

Untersuchungen zum Einfluss
erzwungener atmosphärischer
Rollenkonvektion in Kaltluftausbrüchen
auf den vertikalen turbulenten Transport
in der atmosphärischen und der
ozeanischen Grenzschicht mittels
Large-Eddy Simulationen

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Met. Jens Fricke

2018

Referent: Prof. Dr. Siegfried Raasch
Korreferent: Prof. Dr. Günter Groß
Tag der Promotion: 13. Juli 2018

Kurzzusammenfassung

Wetter und Klima werden signifikant durch den turbulenten Austausch von Wärme, Impuls, Wasser und Spurenstoffen zwischen der Atmosphäre und dem Ozean beeinflusst. Diese Austauschprozesse finden innerhalb der atmosphärischen und der oberen ozeanischen Grenzschicht statt und hängen im Wesentlichen von der Temperaturdifferenz zwischen den beiden Systemen und den jeweiligen Strömungen ab. Eine typische meteorologische Situation mit großen Temperaturdifferenzen stellen polare Kaltluftausbrüche (KLA) dar, wobei eine kalte und trockene Luftmasse durch einen synoptisch-skaligen Wind von einer eisbedeckten Landmasse über den wärmeren Ozean advehiert wird. Aufgrund einer heterogenen Eiskante ist die Konvektion über dem Ozean typischerweise in Form von Rollen organisiert. Diese Rollen erstrecken sich vertikal über die gesamte Grenzschicht und horizontal über mehrere hundert Kilometer. Die turbulenten Austauschprozesse innerhalb der Grenzschichten können in globalen numerischen Wetter-, Klima- und Ozeanmodellen nicht aufgelöst, sondern müssen parametrisiert werden. Dafür ist ein tieferes Verständnis dieser Prozesse notwendig. Bisherige Studien konnten zwar zeigen, dass Konvektionsrollen einen signifikanten Anteil am vertikalen Transport haben, jedoch nicht, ob dadurch der gesamte turbulente Transport verändert wird. Diese Frage wird in dieser Arbeit mithilfe von Grobstruktursimulationen (engl. Large-Eddy Simulation - LES) untersucht.

Im ersten Teil dieser Studie wurden 12 unterschiedliche polare KLA-Situationen simuliert, wobei der synoptisch-skalige Wind und die Ozeantemperatur variierte. Mittels unterschiedlicher Meereisverteilungen konnte für jede KLA Situation jeweils ein Fall mit und ohne Rollen unter denselben meteorologischen Bedingungen simuliert werden. Die Eigenschaften der simulierten Rollen stimmen gut mit beobachteten Konvektionsrollen in KLA überein. Für jeden KLA wurde sowohl die Grenzschichtentwicklung zwischen dem Rollen und Nicht-Rollen Fall verglichen, als auch der Rollenanteil am vertikalen turbulenten Transport analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass die Rollen einen wesentlichen Anteil am vertikalen Transport haben, aber weder den gesamten Transport noch die Entwicklung der konvektiven Grenzschicht verändern. Dieses konnte für unterschiedliche Wellenlängen der Rollen und auch eine trockene Atmosphäre bestätigt werden.

Wie bereits durch Beobachtungen bekannt, modifizieren atmosphärische Konvektionsrollen die Struktur der Meeresoberfläche inklusive der oberflächennahen Flüsse. Darum wurde im zweiten Teil dieser Studie der Einfluss der Konvektionsrollen auf den Ozean untersucht, und ob es ggf. zu Rückkopplungseffekten mit der Atmosphäre kommen könnte. Die Simulationen der oberen ozeanischen Grenzschicht wurden angetrieben durch oberflächennahe Flüsse einer der KLA Simulationen. Dabei wurden Simulationen mit und ohne Rollensignale an der Meeresoberfläche durchgeführt. Die Simulationen mit Rollensignal zeigen, dass eine sehr schwache rollenartige Zirkulation angeregt wird, welche sich über die gesamte ozeanische Grenzschicht erstreckt. Ein Vergleich der Grenzschichtentwicklung zwischen den Simulationen mit und ohne Rollensignal weist keine signifikanten Unterschiede auf. Dieses gilt auch für die Meeresoberfläche, so dass es keinen veränderten Wärme- oder Feuchteintrag in die Atmosphäre gibt. Dieses Ergebnis konnte auch unter Berücksichtigung der Langmuir-Zirkulation im Ozean bestätigt werden.

