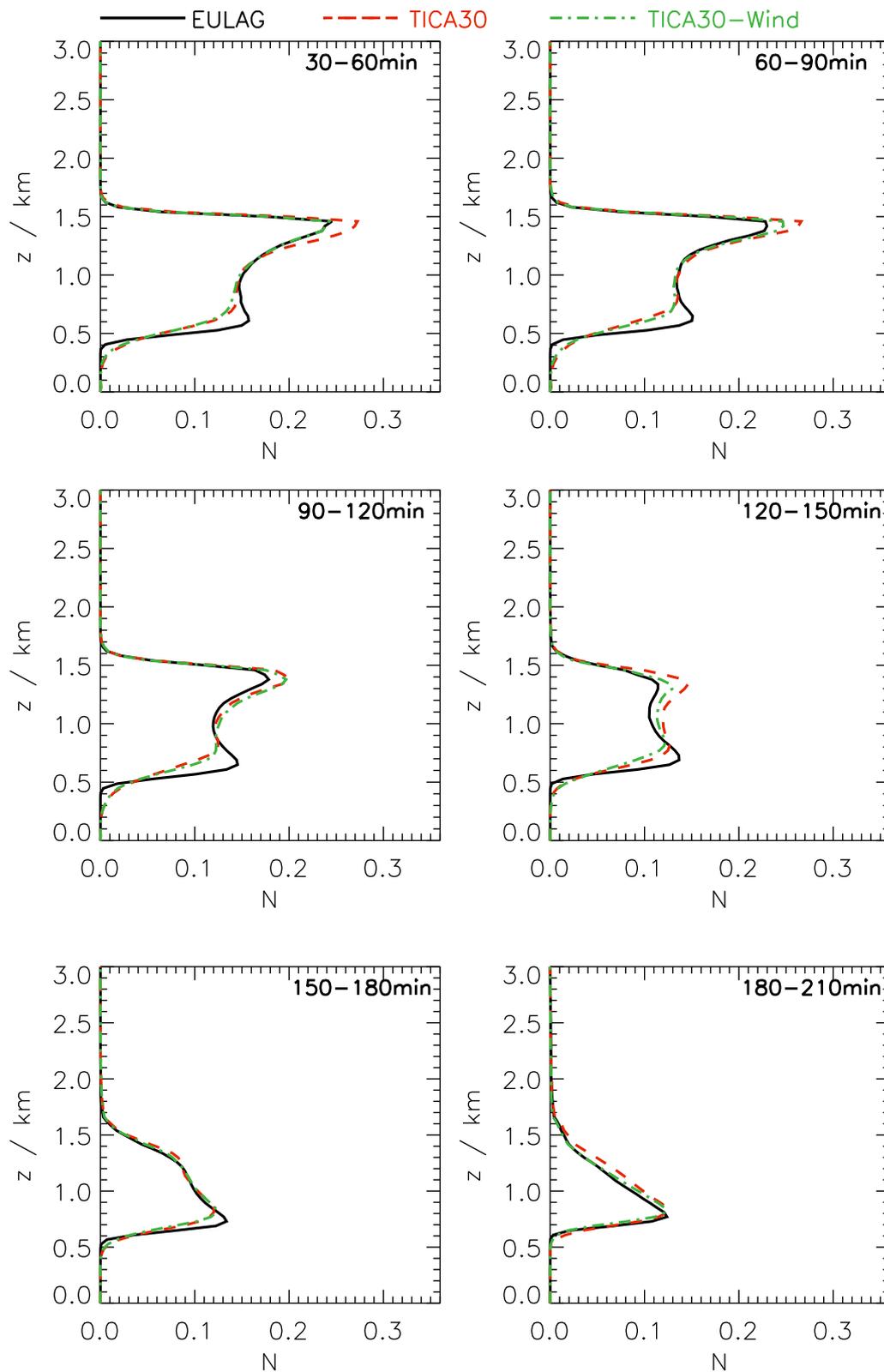


Abbildung 4.25: Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min.

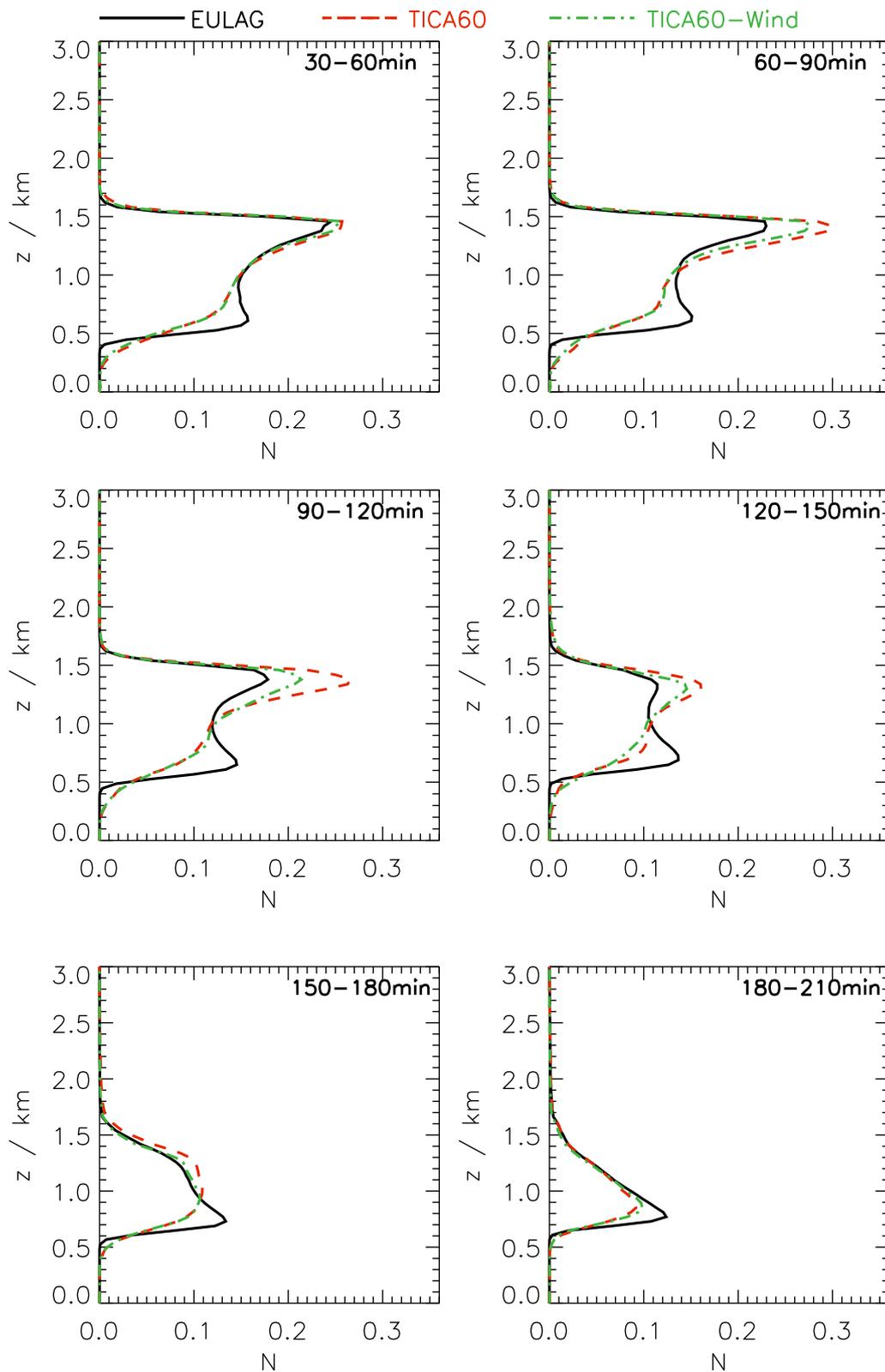


Abbildung 4.26: Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min.

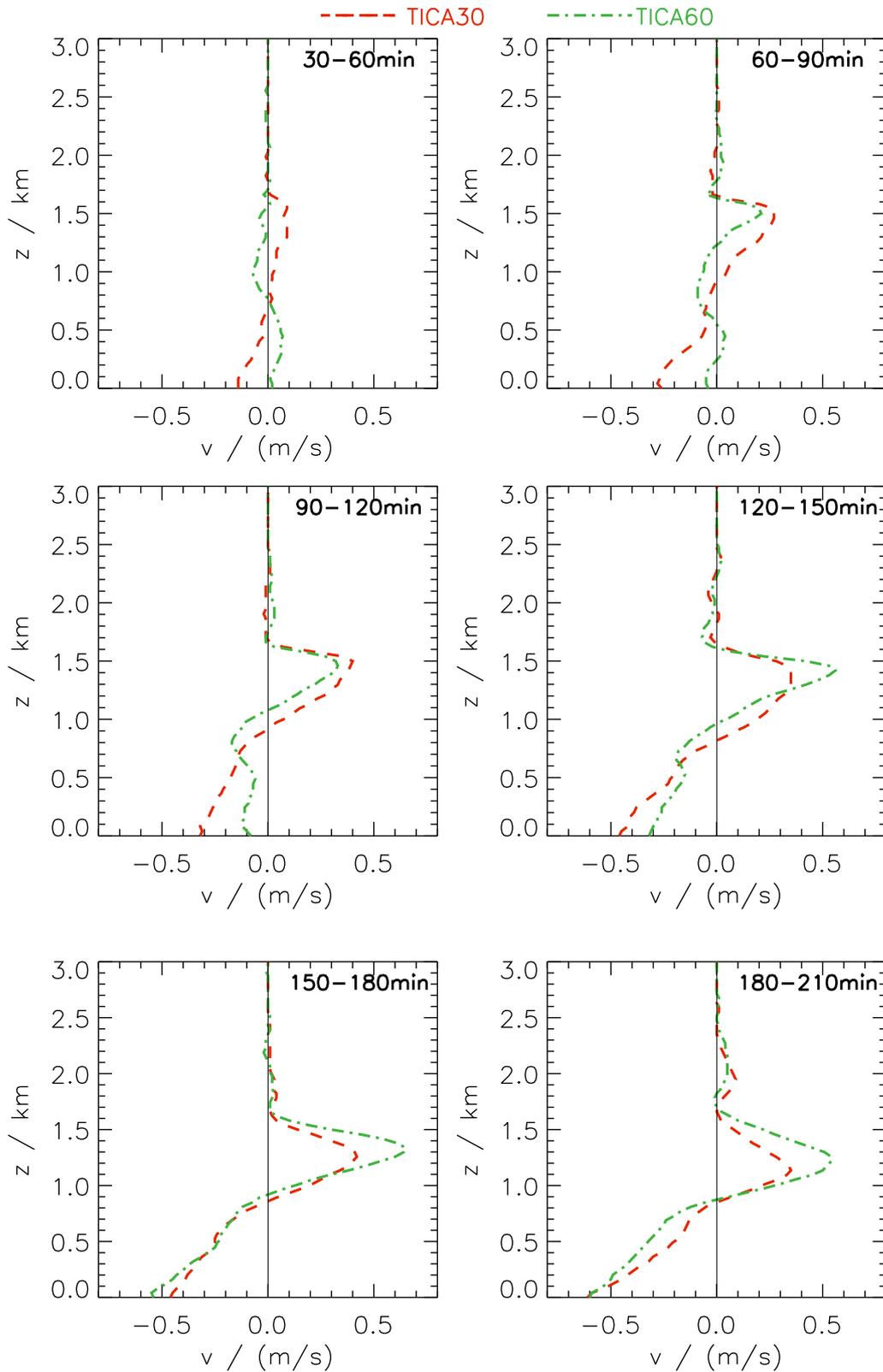


Abbildung 4.27: Vertikalprofil der Abweichung der Windgeschwindigkeit in Süd-Nord-Richtung von der Referenzsimulation der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" für die Zeitintervalle 30–60 min, 60–90 min, 90–120 min, 120–150 min, 150–180 min und 180–210 min.

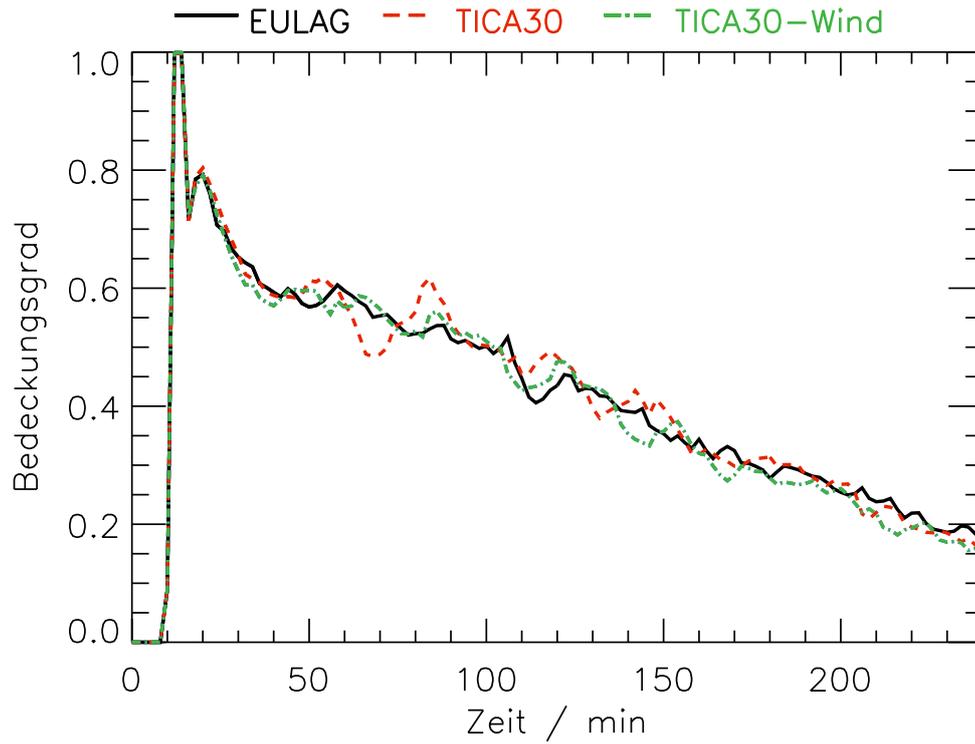


Abbildung 4.28: Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30°.