Diese Studie zeigt, dass atmosphärische Rollen, angeregt durch stromaufwärts gelegene Heterogenitäten, einen wesentlichen Anteil am vertikalen turbulenten Transport haben ohne den Gesamttransport zu erhöhen. Darum müssen solche Rollen nicht in Parametrisierungen globaler Modelle, welche keine großskalige Turbulenz auflösen, gesondert berücksichtigt werden.

Schlagerworte: Grobstruktursimulation, Kaltluftausbruch, atmosphärische Grenzschicht, ozeanische Grenzschicht, Rollenkonvektion

Abstract

Weather and climate are significantly influenced by the turbulent exchange of heat, momentum, water and trace substances between the atmosphere and the ocean. These exchange processes take place within the atmospheric and upper oceanic boundary layer and depend essentially on the temperature difference between the two systems and the respective flows. A typical meteorological situation with large temperature differences are polar cold air outbreaks (CAO), where cold and dry air is advected by synoptic-scale wind from an ice-covered landmass over the warmer ocean. With structured ice edges, the convection over the ocean is typically organized into rolls, which extend vertically across the entire boundary layer and horizontally up to several hundreds of kilometers. The turbulent exchange processes within the boundary layers cannot be resolved in large-scale models, such as global numerical weather, climate and ocean models, and thus must be parametrized. Therefore, a deeper understanding of these processes is necessary. Although previous studies have shown that convective rolls play a significant role for the vertical turbulent transport, it is not clear if the boundary layer rolls affect the total turbulent transport. This question will be investigated in the current study by means of large-eddy simulations (LES).

In the first part of this study, 12 different polar CAO situations were simulated, by varying the synoptic-scale wind and the ocean temperature. By means of different sea ice distributions, a case with and without rolls could be simulated under the same meteorological conditions for each CAO situation. The properties of the simulated rolls agreed well with observed convective rolls in CAO. The boundary layer development was compared between the roll and the nonroll case, and the roll contribution to the vertical turbulent transport was analyzed for each investigated CAO situation. Results show that although the rolls make a substantial contribution to the vertical transport, they neither affect the total transport nor the development of the boundary layer. These results could also be confirmed for different roll wavelengths and additionally for a dry atmosphere.

As known from observations, atmospheric rolls modify the structure of the sea surface, including the surface fluxes. Therefore, the influence of atmospheric convective rolls on the ocean was investigated in the second part of this study, and, if feedback effects with the atmosphere could occur. For the simulations of the upper oceanic boundary layer, the flow was driven by the near-surface fluxes of one of the CAO simulations, again with and without roll signals at the sea surface. The ocean simulations with a roll signal showed that a very weak roll-like circulation is induced, which extends over the whole oceanic boundary layer. A comparison between the simulations with and without roll signals at the sea surface showed no significant differences in the boundary layer development of the ocean. This also applies to the sea surface, so that there is no feedback on the atmosphere in the form of a changing heat or moisture input. This result was also confirmed by considering the Langmuir circulation.

The results of this study showed that atmospheric rolls triggered by upstream heterogeneities contribute substantially to the vertical turbulent transport, without increasing the total transport. Therefore, such rolls do not have to be considered in parametrization schemes of large-scale models, as long as these models do not resolve such large-scale turbulence.

Keywords: Large-eddy simulation, cold air outbreaks, atmospheric boundary layer, oceanic boundary layer, roll convection

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Allgemeine Eigenschaften turbulenter Strömungen	2
1.2	Die atmosphärische Grenzschicht	2
1.2.1	Aufbau	2
1.2.2	Beschreibung eines Kaltluftausbruchs	4
1.2.3	Rollen in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht - Stand der Forschung	5
1.3	Die obere ozeanische Grenzschicht	11
1.3.1	Aufbau und Turbulenz	11
1.3.2	Einfluss von atmosphärischen Grenzschichtrollen auf die ozeanische Mischungsschicht - Stand der Forschung	13
1.4	Zielsetzung und Struktur der Arbeit	15
2	Das numerische Modell PALM	17
2.1	Die Atmosphärenversion	18
2.1.1	Modellgleichungen	18
2.1.2	Das Subskalenmodell	19
2.1.3	Das wolkenphysikalische Modell	20
2.1.4	Diskretisierung	21
2.1.5	Gewährleistung der Divergenzfreiheit	23
2.1.6	Initialisierung	23
2.1.7	Randbedingungen	24
2.2	Anpassungen der Atmosphärenversion für diese Studie	29
2.2.1	Dämpfungsbereich am Einströmrand	29
2.2.2	Anpassung der Phasengeschwindigkeit am Ausströmrand	31
2.3	Die Ozeanversion	33
2.3.1	Modellgleichungen	34
2.3.2	Das Subskalenmodell	34
2.3.3	Randbedingungen und Gitterstreckung	35
2.3.4	Initialisierung	36
2.4	Anpassung der Ozeanversion zur Generierung der Langmuir-Zirkulation	37
3	Vergleich zwischen Simulationen von Kaltluftausbrüchen mit gerader und strukturierter Eiskante	39
3.1	Beschreibung/Aufbau der Simulationen	39
3.1.1	Set-up	39
3.1.2	Bestimmung der turbulenten Flüsse	41
3.2	Analyse der atmosphärischen Grenzschicht während einer Kaltluftausbruchssituation	43
3.2.1	Großräumige Betrachtung	44
3.2.2	Vertikalprofile der Temperatur und des Wassergehaltes	49
3.2.3	Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeit	52
3.2.4	Varianzprofile	55
3.2.5	Flächenanteil der Auf- und Abwindgebiete	57
3.3	Sensitivitätsstudien	58

3.3.1	Windgeschwindigkeit und Temperaturdifferenz zwischen Eis und Ozean . . .	58
3.3.2	Wellenlänge der Heterogenität	63
3.3.3	Trockene Atmosphäre	67
3.3.4	Untersuchungen zur Eis-Seewind Zirkulation	70
3.4	Einfluss atmosphärischer Rollen auf die oberflächennahen Flüsse	75
4	Ozeanische Mischungsschicht während eines atmosphärischen KLA mit homogenem und heterogenem Antrieb	78
4.1	Beschreibung/Aufbau der Ozeansimulationen	78
4.2	Analyse und Vergleich für eine Wellenlänge	84
4.2.1	Kinetische Energie und Mittelungsoperatoren	84
4.2.2	Großräumige Betrachtung	85
4.2.3	Vertikalprofile der Temperatur und Salinität	88
4.2.4	Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten	89
4.2.5	Varianzprofile	91
4.2.6	Zeitreihen der Temperatur- und Salinitätsunterschiede an der Meeresoberfläche	93
4.2.7	Stärke der mechanischen und der thermohalinen Heterogenität	94
4.3	Parameterstudie für die Wellenlänge der Heterogenität	96
4.4	Vergleich einer Wellenlänge unter Berücksichtigung der Langmuir-Zirkulation . . .	99
5	Zusammenfassung und Ausblick	105
	Danksagung	110
	Literaturverzeichnis	111
	Curriculum Vitae	120