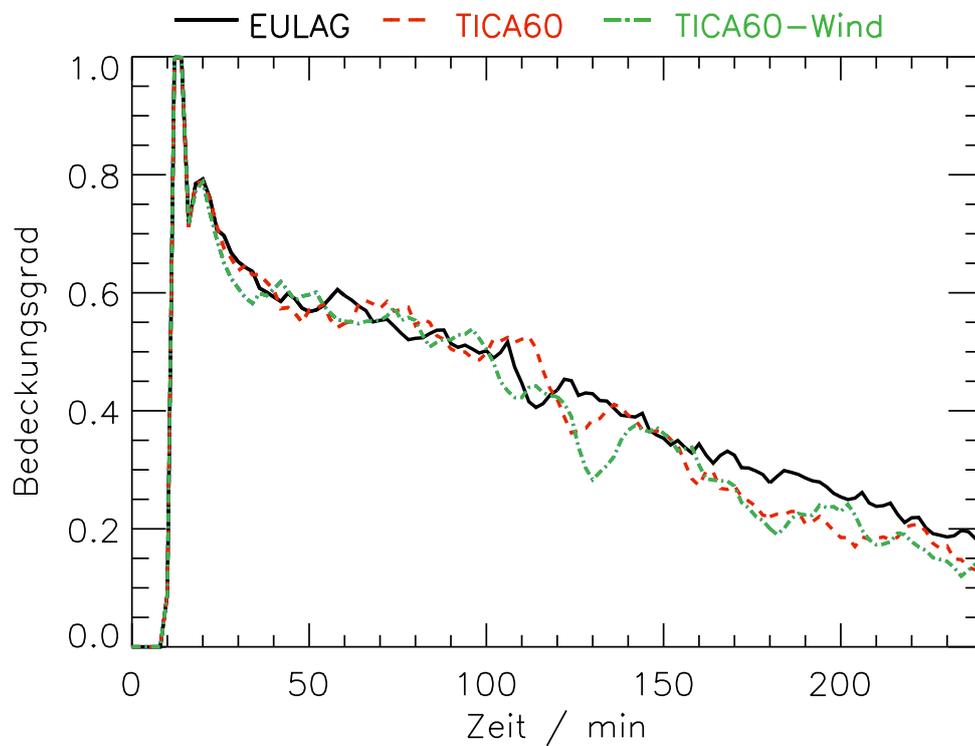


Abbildung 4.29: Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60°.

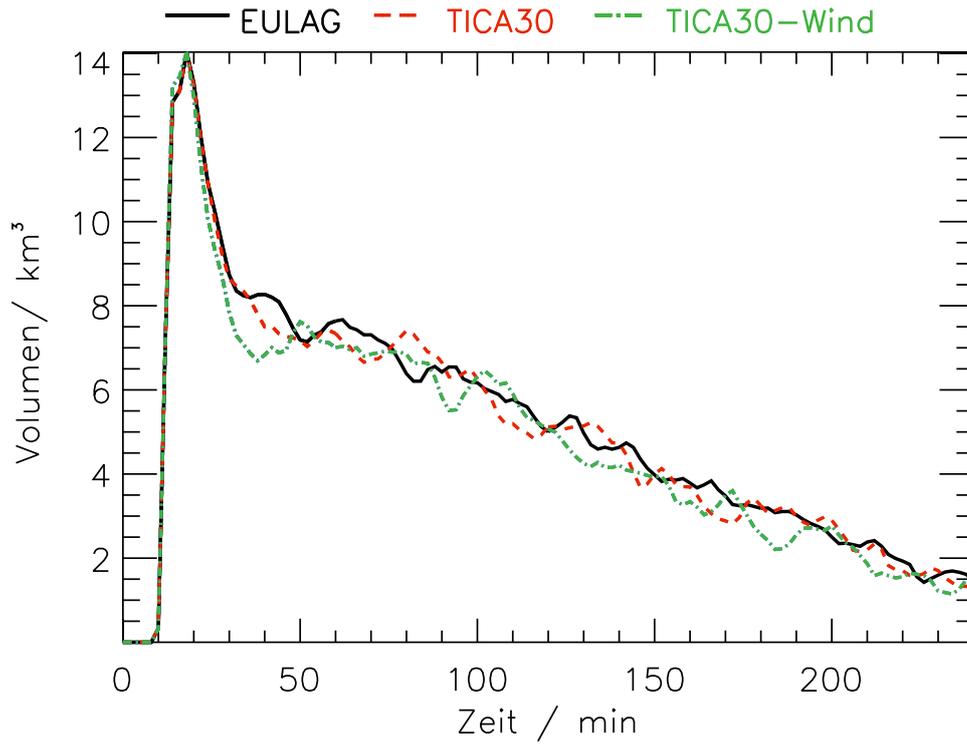


Abbildung 4.30: Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ .

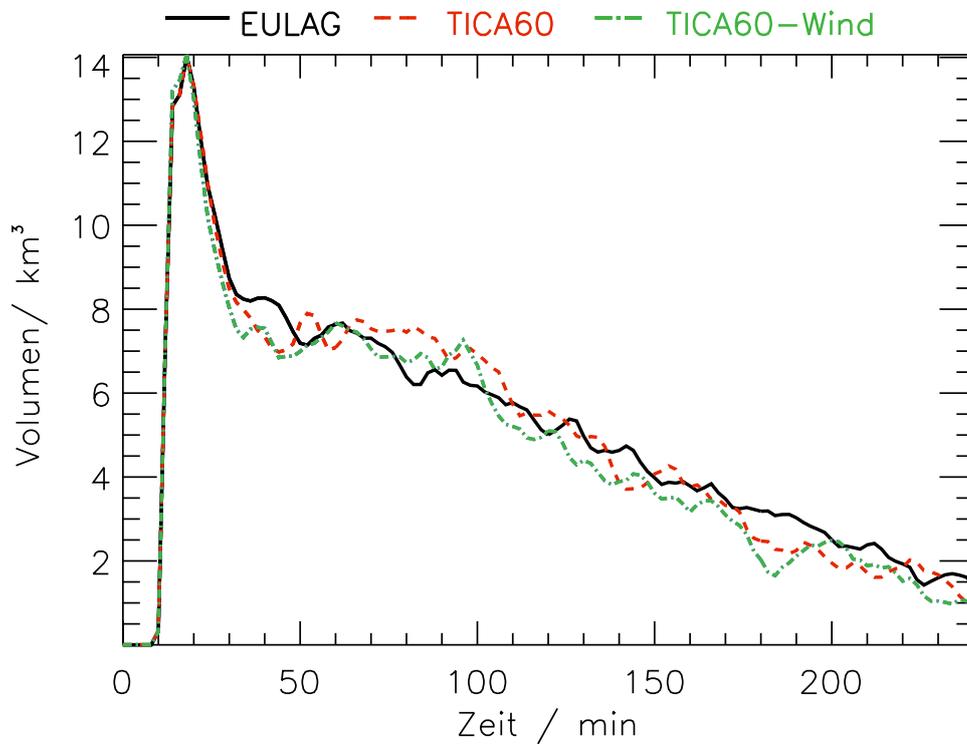


Abbildung 4.31: Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$ .

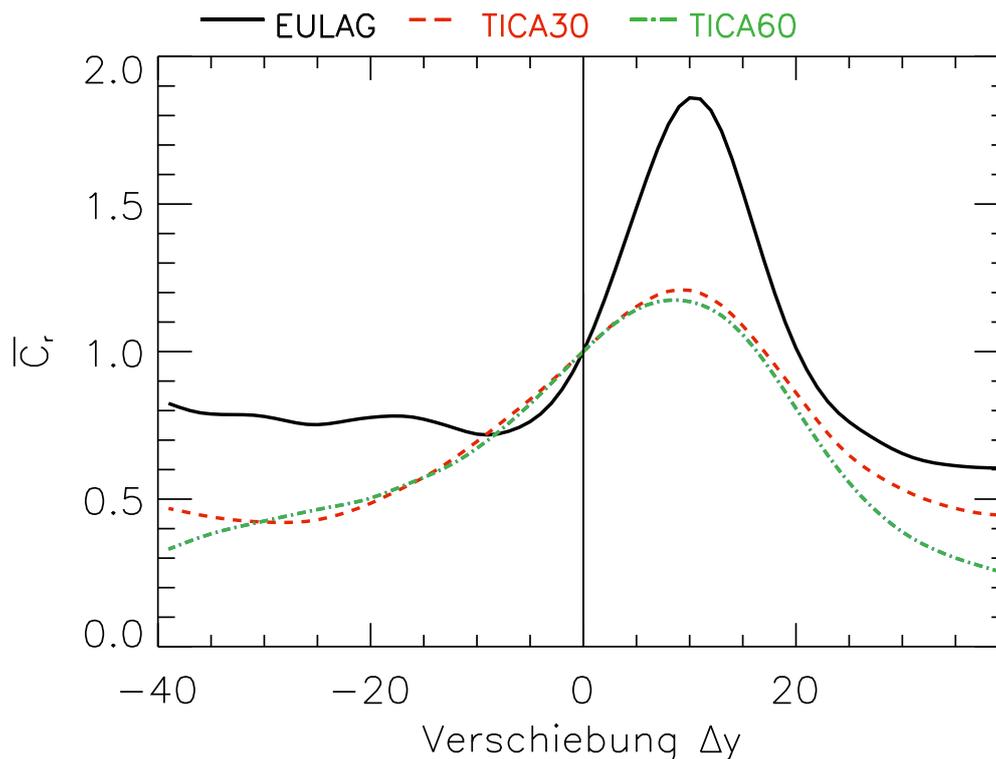


Abbildung 4.32: Räumliche Autokorrelation für die Simulationen mit EULAG, EULAG-TICA30 und EULAG-TICA60 jeweils mit Wind.

Boden auf die Windgeschwindigkeit in den entsprechenden Höhen auf die gleiche Weise auswirkt. Die dort auftretenden Unterschiede zwischen den Windgeschwindigkeiten der Simulationen mit und ohne Schatten haben die gleichen Beträge wie die in diesem Abschnitt.

Die Untersuchungen der räumlichen Korrelation, und damit der Bewegung der Wolken, sowie der Windgeschwindigkeiten parallel zur Achse Sonne-Wolken-Schatten zeigen, dass sich der Wolkenschatten auch unter den hier vorgegebenen Windbedingungen auf die Dynamik des Wolkenfeldes auswirkt. Die Rückkopplung der Strahlung über den Wolkenschatten auf die Wolkenentwicklung wirkt folglich schneller, als die Wolke unter den hier gegebenen Windverhältnissen davondriftet.

#### 4.4 Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung"

Die Anfangsbedingungen dieser Studie sind mit denen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" (Abschnitt 4.2) identisch. Im Gegensatz zur Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" ist aber in den in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen die mittlere Bestrahlungsstärke kleiner als in der Referenzsimulation. Bei den Simulationen mit Schatten wurde die berechnete Bestrahlungsstärke nicht skaliert, um das gleiche Gebietsmittel wie in den Referenzsimulationen zu erreichen. Dies bedeutet, dass der Schatten hier den mittleren Wärmefluss verringert. Es wurden Simulationen mit EULAG-TICA für die zwei Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$  und  $60^\circ$  durchgeführt.

### 4.4.1 Simulationsergebnisse

Die Vertikalprofile des Bedeckungsgrades für die Simulationen mit reduzierter Einstrahlung sind in Abbildung 4.33 (Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$ ) und 4.34 (Sonnenzenitwinkel  $60^\circ$ ) dargestellt. Zum Vergleich mit den Simulationen mit EULAG-TICA mit reduzierter Einstrahlung sind jeweils die Simulationen mit EULAG-TICA aus Abschnitt 4.2 (mit konstantem Gebietsmittel der Einstrahlung) sowie die Referenzsimulation mit EULAG abgebildet. Die Höhe der Wolkenunterkante in den Simulationen mit reduzierter Einstrahlung ist gegenüber den Vergleichssimulationen herabgesetzt. Die Höhendifferenz liegt bei  $300\text{ m}$  (Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$ ) bzw.  $400\text{ m}$  (Sonnenzenitwinkel  $60^\circ$ ). Die Wolkenunterkante steigt in den Simulationen mit reduzierter Einstrahlung so wie in den Vergleichssimulationen im Laufe des Simulationszeitraumes an. Die Wolkenoberkante ist in allen Simulationen gleich, da sie durch die Höhe der Inversion bestimmt wird.