1 Einleitung

Der Austausch von Impuls, Wärme, Wasser und Spurenstoffen zwischen der Atmosphäre und dem Ozean ist ein wichtiger Faktor für das Wetter und Klima auf der Erde, welcher bisher noch nicht vollständig verstanden ist. Dabei hängen diese Austauschprozesse zum einen von der Temperaturdifferenz zwischen Atmosphäre und Ozean und zum anderen von der Strömung in beiden Systemen ab. In einigen Regionen der Erde, wie z. B. in den Polargebieten, können meteorologische Situationen entstehen, welche große Temperaturdifferenzen (bis etwa 30 K) zwischen den beiden Systemen über eine Fläche von mehreren 10^5 km^2 verursachen. Dabei handelt es sich um maritime Kaltluftausbrüche (KLA). Während eines maritimen KLA wird eine zumeist trockene und sehr kalte Luftmasse von einer Land- oder Meereisfläche über den wärmeren Ozean advehiert. Beobachtungen haben gezeigt, dass dabei Wärmeströme im Bereich von 1000 Wm^{-2} auftreten können (z. B. Grossman und Betts, 1990; Brümmner, 1997). Um den Wärmeeintrag in die Atmosphäre durch den Ozean während eines maritimen KLA zu beschreiben, sind die Prozesse innerhalb der an die Meeresoberfläche angrenzenden Schichten entscheidend. In der Atmosphäre ist diese die atmosphärische Grenzschicht und im Ozean die ozeanische Mischungsschicht.

Der vertikale Austausch von Impuls, Wärme, Wasser und Spurenstoffen innerhalb der Grenzschichten wird größtenteils durch die Turbulenz der Strömung bewirkt. Diese turbulenten Austauschprozesse werden in numerischen Wettervorhersage-, Klima- und Ozeanmodellen, aufgrund deren Gitterauflösung von mehreren Kilometern (z. B. Mironov, 2009), nicht aufgelöst und müssen daher parametrisiert werden. Für die Güte dieser Parametrisierungen ist wiederum ein möglichst gutes Verständnis der turbulenten Prozesse entscheidend.

Die Turbulenz in einer Strömung kann auf unterschiedliche Weise organisiert sein. Eine typische Form der Organisation während eines KLA ist die Ausbildung von rollenartigen Strukturen innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht. Diese können sich vertikal über die gesamte atmosphärische Grenzschicht erstrecken und werden in dem Fall als atmosphärische Grenzschichtrollen bezeichnet (z. B. Brümmner und Pohlmann, 2000). Messungen haben gezeigt, dass diese einen signifikanten Anteil am gesamten turbulenten Transport von Wärme, Feuchte und Impuls haben können (z. B. Brümmner, 1999). Bislang ist jedoch nicht abschließend geklärt, ob die atmosphärischen Grenzschichtrollen den gesamten vertikalen turbulenten Transport erhöhen oder nur einen Anteil des vertikalen Transports von der unorganisierten Turbulenz übernehmen. Dieses Verständnis ist allerdings notwendig, um zu entscheiden, ob in Parametrisierungen des vertikalen turbulenten Transports für die numerischen Wettervorhersage- und Klimamodelle der jeweilige Anteil organisierter und unorganisierter Turbulenz gesondert betrachtet werden muss.

Des Weiteren können Signale atmosphärischer Grenzschichtrollen an der Meeresoberfläche beobachtet werden (z. B. Alpers und Brümmner, 1994; Mourad und Walter, 1996). Dabei ist entscheidend, dass die Strömung der ozeanischen Grenzschicht hauptsächlich durch die Reibung des Windes an der Meeresoberfläche angetrieben wird. Im Gegensatz dazu ist der Antrieb der atmosphärischen Grenzschichtströmung in erster Linie thermisch bedingt (Kraus und Businger, 1994). Somit sind gerade Änderungen im horizontalen Windfeld an der Meeresoberfläche, wie sie durch die atmosphärischen Grenzschichtrollen verursacht werden, interessant. Sollten sich dadurch Änderungen in der Durchmischung der ozeanischen Grenzschicht ergeben, könnte sich die Temperatur oder der Salzgehalt an der Meeresoberfläche ändern. Dieses hätte unmittelbaren Einfluss auf den Wärme- und Feuchteeintrag in die Atmosphäre. Da sich die atmosphärischen Grenzschichtrollen während eines KLA über mehrere hunderte Kilometer erstrecken können, wäre ein eventueller Einfluss relevant für Wetter und Klima. Bisher ist der Einfluss atmosphärischer Grenzschichtrollen

auf die ozeanische Grenzschicht allerdings noch wenig untersucht worden.