Die Abbildungen 4.35 und 4.36 zeigen die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades. Die Simulationen mit reduzierter Einstrahlung weisen nahezu während des gesamten Zeitraumes einen höheren Bedeckungsgrad auf: bis zu 0,15 für den Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$  und bis zu 0,2 für den Sonnenzenitwinkel  $60^\circ$ . In den Abbildungen 4.37 und 4.38 ist die Entwicklung des Wolkenvolumens dargestellt. Dieses zeigt ein gleiches Verhalten wie der Bedeckungsgrad. Das Wolkenvolumen ist um bis zu 25% (Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$ ) bzw. 80% (Sonnenzenitwinkel  $60^\circ$ ) erhöht.

Der zeitliche Verlauf der turbulenten kinetischen Energie ist in den Abbildungen 4.39 und 4.40 gezeigt. Dargestellt sind die Simulationsergebnisse mit EULAG-TICA mit reduzierter Einstrahlung sowie zum Vergleich die Ergebnisse mit EULAG-TICA und EULAG der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". Deutlich zu erkennen sind die Unterschiede ab etwa 50 Minuten. Die Simulationen mit reduzierter Einstrahlung weisen geringere Werte der Energie auf im Vergleich zur Referenzsimulation ohne Schatten. Sie liegen etwa 20% unter denen der Referenzsimulation, während die turbulente kinetische Energie der Simulationen mit EULAG-TICA mit konstanter mittlerer Einstrahlung um diesen Anteil größer ist als die der Referenzsimulation.

### 4.4.2 Interpretation

Die Höhe der Wolkenunterkante der Simulationen mit reduzierter Einstrahlung ist geringer als in der Referenzsimulation. Erreicht weniger Strahlung den Boden, so wird die Luft vom Boden her weniger stark erwärmt. Sind Temperatur- und Feuchteprofile jedoch gleich, wird in der weniger stark vom Boden erwärmten Atmosphäre das Kondensationsniveau früher erreicht, und die Wolkenbildung setzt in niedrigerer Höhe ein. Die Wolkenoberkante liegt in beiden Fällen in Höhe der Inversion. Die Wolken der Simulationen mit reduzierter Einstrahlung haben also eine größere geometrische Dicke als die Wolken der Referenzsimulation. Die Wolken weisen insgesamt ein größeres Volumen auf und haben einen höheren Bedeckungsgrad als in den Vergleichssimulationen mit konstantem mittlerem Wärmefluss. Dies zeigt sich im gesamten Simulationszeitraum. Die Unterschiede im Wolkenvolumen sowie im Bedeckungsgrad zwischen den Simulationen mit reduzierter Einstrahlung und der Referenzsimulation sind bei einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  stärker ausgeprägt. Bei flachem Sonnenstand sind die Flächen der Wolkenschatten größer als bei hohem Sonnenstand, dadurch wird die Einstrahlung stärker reduziert und die beobachteten Effekte sind ausgeprägter.

Die turbulente kinetische Energie dieser Studie liegt unter der der Referenzsimulation. Während die Umverteilung des Wärmeflusses durch den Schatten bei konstantem Mittelwert

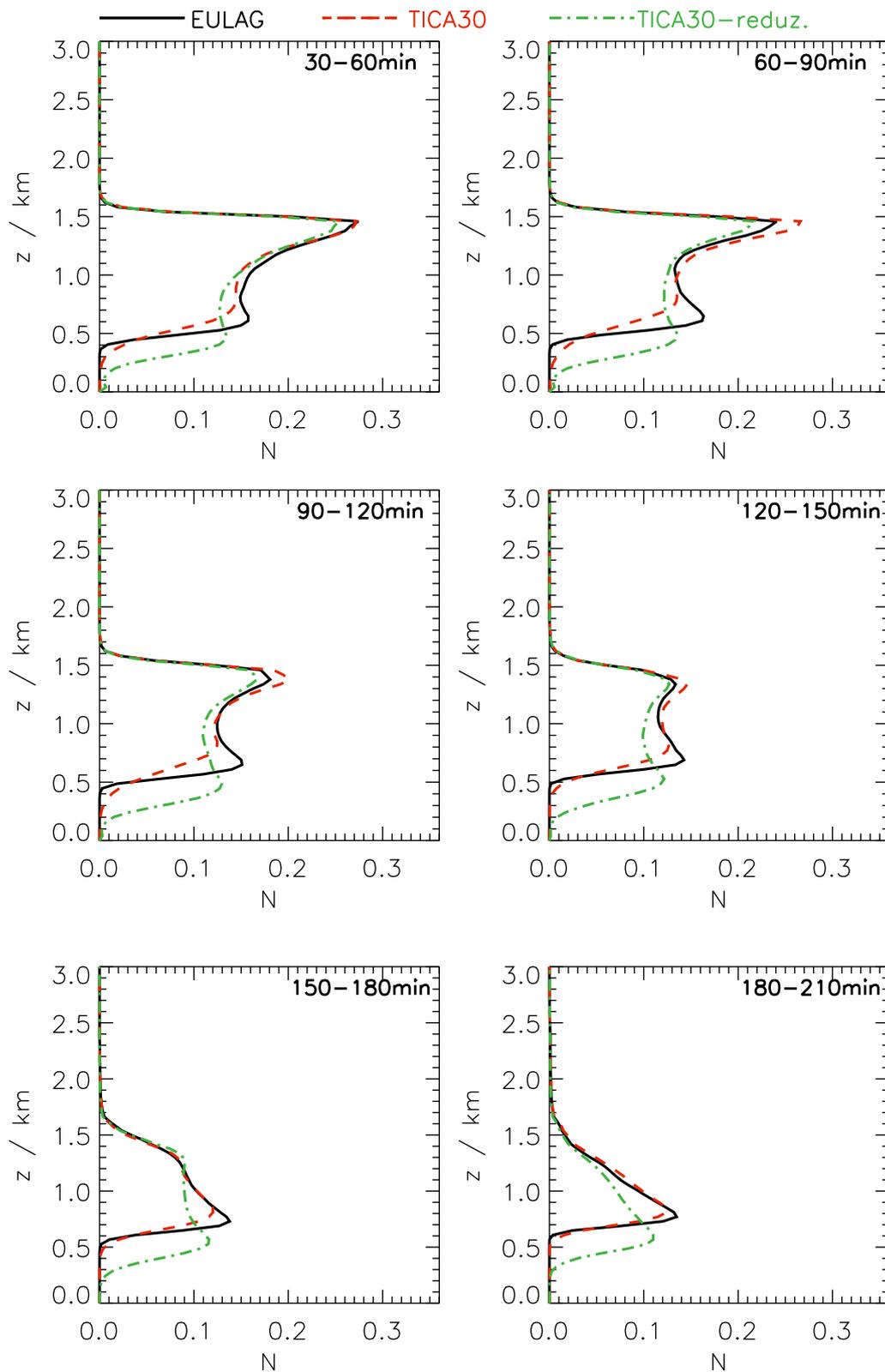


Abbildung 4.33: Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  für die Zeitintervalle 30–60min, 60–90 min, 90–120 min, 120–150 min, 150–180 min und 180–210 min.

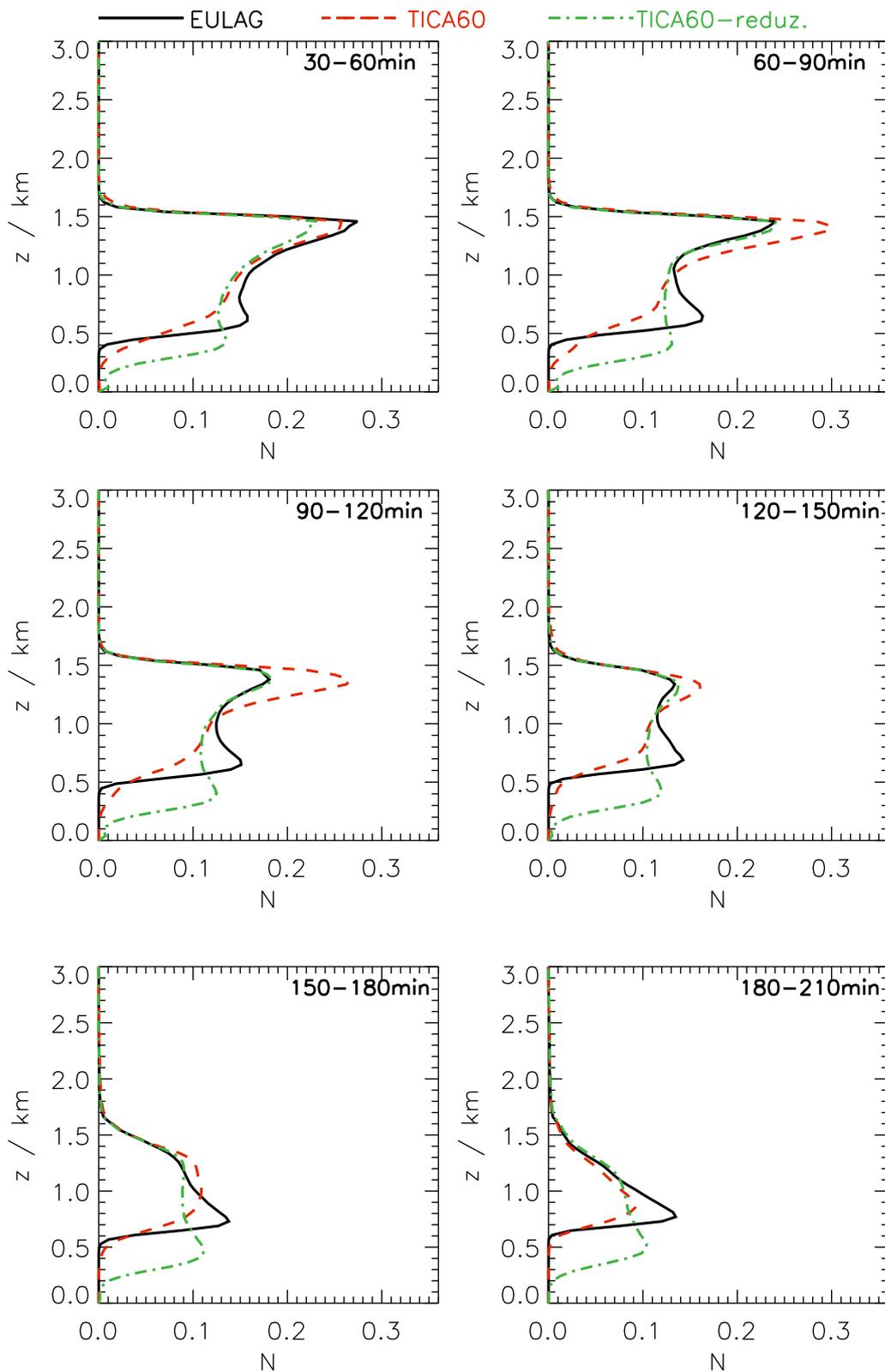


Abbildung 4.34: Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  für die Zeitintervalle 30–60min, 60–90 min, 90–120 min, 120–150 min, 150–180 min und 180–210 min.

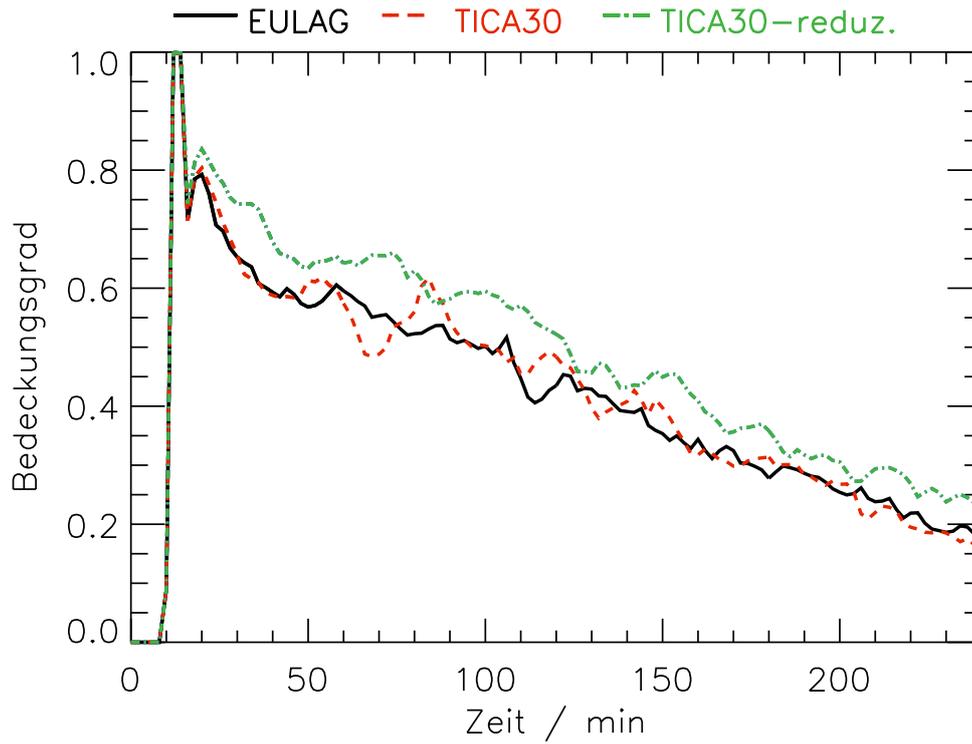


Abbildung 4.35: Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ .

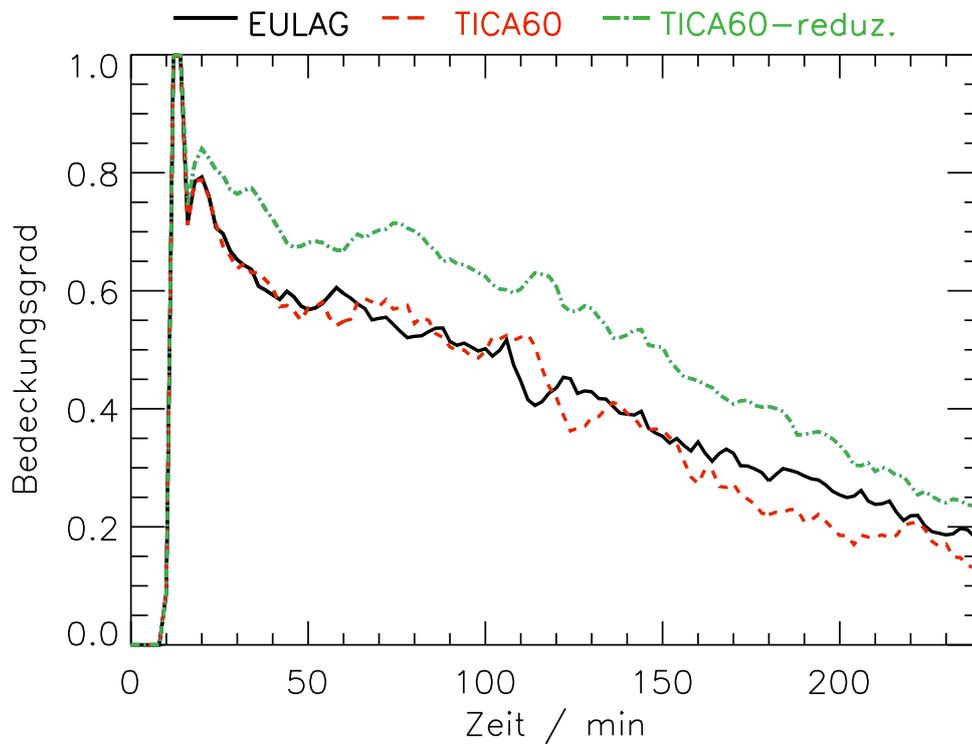


Abbildung 4.36: Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$ .

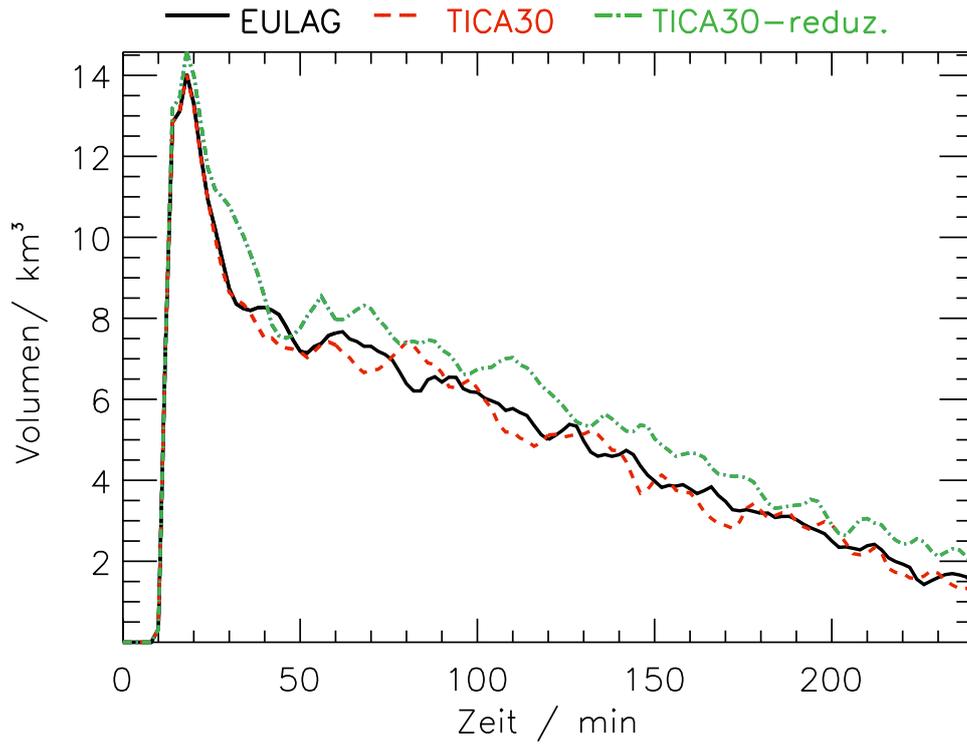


Abbildung 4.37: Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ .

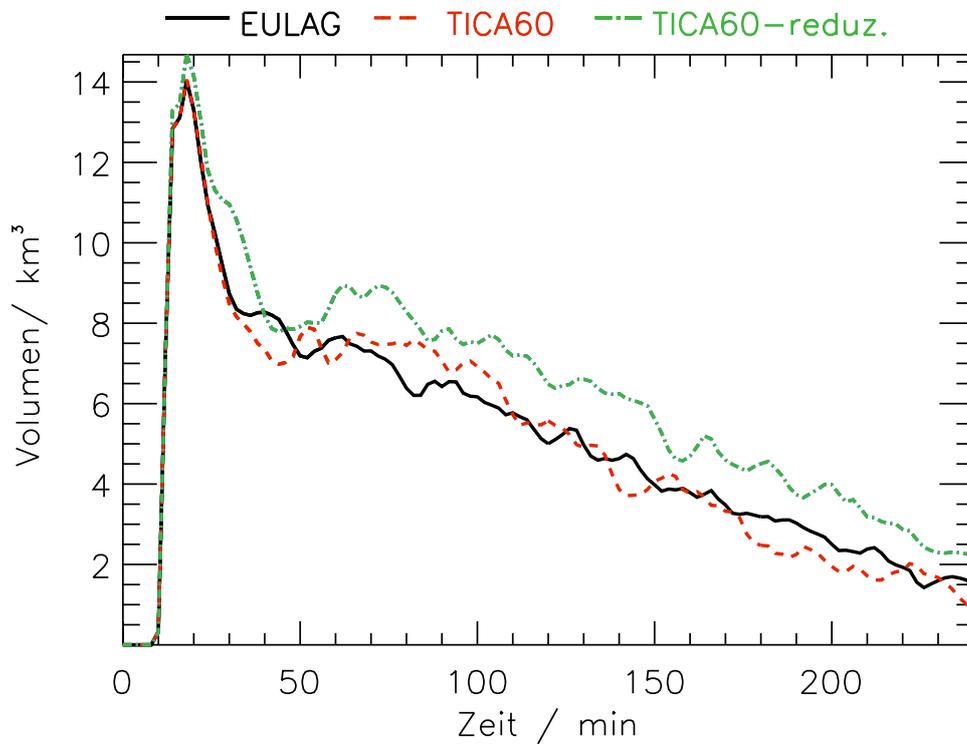


Abbildung 4.38: Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$ .

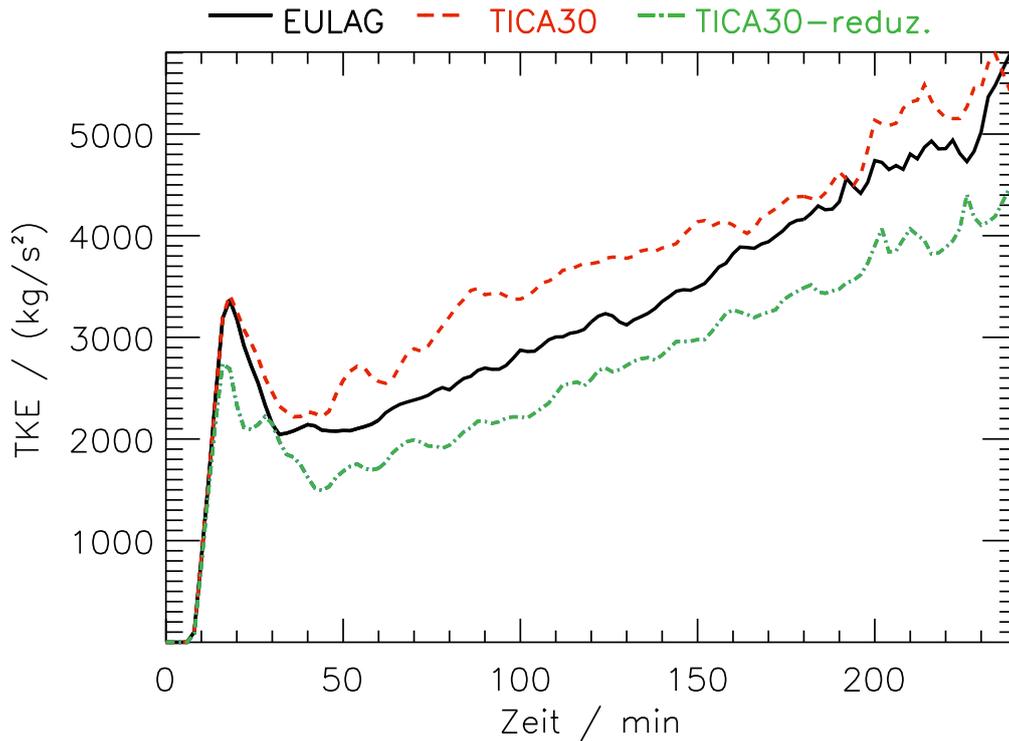


Abbildung 4.39: Zeitliche Entwicklung der turbulent kinetischen Energie der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ .

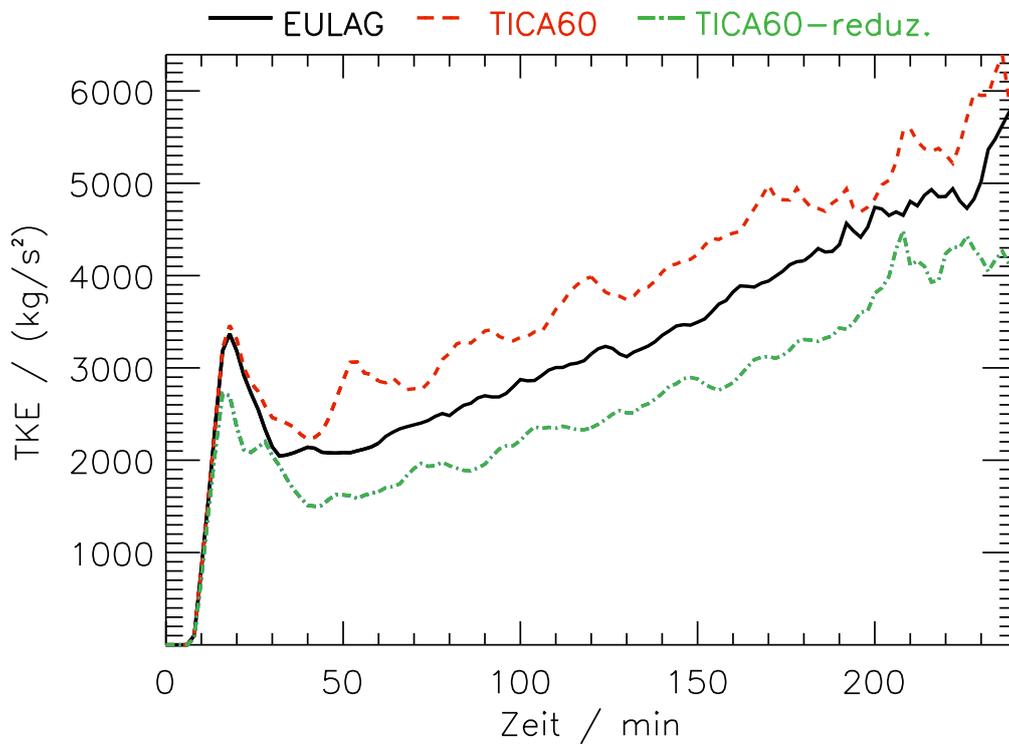


Abbildung 4.40: Zeitliche Entwicklung der turbulent kinetischen Energie der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$ .

(in der Studie in Abschnitt 4.2) eine Erhöhung der Energie zur Folge hat, tritt hier der umgekehrte Effekt auf. Ist die mittlere Bestrahlungstärke aufgrund der Wolkenschatten reduziert, bildet sich in der Atmosphäre weniger Turbulenz aus, so dass die turbulente kinetische Energie in diesen Simulationen niedriger als in der Referenzsimulation ist. Die Unterschiede in der turbulenten kinetischen Energie zwischen den Simulationen mit reduzierter Einstrahlung und der Referenzsimulation weisen den gleichen Betrag auf wie die Unterschiede zwischen den Simulationen mit Schatten mit konstanter Einstrahlung und der Referenzsimulation.

# Kapitel 5

## Diskussion und Ausblick

### Diskussion

Mit dieser Arbeit ist es gelungen, ein Verfahren zu entwickeln, welches die Untersuchung der differentiellen Einstrahlung, verursacht durch Wolkenschatten, auf die Wolkenbildung und -entwicklung mittels eines wolkenauflösenden Modells ermöglicht. Dazu wurde zunächst gezeigt, dass die *tilted independent column approximation* (TICA) eine sehr gute Näherung für die Berechnung solar integrierter Bestrahlungsstärken am Boden unter verschiedenen Bewölkungssituationen darstellt.