In dieser Arbeit werden Grobstruktursimulationen (engl.: *large-eddy simulation*, LES) verwendet, um den Einfluss atmosphärischer Grenzschichtrollen auf den vertikalen turbulenten Transport innerhalb polarer, maritimer KLA zu untersuchen. Der Vorteil der LES ist dabei, dass der turbulente Transport der energietragenden Wirbel in der Grenzschicht direkt durch das numerische Gitter aufgelöst werden kann. Zudem werden LES von der oberen ozeanischen Grenzschicht durchgeführt, um zu untersuchen, ob atmosphärische Grenzschichtrollen den turbulenten Austausch in dieser Schicht verändern. Dabei soll der Fokus in den Ozeansimulationen auf den Veränderungen an der Meeresoberfläche liegen, da diese einen direkten Einfluss auf den Energie- und Feuchteeintrag in die Atmosphäre hat.

Im Folgenden werden allgemeine Eigenschaften turbulenter Strömungen diskutiert (Kap. 1.1). In Kapitel 1.2 wird auf die konvektive atmosphärische Grenzschicht eingegangen, wobei u. a. KLA (Kap. 1.2.2) und der Stand der Forschung zur Ausbildung atmosphärischer Grenzschichtrollen (Kap. 1.2.3) beschrieben werden. In Kapitel 1.3 werden die Eigenschaften der oberen ozeanischen Grenzschicht erläutert. Dabei wird der Stand der Forschung zum Einfluss atmosphärischer Rollen auf den Ozean in Kapitel 1.3.2 zusammengefasst. Die Zielsetzung und Struktur der Arbeit ist in Kapitel 1.4 dargelegt.

1.1 Allgemeine Eigenschaften turbulenter Strömungen

Die Strömungen in der atmosphärischen und ozeanischen Grenzschicht sind turbulent. Turbulente Strömungen sind dreidimensional, instationär und rotationsbehaftet. Außerdem sind turbulente Strömungen dissipativ, d. h. um die Turbulenz zu erhalten muss dem System Energie zugeführt werden. Der Transport von Impuls und anderen skalaren Größen durch Turbulenz ist mehrere Größenordnungen größer als der molekulare Transport. Turbulente Bewegungen können anschaulich als Überlagerungen von Wirbeln unterschiedlicher räumlicher und zeitlicher Ausdehnung beschrieben werden, welche miteinander wechselwirken (z. B. Fröhlich, 2006, S.14f; Garratt, 1992, S.15).

Eine Strömung ohne Turbulenz wird als laminar bezeichnet. Reynolds (1883) führte eine Kennzahl ein, um zwischen laminaren und turbulenten Strömungen zu unterscheiden, die sogenannte Reynolds-Zahl $Re = \mathcal{U}\mathcal{L}/\nu$. Dabei stehen \mathcal{U} und \mathcal{L} für typische Geschwindigkeits- und Längenskalen der Strömung und ν für die kinematische Viskosität. Der Wert der kritischen Reynolds-Zahl, der Wert ab dem die Strömung von dem laminaren Zustand in den turbulenten Zustand wechselt, liegt im Bereich von 10^3 (z. B. Thorpe, 2005, S. 3). In der atmosphärischen Grenzschicht ist \mathcal{U} typischerweise in der Größenordnung von 1 ms^{-1} bis 10 ms^{-1} , \mathcal{L} von 100 m bis 1000 m und $\nu = 1 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Insgesamt ist die Reynolds-Zahl somit typischerweise im Bereich von 10^7 bis 10^9 (vgl. Zoric und Sandborn, 1972). Dabei liegt die Skala der kleinsten Wirbel im Bereich von 10^{-3} m (z. B. Stull, 1988, S.167) und die Skala der größten Wirbel, welche sich über die gesamte Grenzschicht erstrecken, im Bereich von 10^3 m (z. B. Stull, 1988, S.4). In der oberen ozeanischen Grenzschicht liegen die Werte typischerweise für \mathcal{U} in der Größenordnung von $0,1 \text{ ms}^{-1}$ bis 1 ms^{-1} , \mathcal{L} von 10 m bis 100 m und $\nu = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (z. B. Thorpe, 2005, S.241). In der oberen ozeanischen Grenzschicht nimmt Re somit Werte von 10^6 bis 10^7 an. Die Skala der Wirbel reicht von 10^{-5} m bis 10^2 m (Thorpe, 2005).