Die Methode wurde bezüglich der Genauigkeit sowie der Geschwindigkeit optimiert. Die TICA kann wegen der Berechnung der Strahlung innerhalb schräger Säulen die Direktstrahlung richtig wiedergeben, nicht jedoch die Diffusstrahlung, da die Wanderung von Photonen nur innerhalb der einzelnen Säulen erlaubt ist. Die Genauigkeit der TICA bei der Berechnung der Diffusstrahlung wurde durch eine Methode zur näherungsweise Berücksichtigung des horizontalen Photonentransportes erhöht. Die Beschleunigung des Verfahrens durch die Verwendung einer vorher berechneten Tabelle sowie die Parallelisierung der TICA-Rechnungen führen dazu, dass Simulationen mit dem Grobstruktursimulationsmodell EULAG mit implementierter differentieller Einstrahlung ohne nennenswerte Verlängerung der Rechenzeit durchführbar sind. Die differentielle Einstrahlung wurde an die Modellphysik gekoppelt mittels der Anpassung des Wärmeflusses am Boden. Dieser wirkt sich auf die Temperatur der Atmosphäre aus. Der Wärmefluss ist in der Modellversion ohne Strahlung konstant. Er wird nun entsprechend der mit der *tilted independent column approximation* berechneten Bestrahlungsstärke variiert. Zeitreihen der Temperatur in der untersten Atmosphärenschicht und der Bestrahlungsstärke wurden mit Messreihen von Temperatur und Globalstrahlung unter gleichen Wolkenbedingungen verglichen. Es zeigte sich, dass Amplitude und Periode der durch Wolkenschatten verursachten Temperaturfluktuationen im Modell realistisch sind. Des Weiteren wurden zur Validation der TICA dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen durchgeführt. Die berechneten solar integrierten Bestrahlungsstärken zeigen gute Übereinstimmung.

Zusammenfassend lassen sich zwei wesentliche Punkte festhalten: das entwickelte TICA-Verfahren zeichnet sich durch hohe Genauigkeit sowie durch hohe Geschwindigkeit aus. Einerseits besteht eine gute Übereinstimmung zwischen dem entwickelten Näherungsverfahren und exakten dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen. Andererseits wird durch die entwickelte Methodik die Parallelisierung ermöglicht, so dass die Rechenzeiten in den durchgeführten Rechnungen mit EULAG-TICA nur maximal 3% über denen mit EULAG

liegen.

Das entwickelte Verfahren wurde angewendet, um den Einfluss der differentiellen Einstrahlung auf die Bildung und Entwicklung konvektiver Wolken für verschiedene Sonnenstände (Sonnenzenitwinkel von  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $60^\circ$ ) zu untersuchen. Dies erfolgt durch Vergleich von Simulationen mit EULAG-TICA und Referenzsimulationen mit EULAG. Zum einen wurde die Bildung einer durch eine lokale Erwärmung am Erdboden ausgelöste einzelne konvektive Wolke untersucht, zum anderen die Entwicklung der konvektiven Grenzschicht.

Die Untersuchung der Einzelwolke zeigt deutliche Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Simulation mit und ohne Strahlung. In der Simulation mit EULAG-TICA (Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$ ) ist der Aufwind im Bereich des Schattens deutlich schwächer ausgeprägt als in der Referenzsimulation. Durch den geringeren Aufwind reicht die Wolke weniger hoch, wodurch sie ein geringeres Wolkenvolumen und einen geringeren Flüssigwasserpfad aufweist. Der Unterschied im Wolkenvolumen verstärkt sich im Laufe des Simulationszeitraumes. Während die Wolke ohne Schatten symmetrisch ist, weist die Wolke mit Schatten auf Grund des schwächeren Aufwindes, und damit der schwächeren Wolkenbildung oberhalb ihres Schattens, eine Asymmetrie auf.

In einer weiteren Studie wurde die Entwicklung konvektiver Grenzschichtbewölkung untersucht. Hierbei ist das Wolkenwachstum nach oben durch eine Inversion begrenzt. Die Wolkenfelder mit und ohne Schatten weisen daher kaum Unterschiede im Bedeckungsgrad und im Wolkenvolumen auf. In mittleren Vertikalprofilen der horizontalen Windgeschwindigkeit zeigt sich in der Höhe der Wolken mittlerer Wind von der Wolke in Richtung ihres Schattens und am Boden in die entgegengesetzte Richtung. Dies bedeutet, dass die an konvektiven Wolken vorhandene Zirkulation (aufsteigende Luft unterhalb der Wolke, Ausfließen in der Höhe der Wolke und Absinken neben der Wolke) in Richtung des Schattens orientiert wird. Zur Untersuchung der Dynamik des Wolkenfeldes, also der Geschwindigkeit, mit der sich einzelne Wolken bilden und auflösen oder verlagern, wurden zeitliche und räumliche Korrelationen berechnet. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass sich die Wolken von ihrem Schatten weg bewegen, bzw. sich auf der Schattenseite auflösen und auf der der Sonne zugewandten Seite weiterentwickeln. Zum Vergleich wurde auch eine Simulation mit der Sonne im Zenit, also mit senkrechtem Schattenwurf unter die Wolke, durchgeführt. Das sich ergebende Wolkenfeld ist in diesem Fall "dynamischer" als im Referenzfall ohne Schatten. Die Lebensdauer der einzelnen Wolken ist kürzer; sie lösen sich schneller wieder auf, da der sie bildende Aufwind durch den Schatten abgeschwächt wird. Ein deutlicher Unterschied zwischen den Simulationen mit und ohne Schatten zeigt sich auch bei der turbulenten kinetischen Energie: Die Gebietsmittelwerte der vertikal integrierten turbulenten kinetischen Energie liegen in allen Simulationen mit Schatten über denen der Referenzsimulation bei gleicher gebietsgemittelter Einstrahlung. Dies bedeutet, dass durch die Umverteilung der Einstrahlung mehr turbulente Bewegung erzeugt wird. Wird für die Simulationen mit Schatten mit einer reduzierten Einstrahlung im Vergleich zur Referenzsimulation gerechnet, so bildet sich in der Atmosphäre weniger Turbulenz aus und die turbulente kinetische Energie ist niedriger als in den Referenzsimulationen. Des Weiteren wurden Simulationen mit Wind, der parallel zur Achse Sonne-Wolke-Schatten weht, durchgeführt. Auch hierbei zeigt sich, dass im Gebietsmittel durch die Wolkenschatten der Wind in der Höhe der Wolken in Richtung der Schatten verstärkt wird und umgekehrt am Erdboden. Ausserdem unterscheidet sich die Verlagerungsgeschwindigkeit der Wolken mit dem Wind in den Simulationen mit Strahlung von denen ohne Strahlung. Bei Berücksichtigung der Wolkenschatten ist die Ver-

lagerungsgeschwindigkeit der Wolken geringer. Die Ergebnisse der Simulationen mit Wind zeigen, dass auch unter den hier gegebenen Windverhältnissen eine Rückkopplung der Strahlung über die Wolkenschatten auf die Wolkenentwicklung stattfindet, obwohl die Wolken mit dem Wind davondriften und sich folglich auch die Wolkenschatten verlagern.

Wie gezeigt, haben Wolkenfelder mit senkrechtem Schattenwurf, also mit der Sonne im Zenit, andere Eigenschaften als Wolkenfelder bei größerem Sonnenzenitwinkel. Dies zeigt, dass die *independent column approximation* (ICA) für die Untersuchung des Einflusses der differentiellen Einstrahlung auf die Wolkenbildung und -entwicklung nur für im Zenit stehende Sonne geeignet ist, nicht jedoch für andere Sonnenzenitwinkel, da die ICA aufgrund ihrer Beschränkung auf den Strahlungstransport in senkrechten Säulen korrekten Schattenwurf nicht wiedergeben kann. Für nicht im Zenit stehende Sonne muss die *tilted independent column approximation* (TICA) verwendet werden.

Obwohl der Einfluss von Strahlung auf die Wolkenbildung sehr bedeutend sein kann, wurden bisher nur wenige Untersuchungen zu diesem Thema durchgeführt. Von *Schumann et al.* (2002) wurde der Einfluss von Wolkenschatten auf die konvektive Grenzschicht untersucht. Dabei wurden in ihrer Grobstruktursimulation die unmittelbare Bildung von Wolken im oberen Teil der Aufwinde der konvektiven Grenzschicht und totaler Schatten unterhalb der Wolke angenommen. Die hier erzielten Ergebnisse sind für im Zenit stehende Sonne in Übereinstimmung mit *Schumann et al.* (2002), die zeigten, dass Bewölkung mit vertikalem Schatten nicht stationär sein kann. Hingegen fanden *Schumann et al.* (2002) bei schrägem Schattenwurf nur sehr kleinen Einfluss auf das turbulente Bewegungsfeld, während sich in den hier durchgeführten Untersuchungen deutliche Unterschiede der Wolken mit schrägen Schattenwurf im Vergleich zu Wolken ohne Schatten zeigen.

Der Einfluss von langwelliger Strahlung auf flache Cumuli wurde von *Guan et al.* (1997) untersucht. Sie fanden, dass langwellige strahlungsbedingte Abkühlung den Wolkenwassergehalt erhöht. Für Altocumulus wurde gleiches gefunden (*Larson et al.*, 2001). Dies kann jedoch durch das ebenfalls durch langwellige Strahlung verursachte verstärkte Einmischen trockener Luft (*entrainment*) in einigen Fällen ausgeglichen werden. *Price* (1999) fanden für Einzelfälle eine frühzeitige Auflösung von Stratocumulus, verursacht durch strahlungsbedingte Erhöhung des *entrainment*. Die hier durchgeführten Simulationen zur Untersuchung der differentiellen Einstrahlung auf die Entwicklung flacher konvektiver Wolken zeigen vor allem den Einfluss des Wolkenschattens auf die Bewegung und Dynamik der Wolken sowie das Windfeld. Ist die vertikale Wolkenbildung durch eine Inversion begrenzt so zeigt sich kein Einfluss des Wolkenschattens auf den Wolkenwassergehalt.

Um die Einflüsse des Schattens am Boden im Vergleich zu denen der Erwärmung bzw. Abkühlung in der Atmosphäre auf die Entwicklung der Wolken zu quantifizieren, sind Studien mit einem Modell nötig, die beide Effekte berücksichtigen. Dies würde einen genauen Vergleich unter gleichen Wolkenbedingungen ermöglichen. Das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren bietet sich auf Grund der hohen Genauigkeit wie auch der hohen Rechengeschwindigkeit zur Implementierung auch in andere wolkenauflösende Modelle an.

## Ausblick

Wie gezeigt wurde, stellt das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren ein gutes Werkzeug zur Untersuchung differentieller Einstrahlung auf die Atmosphäre mit Hilfe hochauflösender Modelle dar. Es zeichnet sich insbesondere durch einen geringen Rechenzeitaufwand aus. Über die in dieser Arbeit gezeigten Untersuchungen hinaus sind weitere Anwendungen denkbar.

Aufbauend auf den durchgeführten Simulationen flacher konvektiver Bewölkung stellt hochreichende Konvektion ein wichtiges Untersuchungsgebiet dar. Wie von *Markowski und Harrington* (2005) gezeigt wurde, kann die Abkühlung unterhalb des Ambosses erheblichen Einfluss auf die Dynamik eines Superzellengewitters haben. *Markowski und Harrington* (2005) gaben in ihrer Simulation eine konstante Abkühlung senkrecht unterhalb der Wolke vor. Das entwickelte TICA-Verfahren bietet die Möglichkeit einer genaueren Berücksichtigung des Wolkenschattens. Wie gezeigt wurde, wird die Wolkenentwicklung durch den Wolkenschatten bei verschiedenen Sonnenständen unterschiedlich beeinflusst. Deswegen ist eine richtige Berücksichtigung der differentiellen Einstrahlung im Wolkenmodell notwendig, um die Rückkopplung auf die Wolkenentwicklung zu untersuchen. Die Verwendung von Monte Carlo-Strahlungstransportrechnungen in den aktuellen Untersuchungen von *O'Hirok et al.* (2005, 2006) ließ auf Grund des hohen Rechenzeitaufwandes nur eine zweidimensionale Simulation zu. Die Simulation hochreichender Konvektion unter Verwendung des entwickelten TICA-Verfahrens würde den Vergleich mit den Ergebnissen von *Markowski und Harrington* (2005) wie auch von *O'Hirok et al.* (2005, 2006) ermöglichen.

Eine mögliche Weiterentwicklung des Verfahrens besteht in der Kopplung mit einem Bodenmodell. Durch die Anbindung an ein ein- oder mehrschichtiges Bodenmodell ließe sich der Einfluss differentieller Einstrahlung auf die Atmosphäre für verschiedene Bodenbeschaffenheiten untersuchen. Dabei ist insbesondere die Wirkung unterschiedlicher Bodentypen oder der Bodenfeuchte von Interesse. Wichtige Fragestellungen adressieren die Quantifizierung des Einflusses der Abkühlung im Wolkenschatten auf die konvektive Grenzschicht im Vergleich zum Einfluss der thermischen Eigenschaften verschiedener Bodennutzungen. Des Weiteren stellt sich die Frage, bei welchen Windverhältnissen die Rückkopplung der Wolkenschatten auf die Wolkenentwicklung keinen Einfluss mehr hat. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Feuchte. So ergibt sich die Frage, wie die differentielle Einstrahlung die Verdunstung beeinflusst, und welche Wirkung dieser Aspekt des dreidimensionalen Strahlungstransportes auf den Wasserkreislauf hat.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Messungen des MODIS Airborne Simulator, durchgeführt über Südafrika am 20.8.2000 bei einem Sonnenzenitwinkel von $47,8^\circ$ (King und Platnick (2006)): Echtfarbenbild (links), Messungen der Helligkeitstemperatur bei $10,94 \mu m$ (rechts, hellere Farben stehen für kältere Bereiche). . . . .	2
2.1	Reflektivität einer numerisch simulierten Cumulus-Wolke. . . . .	12
2.2	Reflektivität einer Würfelwolke zwischen 5 und $10 km$ für verschiedene Sonnenzenitwinkel (SZA): dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen (durchgezogene Linie) und eindimensionale Berechnungen unabhängig für den wolkenlosen und den bewölkten Teil (gestrichelte Linie). . . . .	13
3.1	Beispiel für einen mit EULAG simulierten Stratocumulus. Die Wolkendecke weist eine mittlere geometrische Dicke von $400 m$ auf. Das Simulationsgebiet hat eine Größe von $6,4 km \times 6,4 km$ . Der Grauwert zeigt den Flüssigwassergehalt an. . . . .	16
3.2	Beispiel für ein mit EULAG simuliertes Cumulus-Feld. Der Bedeckungsgrad beträgt $0,5$ . Die Wolken befinden sich zwischen $700 m$ und $1500 m$ Höhe. Das Simulationsgebiet hat eine Größe von $6,4 km \times 6,4 km$ . Der Grauwert zeigt den Flüssigwassergehalt an. . . . .	16
3.3	Wolken der Referenzsimulation der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" nach 194 min: Aufsicht (links) und Schrägansicht (rechts). Die Größe des Modellgebietes beträgt $6,35 km \times 6,35 km \times 3,0 km$ . Der Grauwert zeigt den Flüssigwassergehalt an. . . . .	21
3.4	Bestrahlungsstärke am Boden für das Wolkenfeld aus Abbildung 3.3: Integration über den thermischen Spektralbereich (links) und über den solaren Spektralbereich (rechts); die Sonne steht im Süden (im Bild unten) bei einem Sonnenzenitwinkel von $30^\circ$ . . . . .	22
3.5	<i>Independent column approximation</i> : dargestellt sind mögliche Photonenwege (mit periodischen Randbedingungen innerhalb der einzelnen Säulen). . .	23
3.6	Oben: Schematische Darstellung des Wolkenschattens eines Schachbrettwolkenfeldes mit einem Sonnenzenitwinkel von $45^\circ$ ; links: dreidimensionale Rechnungen, rechts: <i>independent column approximation</i> . Unten: mittlere Bestrahlungsstärke am Boden unter dem Schachbrettwolkenfeld als Funktion des Sonnenzenitwinkels, berechnet mit einem dreidimensionalen Strahlungstransportmodell (Sternsymbole) und der <i>independent column approximation</i> (Rauten); links: Direkt- (durchgezogene Linien) und Diffusstrahlung (gestrichelte Linien), rechts: globale Bestrahlungsstärke. . . . .	23

3.7	Dreidimensionale Betrachtung (oben) und <i>tilted independent column approximation</i> (unten): dargestellt sind mögliche Photonenwege (mit periodischen Randbedingungen innerhalb der einzelnen Säulen). . . . .	25
3.8	Berechnung des eindimensionalen Profils der optischen Eigenschaften einer schrägen Säule. Der Farbwert symbolisiert das Profil der optischen Eigenschaften (z. B. Flüssigwassergehalt oder Extinktionskoeffizient). . . . .	26
3.9	Schematische Darstellung der zwei <i>tilted independent column approximation</i> Varianten TICA* (links) und TICA (rechts). . . . .	27
3.10	Direktstrahlung (links) und Diffusstrahlung (rechts) für die zwei Varianten TICA (durchgezogene Linie) und TICA* (gepunktet) mit einem Sonnenzenitwinkel von $60^\circ$ . . . . .	27
3.11	Links: Reflektivität eines numerisch simulierten Cu-Wolkenfeldes. Die Sonne steht im Süden bei einem Sonnenzenitwinkel von $30^\circ$ ; Rechts: dreidimensional berechnete Bestrahlungsstärke am Boden entlang der Linie in der linken Abbildung (durchgezogene Linie); die gestrichelte Linie gibt den Wert des wolkenlosen Falls an, die gepunktete Linie den Mittelwert mit Wolken. . . . .	29
3.12	Mögliche Wolkensituationen, die die gleichen schräg integrierten optischen Dicken haben können. . . . .	30
3.13	Sensitivitätsstudie 1: Variation der Höhe einer Wolke, mit gleichem vertikalen Profil der optischen Eigenschaften (Farbwert), mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b). . . . .	31
3.14	Sensitivitätsstudie 2: Variation der geometrischen Dicke einer Wolke mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b). Der Farbwert symbolisiert die optischen Eigenschaften. . . . .	32
3.15	Sensitivitätsstudie 3: Variation des Vertikalprofils (Farbwert) innerhalb einer Wolke mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b). . . . .	32
3.16	Sensitivitätsstudie 4: Vergleich zwischen einer tiefen geometrisch dicken Wolke und einer hohen geometrisch dünnen Wolke mit geringer optischer Dicke (a) und mit hoher optischer Dicke (b). . . . .	32
3.17	Ermittlung des Indices ( $i_s$ ) des Strahles, der durch den Boden einer Modellbox trifft, (Vertikalschnitt): Projektion der Grundfläche der Box ( $i, j, k$ ) entlang der gestrichelten Linien. Die durchgezogenen schrägen Linien stellen Strahlen dar, die vom Mittelpunkt der Bodenelemente Richtung Sonne reichen. . . . .	34
3.18	Ermittlung des Indices ( $i_s, j_s$ ) des Strahles, der durch den Boden einer Modellbox trifft, (Aufsicht): Projektion der Grundfläche der Box ( $i, j, k$ ) entlang der gestrichelten Linien. Die durchgezogene schräge Linie stellt einen Strahl dar, der vom Mittelpunkt des Bodenelements Richtung Sonne reicht. . . . .	35
3.19	Berechnung der Länge des Strahls durch die Modellbox ( $i, j, k$ ) (Aufsicht). . . . .	36
3.20	Vergleich der Bestrahlungsstärke am Boden entlang der Linie in Abbildung 3.11 zwischen dreidimensionalen Rechnungen (durchgezogene Linie) und ICA-Rechnungen (links; gepunktet ohne Mittelung der Diffusstrahlung und gestrichelt mit Mittelung) bzw. TICA-Rechnungen (rechts; gepunktet ohne Mittelung der Diffusstrahlung und gestrichelt mit Mittelung). . . . .	37

3.21 Links: Beispiel des zeitlichen Verlaufs der Bestrahlungsstärke für einen Punkt am Boden des Modellgebietes (oben) und Verlauf der potentiellen Temperatur an diesem Ort (unten); rechts: zeitlicher Verlauf der Globalstrahlung (oben) und der Temperatur (unten) in 5cm Höhe, gemessen in Berlin-Dahlem (WMO-Station 10381) am 04.08.2004 zwischen 9:20 und 13:20 Uhr. . . . . 38

4.1 Vertikalprofil der potentiellen Temperatur (links) und der Feuchte (rechts) für die Simulationen der Einzelwolke. . . . . 42

4.2 Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 8min, 12min, 16min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). 43

4.3 Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 20min, 24min, 28min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). 44

4.4 Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 32min, 36min, 40min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). 45

4.5 Vertikalschnitt des Wolkenwassermischungsverhältnisses nach 44 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). . . . . 46

4.6 Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 0 min, 4 min, 8 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). . . . . 47

4.7 Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 12 min, 16 min, 20 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). . . . . 48

4.8 Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 24 min, 28 min, 32 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). . . . . 49

4.9 Vertikalschnitt des Vertikalwindes nach 36 min, 40 min, 44 min der Simulationen mit EULAG (links) und mit EULAG-TICA30 (rechts). . . . . 50

4.10 Vertikalprofil des mittleren Wolkenwassermischungsverhältnisses der Fallstudie "Einzelwolke" für die Zeitintervalle 4 – 8 min, 12 – 16 min, 20 – 24 min, 28 – 32 min, 36 – 40 min und 44 – 48 min. . . . . 52

4.11 Vertikalprofil der minimalen Geschwindigkeit des Vertikalwindes der Fallstudie "Einzelwolke" für die Zeitintervalle 4 – 8 min, 12 – 16 min, 20 – 24 min, 28 – 32 min, 36 – 40 min und 44 – 48 min. . . . . 53

4.12 Vertikalprofil der maximalen Geschwindigkeit des Vertikalwindes der Fallstudie "Einzelwolke" für die Zeitintervalle 4 – 8 min, 12 – 16 min, 20 – 24 min, 28 – 32 min, 36 – 40 min und 44 – 48 min. . . . . 54

4.13 Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades und des Wolkenvolumens der Fallstudie "Einzelwolke". . . . . 55

4.14 Vertikalprofil der potentiellen Temperatur (links) und der Feuchte (rechts) für die Simulationen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . 56

4.15 Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min. . . . . 58

4.16 Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit in West-Ost-Richtung der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min. 59

4.17 Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit in Süd-Nord-Richtung der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung" für die Zeitintervalle 30 – 60 min, 60 – 90 min, 90 – 120 min, 120 – 150 min, 150 – 180 min und 180 – 210 min. 60

4.18 Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . . 61

4.19	Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . .	61
4.20	Zeitliche Entwicklung des mittleren Flüssigwasserpfadens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . .	62
4.21	Zeitliche Entwicklung der turbulent kinetischen Energie der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . .	62
4.22	Zeitliche Autokorrelation für die Simulationen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . .	64
4.23	Räumliche Autokorrelation für die Simulationen der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung". . . . .	65
4.24	Schematische Darstellung der Zirkulation an einer Cumulus-Wolke mit Schatten. . . . .	65
4.25	Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30° für die Zeitintervalle 30–60min, 60–90min, 90–120min, 120–150min, 150–180min und 180–210 min. . . . .	68
4.26	Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60° für die Zeitintervalle 30–60min, 60–90min, 90–120min, 120–150min, 150–180min und 180–210 min. . . . .	69
4.27	Vertikalprofil der Abweichung der Windgeschwindigkeit in Süd-Nord-Richtung von der Referenzsimulation der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" für die Zeitintervalle 30–60min, 60–90min, 90–120min, 120–150 min, 150–180 min und 180–210 min. . . . .	70
4.28	Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30°. . . . .	71
4.29	Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60°. . . . .	71
4.30	Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30°. . . . .	72
4.31	Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit Wind" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60°. . . . .	72
4.32	Räumliche Autokorrelation für die Simulationen mit EULAG, EULAG-TICA30 und EULAG-TICA60 jeweils mit Wind. . . . .	73
4.33	Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30° für die Zeitintervalle 30–60 min, 60–90 min, 90–120 min, 120–150 min, 150–180 min und 180–210 min. . . . .	75
4.34	Vertikalprofil des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60° für die Zeitintervalle 30–60 min, 60–90 min, 90–120 min, 120–150 min, 150–180 min und 180–210 min. . . . .	76
4.35	Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30°. . . . .	77

4.36	Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrades der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60° . . . . .	77
4.37	Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30° . . . . .	78
4.38	Zeitliche Entwicklung des Wolkenvolumens der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60° . . . . .	78
4.39	Zeitliche Entwicklung der turbulent kinetischen Energie der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 30° . . . . .	79
4.40	Zeitliche Entwicklung der turbulent kinetischen Energie der Studie "konvektive Grenzschichtbewölkung mit reduzierter Einstrahlung" mit einem Sonnenzenitwinkel von 60° . . . . .	79



# Tabellenverzeichnis

3.1	Abweichungen zwischen den verschiedenen Vertikalprofilen in den vier Sensitivitätsstudien in Abbildung 3.13-3.16 für die optischen Dicken $\tau = 2$ und $\tau = 20$ . . . . .	33
-----	--	----





# Verzeichnis der verwendeten Symbole

## Größen

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$A$	$m^2$	Fläche
$c_p$	$J/K \text{ kmol}$	spezifische Wärmekapazität von Wasser bei konstantem Druck
$c_r$	1	räumlicher Korrelationskoeffizient
$c_t$	1	zeitlicher Korrelationskoeffizient
$D$	$m$	Partikeldurchmesser
$D_d$	1	relative Dispersion von Wolkentropfen
$D_{qc}$	$g/(m^3 \cdot s)$	Parametrisierungsterm für die Turbulenz der Feinstruktur
$D_{qr}$	$g/(m^3 \cdot s)$	Parametrisierungsterm für die Turbulenz der Feinstruktur
$D_{qv}$	$g/(m^3 \cdot s)$	Parametrisierungsterm für die Turbulenz der Feinstruktur
$D_\theta$	$g/(m^3 \cdot s)$	Parametrisierungsterm für die Turbulenz der Feinstruktur
$E$	$W/m^2$	Bestrahlungsstärke
$e_s$	$Pa$	Sättigungsdampfdruck
$F$	$W/m^2$	Strahlungsflussdichte
$g$	$m/s^2$	Erdbeschleunigung
$g_A$	1	Asymmetrieparameter
$l_B$	$m$	Länge des Strahls durch eine Modellbox
$L$	$W/m^2 \text{ sr}$	Strahldichte
$L_v$	$J/kg$	spezifischen Verdampfungswärme von Wasser
$n_0$	$cm^{-3}$	Teilchenzahldichte
$N$	$cm^{-3}$	Anzahldichte
$p$	$Pa$	Luftdruck
$q_c$	$g/kg$	Wolkenwassermischungsverhältnis
$q_r$	$g/kg$	Niederschlagsmischungsverhältnis
$q_v$	$g/kg$	Wasserdampfmischungsverhältnis
$q_{vs}$	$g/kg$	Sättigungsmischungsverhältnis
$Q_E$	$kg/kg \text{ m/s}$	latenter Wärmefluss
$Q_H$	$K \text{ m/s}$	sensibler Wärmefluss
$r_{eff}$	$\mu m$	Effektivradius
$R_e$	1	Reynoldssche Zahl
$R_v$	$J/K \text{ kg}$	spezifische Gaskonstante von Wasserdampf