1.2 Die atmosphärische Grenzschicht

1.2.1 Aufbau

Die atmosphärische Grenzschicht ist die Schicht in der Atmosphäre die unmittelbar von der Oberfläche durch Reibung sowie den Austausch von Wärme und Feuchte beeinflusst wird. Dabei kann im Wesentlichen zwischen drei unterschiedlichen Grenzschichttypen unterschieden werden, wel-

che sich in ihren dynamischen und thermodynamischen Antrieben sowie teilweise ihrem Aufbau unterscheiden.

Die neutrale Grenzschicht entsteht, wenn die oberflächennahen Wärmeströme gering sind und ein starker Wind vorherrscht, wie es z. B. an stark bewölkten Tagen vorkommen kann. Die Grenzschicht ist in dem Fall durch einen adiabatischen Temperaturgradienten sowie eine Winddrehung mit der Höhe gekennzeichnet (Stull, 1988, S. 171). Die Turbulenz wird ausschließlich durch Windscherung produziert. Eine stabile Grenzschicht entsteht, wenn sich wärmere Luft über einer kühleren Oberfläche befindet, wie es z. B. durch Advektion auftreten kann oder oftmals nachts aufgrund der negativen Strahlungsbilanz an der Oberfläche. In solchen Fällen entsteht eine stabile Temperaturschichtung. Turbulenz wird in der stabilen Grenzschicht durch Windscherung produziert und durch die Temperaturschichtung gedämpft, so dass der turbulente vertikale Austausch teilweise ganz zum Erliegen kommen kann (Stull, 1988, S. 450). Eine konvektive Grenzschicht bildet sich aus, wenn sich kühlere Luft über einer wärmeren Oberfläche befindet. Diese Situation entsteht beispielsweise durch Advektion oder im Falle einer positiven Strahlungsbilanz an der Oberfläche, wie es tagsüber durch die kurzwellige Einstrahlung der Fall ist. In der konvektiven Grenzschicht wird Turbulenz maßgeblich durch Konvektion produziert (Stull, 1988, S. 499).