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$S$	1	Sättigungsverhältnis
$S_{\text{ACC}}$	$\text{g}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$	Akkreszenz
$S_{\text{AUT}}$	$\text{g}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$	Autokonversion
$S_{\text{CON}}$	$\text{g}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$	Kondensation
$S_{\text{DEP}}$	$\text{g}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$	Deposition
$t$	s	Zeit
$T$	K	Temperatur
$TKE$	$\text{kg}/\text{s}^2$	vertikal integrierte turbulente kinetische Energie
$u$	m/s	Windgeschwindigkeit in West-Ost-Richtung
$v$	m/s	Windgeschwindigkeit in Süd-Nord-Richtung
$V_T$	m/s	Sedimentationsgeschwindigkeit
$w$	m/s	Vertikalwindgeschwindigkeit
$w_L$	$\text{g}/\text{cm}^3$	Flüssigwassergehalt
$W$	J	Energie
$W_L$	$\text{g}/\text{cm}^2$	Flüssigwasserpfad
$z_{\text{HKN}}$	m	Hebungskondensationsniveau
$\beta_{\text{abs}}$	$\text{m}^{-3}$	Absorptionskoeffizient
$\beta_{\text{ext}}$	$\text{m}^{-3}$	Extinktionskoeffizient
$\beta_{\text{streu}}$	$\text{m}^{-3}$	Streukoeffizient
$\varepsilon$	1	Verhältnis der Molekulargewichte von Wasser und Luft
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\omega_0$	1	Einfachstreueralbedo
$\varphi$	°	Azimutwinkel
$\Phi$	W	Strahlungsfluss
$\rho$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte der Luft
$\rho_w$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte von Wasser
$\theta$	K	potentielle Temperatur
$\theta_s$	°	Sonnenzenitwinkel
$\sigma$	1	Extinktionswirkungsquerschnitt
$\tau$	1	optische Dicke

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
DISORT	<i>DIScrete Ordinate Radiative Transfer</i> , Strahlungsübertragungsmodell (Stamnes et al. (1988))
ECMWF	<i>European Center for Medium-Range Weather Forecasts</i>
EULAG	<i>Eulerian/semi-Lagrangian numerical model for fluids</i>
ICA	<i>independent column approximation</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MODIS	<i>MODerate resolution Imaging Spectrometer</i>
MPDATA	<i>Multidimensional Positive Definite Advection Transfer Algorithm</i> (Smolarkiewicz und Margolin (1998))
MYSTIC	<i>Monte Carlo code for the phYsically correct Tracing of photons In Cloudy atmospheres</i> (Mayer (1999, 2000))
TICA	<i>tilted independent column approximation</i>

# Literaturverzeichnis

- Albrecht, B. A., Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness., *Science*, 245, 1227 – 1230, 1989.
- Anderson, G., S. Clough, F. Kneizys, J. Chetwynd, und E. Shettle, AFGL Atmospheric Constituent Profiles (0-120 km), *Technischer Bericht AFGL-TR-86-0110*, AFGL (OPI), Hanscom AFB, MA 01736, 1986.
- Andren, A., A. R. Brown, J. Graf, J. J. Mason, C.-H. Moeng, F. T. M. Nieuwstadt, und U. Schumann, Large eddy simulations of a neutrally stratified boundary layer: A comparison of four computer codes, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 120, 1457–1484, 1994.
- Barker, H. W., und D. Liu, Inferring optical depth of broken clouds from Landsat data, *J. Climate*, 8, 2620–2630, 1995.
- Berry, E. X., Modification of the warm rain process, in *Proc. First Conf. on Weather Modification*, Seiten 81–85, Amer. Meteor. Soc., 1968.
- Bowker, D. E., R. E. Davis, D. L. Myrick, K. Stacy, und W. T. Jones, Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies, *NASA Ref. Publ.*, 1139, 1985.
- Brenguier, J. L., P. Y. Chuang, Y. Fouquart, D. W. Johnson, F. Parol, H. Pawlowska, J. Pelon, L. Schüller, F. Schröder, und J. Snider, An overview of the ACE-2 CLOUDYCOLUMN closure experiment, *Tellus*, 52B, 814–826, 1999.
- Brenguier, J.-L., H. Pawlowska, L. Schüller, R. Preusker, J. Fischer, und Y. Fouquart, Radiative properties of boundary layer clouds: droplet effective radius versus number concentration, *J. Atmos. Sci.*, 57, 803–821, 2000.
- Bryan, G. H., J. C. Wyngaard, und J. M. Fritsch, Resolution requirements for the simulation of deep moist convection, *Mon. Wea. Rev.*, 131, 2394–2416, 2003.
- Cahalan, R., L. Oreopoulos, A. Marshak, K. Evans, A. Davis, R. Pincus, K. Yetzer, B. Mayer, R. Davies, T. Ackerman, H. Barker, E. Clothiaux, R. Ellingson, M. Garay, E. Kassianov, S. Kinne, A. Macke, W. O’Hirok, P. Partain, S. Prigarin, A. Rublev, G. Stephens, F. Szczap, E. Takara, T. Varnai, G. Wen, und T. Zhuraleva, The International Intercomparison of 3D Radiation Codes (I3RC): Bringing together the most advanced radiative transfer tools for cloudy atmospheres, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 86, 1275–1293, 2005.
- Cahalan, R. F., W. Ridgway, und W. Wiscombe, Independent pixel and Monte Carlo estimates of stratocumulus albedo, *J. Atmos. Sci.*, 51, 3776–3790, 1994a.

- Cahalan, R. F., W. Ridgway, W. Wiscombe, und T. L. Bell, The albedo of fractal stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2434–2455, 1994b.
- Chaboureau, J.-P., J.-P. Cammas, J. Duron, P. J. Mascart, N. M. Sitnikov, und H.-J. Voessing, A numerical study of tropical cross-tropopause transport by convective overshoots during the TROCCINOX golden day, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 6, 13,001–13,025, 2006.
- Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*, Oxford University Press, 1950.
- Chin, H.-N. S., Q. Fu, M. M. Bradley, und C. R. Molenkamp, Modeling of a tropical squall line in two dimensions: sensitivity to radiation and comparison with a midlatitude case, *J. Atmos. Sci.*, 52, 3172–3193, 1995.
- Coakley Jr., J. A., und R. Davies, The effect of cloud sides on reflected solar radiation as deduced from satellite observations, *J. Atmos. Sci.*, 43, 1025–1035, 1986.
- De Roode, S. R., P. G. Duynkerke, und H. J. J. Jonker, Large eddy simulation: How large is large enough?, *J. Atmos. Sci.*, 61, 403–421, 2004.
- Di Giuseppe, F., und A. Tompkins, Three-dimensional radiative transfer in tropical deep convective clouds, *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029/2003JD003,392, 2003a.
- Di Giuseppe, F., und A. M. Tompkins, Effect of spatial organization on solar radiative transfer in three-dimensional idealized stratocumulus cloud fields, *J. Atmos. Sci.*, 60, 1774–1794, 2003b.
- Dörnbrack, A., und U. Schumann, Numerical simulation of turbulent convective flow over wavy terrain, *Bound.-Layer. Meteor.*, 65, 323 – 355, 1993.
- Duchon, C. E., und M. S. O'Malley, Estimating cloud type from pyranometer observations, *J. Appl. Meteor.*, 38, 132–141, 1999.
- Emanuel, K. A., *Atmospheric Convection*, Oxford University Press, 1994.
- Evans, K. F., und W. J. Wiscombe, An algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics, *Atmos. Res.*, 72, 263–289, 2004.
- Finger, J. E., und P. Wendling, Turbulence structure of arctic stratus clouds derived from measurements and calculations, *J. Atmos. Sci.*, 47, 1351–1373, 1990.
- Fitzgerald, J. W., und P. A. Speyers-Duran, Changes in cloud nucleus concentration and cloud droplet size distribution associates with pollution from St. Louis, *J. Appl. Meteor.*, 12, 511–516, 1973.
- Fu, Q., S. K. Krueger, und K. N. Liou, Interactions of radiation and convection in simulated tropical cloud clusters, *J. Atmos. Sci.*, 52, 1310–1328, 1995.
- Fu, Q., M. C. Cribb, H. W. Barker, S. Krueger, und A. Grossman, Cloud geometry effects on atmospheric solar absorption, *J. Atmos. Sci.*, 57, 1156–1168, 2000.
- Gierens, K., und P. Spichtinger, Simulation of the formation of thin cirrus clouds in presence of different competing nucleation processes, in *EGU Wien*, 2005.

- Grabowski, W. W., Toward cloud resolving modeling of large-scale tropical circulations: a simple cloud microphysics Parameterization, *J. Atmos. Sci.*, 55, 3283–3298, 1998.
- Grabowski, W. W., und P. K. Smolarkiewicz, Monotone finite-difference approximations to the advection-condensation problem, *Mon. Wea. Rev.*, 118, 2082–2097, 1990.
- Grabowski, W. W., und P. K. Smolarkiewicz, A multiscale anelastic model for meteorological research, *Mon. Wea. Rev.*, 130, 939–956, 2002.
- Gu, Y., und K. N. Liou, Interactions of radiation, microphysics, and turbulence in the evolution of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 57, 2463–2479, 2000.
- Guan, H., M. K. Yau, und R. Davies, The effects of longwave radiation in a small cumulus cloud, *J. Atmos. Sci.*, 54, 2201–2214, 1997.
- Harrison, E. F., P. Minnis, B. R. Barkstrom, V. Ramanathan, R. D. Cess, und G. G. Gibson, Seasonal variation of cloud radiative forcing derived from the Earth radiation budget experiment, *J. Geophys. Res.*, 95, 18,687–18,703, 1990.
- Hartman, C., und J. Harrington, Radiative impacts on the growth of drops within simulated marine stratocumulus. Part I: Maximum solar heating, *J. Atmos. Sci.*, 62, 2323–2338, 2005a.
- Hartman, C., und J. Harrington, Radiative impacts on the growth of drops within simulated marine stratocumulus. Part II: Solar zenith angle variations, *J. Atmos. Sci.*, 62, 2339–2351, 2005b.
- Hartmann, D. L., M. E. Ockert-Bell, und M. L. Michelsen, The effect of cloud type on earth's energy balance: Global analysis, *J. Climate*, 5, 1281–1304, 1992.
- Heymsfield, A. J., und L. M. Miloshevich, On radiation and latent heat feedback in clouds: implications and a parameterization, *J. Atmos. Sci.*, 48, 493–496, 1991.
- Hinkelman, L. M., The effect of cumulus cloud field anisotropy on solar radiative fluxes and atmospheric heating rates, *Ph.D. Thesis*, 2003.
- Hinkelman, L. M., B. Stevens, und K. F. Evans, A large-eddy simulation study of anisotropy in fair-weather cumulus cloud fields, *J. Atmos. Sci.*, 62, 2155–2171, 2005.
- Hobbs, P., *Aerosol-Cloud-Climate Interaction*, Academic Press, San Diego, 233 Seiten, 1993.
- Hu, Y. X., und K. Stamnes, An accurate parameterization of the radiative properties of water clouds suitable for use in climate models, *J. Climate*, 6, 728–742, 1993.
- IPCC, *Climate Change 2007: Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, <http://www.ipcc.ch/>, 2007.
- Jiang, H., H. Xue, A. Teller, G. Feingold, und Z. Levin, Aerosol effects on the lifetime of shallow cumulus, *Geophys. Res. Lett.*, 33, doi:10.1029/2006GL026,024, 2006.

- Johnson, B. T., Large eddy simulations of the semidirect aerosol effect in shallow cumulus regimes, *J. Geophys. Res.*, *110*, doi:10.1029/2004JD005,601, 2005.
- Kapustin, V. N., Y. S. Lyubovtseva, und G. V. Rozenberg, Variability of aerosols under the influence of cloud modulation of the radiation field, *Atmos. Oceanic Phys.*, *10*, 819–821, 1974.
- Kato, S., T. P. Ackerman, J. H. Mather, und E. E. Clothiaux, The k-distribution method and correlated-k approximation for a shortwave radiative transfer model, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *62*, 109–121, 1999.
- Kessler, E., On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations, *Amer. Met. Soc. Meteorol. Monogr.*, *10*, 1–84, 1969.
- King, M. D., Determination of the scaled optical thickness of clouds from reflected solar radiation measurements, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1734–1751, 1987.
- King, M. D., und S. Platnick, SAFARI 2000 MODIS Airborne Simulator Data, Southern Africa, Dry Season 2000, in *Data set. Available on-line [http://www.daac.ornl.gov] from Oak Ridge National Laboratory Distributed Active Archive Center, Oak Ridge, Tennessee, U.S.A.*, 2006.
- King, M. D., W. P. Menzel, P. S. Grant, J. S. Myers, G. T. Arnold, S. Platnick, L. E. Gumley, S. C. Tsay, C. C. Moeller, M. Fitzgerald, K. Brown, und F. G. Osterwich, Airborne scanning spectrometer for remote sensing of cloud, aerosol, water vapor and surface properties, *J. Atmos. and Ocean. Technol.*, *13*, 777–794, 1996.
- Kokhanovsky, A., B. Mayer, V. Rozanov, K. Wapler, L. Lamsal, M. Weber, J. Burrows, und U. Schumann, Satellite ozone retrieval under broken cloud conditions: an error analysis based on Monte-Carlo simulations, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 2006, submitted.
- Kokhanovsky, A. A., B. Mayer, V. V. Rozanov, K. Wapler, J. P. Burrows, und U. Schumann, The influence of broken cloudiness on cloud top height retrievals using nadir observations of backscattered solar radiation in the oxygen A-band, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, *103*, 460–477, 2007.
- Larson, V. E., R. P. Fleishauer, J. A. Kankiewicz, D. L. Reinke, und T. H. von der Haar, The death of an altocumulus cloud, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 2609–2612, 2001.
- Markowski, P. M., und J. Y. Harrington, A simulation of a supercell thunderstorm with emulated radiative cooling beneath the anvil, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 2607–2617, 2005.
- Marshak, A., A. Davis, W. Wiscombe, und R. Cahalan, Radiative smoothing in fractal clouds, *J. Geophys. Res.*, *100*, 26,247–26,261, 1995.
- Marshak, A., A. Davis, R. Cahalan, und W. Wiscombe, Nonlocal independent pixel approximation: Direct and inverse problems, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *36*, 192–204, 1998.
- Marshall, J. S., und W. M. Palmer, The distribution of raindrops with size, *J. Meteor.*, *5*, 165–166, 1948.

- Martin, G. M., D. W. Johnson, und A. Spice, The measurement and parametrization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *51*, 1823–1842, 1994.
- Mason, B. J., *The Physics of Clouds*, Oxford University Press, 671 Seiten, 1971.
- Mayer, B., I3RC phase 1 results from the MYSTIC Monte Carlo model, in *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*, Seiten 49–54, University of Arizona Press, 1999, ISBN 0-9709609-0-5.
- Mayer, B., I3RC phase 2 results from the MYSTIC Monte Carlo model, in *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*, Seiten 107–108, University of Arizona Press, 2000, ISBN 0-9709609-0-5.
- Mayer, B., und A. Kylling, Technical Note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations: Description and examples of use, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 1855–1877, 2005.
- Meerkötter, R., U. Schumann, D. R. Doelling, P. Minnis, T. Nakajima, und Y. Tsushima, Radiative forcing by contrails, *Ann. Geophysicae*, *17*, 1080–1094, 1999.
- Moeng, C.-H., und U. Schumann, Composite structure of plumes in stratus-topped boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 2280–2292, 1991.
- Moeng, C.-H., W. R. Cotton, B. Stevens, C. Bretherton, H. A. Rand, A. Chlond, M. Khairoutdinov, S. Krueger, W. S. Lewellen, M. K. MacVean, J. R. M. Pasquier, A. P. Siebesma, und R. I. Sykes, Simulation of a stratocumulus-topped planetary boundary layer: Intercomparison among different numerical codes, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *77*, 261–278, 1996.
- Moeng, C.-H., J. C. McWilliams, R. Rotunno, P. P. Sullivan, und J. Weil, Investigating 2D modeling of atmospheric convection in the PBL, *J. Atmos. Sci.*, *61*, 889–903, 2004.
- Mullendore, G. L., D. R. Durran, und J. R. Holton, Cross-tropopause tracer transport in midlatitude convection, *J. Geophys. Res.*, *110*, doi:10.1029/2004JD005,059, 2005.
- Nieuwstadt, F. T. M., P. J. Mason, C. H. Moeng, und U. Schumann, Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes, *Turbul. Shear Flows*, *8*, 343–367, 1993.
- O’Hirok, W., und C. Gautier, A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 2162–2179, 1998a.
- O’Hirok, W., und C. Gautier, A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part II: Spectral effects, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 3065–3076, 1998b.
- O’Hirok, W., P. Ricchiazzi, und C. Gautier, Intercomparison of 3D shortwave radiative effects within the Weather Research and Forecasting model, in *15th Atmospheric Radiation Measurement Science Team Meeting, Daytona Beach, Florida, March 14-18, 2005*.

- O'Hirok, W., P. Ricchiazzi, und C. Gautier, The sensitivity of cloud field structure to three dimensional radiative effects, in *16th Atmospheric Radiation Measurement Science Team Meeting, Albuquerque, New Mexico, March 27-31, 2006*.
- Pawlowska, H., und J.-L. Brenguier, Microphysical properties of stratocumulus clouds during ACE2, *Tellus*, *52*, 867–886, 2000.
- Price, J. D., Observations of stratocumulus cloud break-up over land, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *125*, 441–468, 1999.
- Pruppacher, H. R., und J. D. Klett, *Microstructure of Atmospheric Clouds and Precipitation*, 2. Auflage, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 954 Seiten, 1997.
- Ramaswamy, V., und A. Detwiler, Interdependence of radiation and microphysics in cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *43*, 2289–2301, 1986.
- Rogers, R. R., *A Short Course on Cloud Physics*, Pergamon Press, 232 Seiten, 1979.
- Rossow, W. B., C. Delo, und B. Cairns, Implications of the observed mesoscale variations of clouds for the earth's radiation budget, *J. Climate*, *15*, 557–585, 2002.
- Scheirer, R., und A. Macke, On the accuracy of the independent column approximation in calculating the downward fluxes in the UVA, UVB, and PAR spectral ranges, *J. Geophys. Res.*, *106*, 14,301–14,312, 2001.
- Schreier, M., A. A. Kokhanovsky, V. Eyring, L. Bugliaro, H. Mannstein, B. Mayer, H. Bovensmann, und J. Burrows, Impact of ship emissions on the microphysical, optical, and radiative properties of marine stratus: a case study, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, *6*, 1023–1071, 2006.
- Schüller, L., J.-L. Brenguier, und H. Pawlowska, Retrieval of microphysical, geometrical and radiative properties of marine stratocumulus from remote sensing, *J. Geophys. Res.*, *108*, doi:10.1029/2002JD002,680, 2003.
- Schumann, U., Subgrid length-scales for large-eddy simulation of stratified turbulence, *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, *2*, 279–290, 1991a.
- Schumann, U., A simple model of the convective boundary layer over wavy terrain with variable heat flux, *Beitr. Phys. Atmosph.*, *64*, 169–184, 1991b.
- Schumann, U., A. Dörnbrack, und B. Mayer, Cloud-shadow effects on the structure of the convective boundary layer, *Meteor. Zeitschrift*, *11*, 285–294, 2002.
- Siebesma, A. P., C. S. Bretherton, A. Brown, A. Chlond, J. Cuxart, P. Duynkerke, V. Grubisic, H. Jiang, M. Khairoutdinov, D. Lewellen, C.-H. Moeng, B. Stevens, und D. E. Stevens, A large-eddy intercomparison study of shallow cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, *60*, 1201–1219, 2003.
- Simpson, J., und V. Wiggert, Models of precipitating cumulus towers, *Mon. Wea. Rev.*, *97*, 471–489, 1969.
- Slingo, A., A GCM parameterization for the short-wave radiative properties of water clouds, *J. Atmos. Sci.*, *46*, 1419–1427, 1989.

- Smagorinsky, J., General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment, *Mon. Wea. Rev.*, *91*, 99–164, 1963.
- Smolarkiewicz, P. K., und L. G. Margolin, On forward-in-time differencing for fluids: an eulerian/semi-lagrangian non-hydrostatic model for stratified flows, *Atmos.-Ocean Special*, *35*, 127–152, 1997.
- Smolarkiewicz, P. K., und L. G. Margolin, MPDATA: A finite-difference solver for geophysical flows, *J. Comput. Phys.*, *140*, 459–480, 1998.
- Stamnes, K., S. Tsay, W. Wiscombe, und K. Jayaweera, A numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Opt.*, *27*, 2502–2509, 1988.
- Stephens, G. L., und C. M. R. Platt, Aircraft observation of radiative and microphysical properties of stratocumulus and cumulus cloud fields, *J. Climate Appl. Meteor.*, *26*, 1243–1269, 1987.
- Stevens, B., A. S. Ackerman, B. A. Albrecht, A. R. Brown, A. Chlond, J. Cuxart, P. G. Duynkerke, D. C. Lewellen, M. K. MacVean, R. A. J. Neggers, E. Sánchez, A. Pier Siebesma, und D. E. Stevens, Simulations of trade wind cumuli under a strong inversion, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 1870–1891, 2001.
- Stevens, D. E., A. S. Ackerman, und C. S. Bretherton, Effects of domain size and numerical resolution on the simulation of shallow cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 3285–3301, 2002.
- Tao, W.-K., J. Simpson, C. H. Sui, B. Ferrier, S. Lang, J. Scala, M. D. Chou, und K. Pickering, Heating, moisture, and water budgets of tropical and midlatitude squall lines: comparisons and sensitivity to longwave radiation, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 673–690, 1993.
- Tao, W.-K., S. Lang, J. Simpson, C.-H. Sui, B. Ferrier, und M.-D. Chou, Mechanisms of cloud-radiation interaction in the tropics and midlatitudes, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 2624–2651, 1996.
- Thomas, G., und K. Stamnes, *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*, Cambridge University Press, 1999.
- Tompkins, A., und F. di Giuseppe, Solar radiative biases in deep convective regimes: Possible implications for dynamical feedback, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *129*, 1721–1730, 2003.
- Twomey, S., Pollution and the planetary albedo, *Atmos. Env.*, *8*, 1251–1256, 1974.
- Twomey, S., The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds, *J. Atmos. Sci.*, *34*, 1149–1152, 1977.
- Várnai, T., und R. Davies, Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 4206–4224, 1999.
- Warner, J., und S. Twomey, The production of cloud nuclei by cane fires and the effect on cloud droplet concentration, *J. Atmos. Sci.*, *24*, 704–706, 1967.

- Wen, G., R. F. Cahalan, S.-C. Tsay, und L. Oreopoulos, Impact of cumulus cloud spacing on Landsat atmospheric correction and aerosol retrieval, *J. Geophys. Res.*, *106*, 12.129–12.138, 2001.
- Wyser, K., W. O'Hirok, C. Gautier, und C. Jones, Remote sensing of surface solar irradiance with corrections for 3-D cloud effects, *Remote Sens. Env.*, *80*, 272–284, 2002.
- Xu, K.-M., R. T. Cederwall, L. J. Donner, W. W. Grabowski, F. Guichard, D. E. Johnson, M. Khairoutdinov, S. K. Krueger, J. C. Petch, und D. A. Randall, An intercomparison of cloud-resolving models with the Atmospheric Radiation Measurement Summer 1997 Intensive Observation Period data, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *128*, 593–624, 2002.
- Zinner, T., und B. Mayer, Remote sensing of stratocumulus clouds: Uncertainty and biases due to inhomogeneity, *J. Geophys. Res.*, *111*, doi:10.1029/2005JD006,955, 2006.
- Zinner, T., B. Mayer, und M. Schröder, Determination of 3D cloud structures from high resolution radiance data, *J. Geophys. Res.*, *111*, doi:10.1029/2005JD006,062, 2006.
- Zuidema, P., und K. F. Evans, On the validity of the independent pixel approximation for boundary layer clouds observed during ASTEX, *J. Geophys. Res.*, *103*, 6059–6074, 1998.

# Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Entstehung dieser Arbeit unterstützt und zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Zunächst danke ich Prof. Ulrich Schumann, dass er die vorliegende Arbeit ermöglichte und förderte. Danken möchte ich auch Prof. Olaf Krüger für sein Interesse an dem Thema und die Übernahme des Zweitgutachtens.

Dr. Bernhard Mayer gilt mein Dank für die Betreuung dieser Arbeit. Er stand stets für Fragen und Diskussionen über Strahlungstransport, die Strahlungstransportbibliothek libRadtran und das Monte Carlo Modell MYSTIC zur Verfügung. Des Weiteren bedanke ich mich bei Dr. Andreas Dörnbrack für konstruktive inhaltliche Anregungen sowie die Unterstützung bei allen Fragen das Grobstruktursimulationsmodell EULAG betreffend.

Den Kollegen der Abteilung Fernerkundung des Institutes für Physik der Atmosphäre danke ich für die angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre. Insbesondere gilt mein Dank meinen Zimmerkollegen Dr. Ronald Scheirer, Dr. Tobias Zinner und Dr. Claudia Emde, die im Verlaufe dieser Arbeit stets für produktive Diskussionen sowie Hilfestellungen verschiedener Art bereit waren.

Bedanken möchte ich mich schließlich für Unterstützung in vielfältiger Weise bei Michael, Christoph, Ingeborg, Ingrid, Renate, Gunther, Jeannette, Cornelia und Florian.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Kathrin Wapler
geboren am	08.07.1977
in	Berlin

## Schulbildung

1984-1988	Ev. Grundschule Steglitz, Berlin
1988-1990	Grundschule am Königsgraben, Berlin
1990-1997	Goethe-Oberschule (Gymnasium), Berlin
Juni 1997	Abitur

## Studium

1998-2003	Meteorologiestudium, Freie Universität Berlin
September 2003	Diplom in Meteorologie, Thema der Diplomarbeit: <i>Entwicklung eines Verfahrens zur Abschätzung der Aerosolbelastung aus Trajektorienrechnungen und deren Anwendung zur Verifikation von Fernerkundungsgrößen</i>
10/2003-01/2004	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Weltraumwissenschaften, Freie Universität Berlin
seit 02/2004	Doktorandin am Institut für Physik der Atmosphäre, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Oberpfaffenhofen