Die Grenzschicht kann in mehrere Schichten unterteilt werden. Über der Oberfläche befindet sich die nur wenige Millimeter mächtige viskose Unterschicht in der der molekulare Transport gegenüber dem turbulenten Transport überwiegt. Darüber schließt sich die Prandtl-Schicht an, in der die vertikalen turbulenten Flüsse um nicht mehr als 10 % mit der Höhe variieren. (Stull, 1988, S.10). Ihre vertikale Erstreckung hängt von ihrer thermischen Schichtung ab (Etling, 2002, S.284). Das vertikale Geschwindigkeitsprofil weist eine logarithmische Zunahme mit der Höhe auf. Im Falle einer konvektiven Grenzschicht nehmen die potentielle Temperatur und Feuchte stark mit der Höhe ab, wobei die Gradienten der beiden Größen mit der Höhe abnehmen und an der Obergrenze der Prandtl-Schicht nahe null sind (Stull, 1988, S.441ff). In der konvektiven Grenzschicht schließt sich oberhalb der Prandtl-Schicht die Mischungsschicht an. Innerhalb dieser Schicht sind die vertikalen Temperatur-, Feuchte- und Geschwindigkeitsprofile nahezu konstant mit der Höhe aufgrund einer guten turbulenten Durchmischung (Stull, 1988, S.450). Die Durchmischung wird dabei zum großen Teil von aufsteigenden Warmluftblasen und den dazugehörigen Absinkgebieten übernommen. Die Aufwindgebiete (Warmluftblasen) sind schmaler als die Absinkgebiete und weisen höhere Vertikalgeschwindigkeiten und Temperaturen auf. Nahe der Oberfläche liegt ein Konvergenzbereich unter dem Aufwindgebiet und nahe der Obergrenze der Grenzschicht ein Divergenzbereich, so dass sich eine Zirkulation ergibt. Die horizontale Erstreckung dieser Zirkulationen liegt in der Größenordnung der Grenzschichtdicke (Stull, 1988, S.461-466). Oberhalb der Mischungsschicht befindet sich die freie Atmosphäre, welche eine stabile Schichtung aufweist. Am Oberrand der Mischungsschicht ist die Stabilität deutlich höher im Vergleich zur restlichen freien Atmosphäre. Diese Inversionsschicht ist charakterisiert durch starke Temperatur- und Feuchtegradienten. Die potentielle Temperatur nimmt dabei mit der Höhe stark zu und die Feuchte nimmt mit der Höhe ab (Stull, 1988, S.441-442). Die Inversionsschicht wird auch als Entrainment-Schicht bezeichnet, wobei unter Entrainment das turbulente Einmischen von wärmerer trockenerer Luft aus der freien Atmosphäre in die Grenzschicht verstanden wird. Entrainment wird durch das Überschießen der Warmluftblasen in die freie Atmosphäre sowie durch Windscherung angeregt. Entrainment ist einer von zwei Prozessen, welche die Dicke der konvektiven Grenzschicht anwachsen lassen (Stull, 1988, S. 10-13). Der andere Prozess wird als Encroachment bezeichnet und beschreibt das Anwachsen der Grenzschicht aufgrund von thermodynamischen Prozessen durch den Wärmeeintrag an der Oberfläche (Stull, 1988, S. 454ff). Die Höhe der Obergrenze der Grenzschicht, bzw. die Dicke der Grenzschicht, wird mit z_i bezeichnet.

1.2.2 Beschreibung eines Kaltluftausbruchs

Ein maritimer Kaltluftausbruch (KLA) ist die großräumige Advektion einer trockenen und kalten Luftmasse von einer Land- oder Meereisfläche über den Ozean. Dabei ist der Ozean relativ warm im Vergleich zur advehierten Luftmasse. Die Temperaturunterschiede zwischen der advehierten Luftmasse und der Ozeanoberfläche liegen typischerweise im Bereich von einigen wenigen Kelvin bis zu Werten um die 30 K. Der Gesamtwärmestrom, d. h. die Summe aus fühlbarem und latentem Wärmestrom, liegt normalerweise im Bereich mehrerer 100 Wm^{-2} und kann sogar Werte von mehr als 1000 Wm^{-2} erreichen (z. B. Grossman und Betts, 1990; Brümmer, 1997). Aufgrund des großen Wärmeeintrages bildet sich in der Atmosphäre oberhalb des Ozeans eine konvektive Grenzschicht aus, mit häufig starkem Hintergrundwind. Dadurch wird während eines KLA Turbulenz neben der Konvektion zusätzlich durch Windscherung angeregt. Ein KLA erstreckt sich horizontal über mehrere hundert Kilometer über dem Ozean. Dabei nimmt mit zunehmendem Abstand zur Küste bzw. zur Eisrandzone die Grenzschichtdicke aufgrund von Entrainment und Encroachment zu. Der oberflächennahe fühlbare Wärmestrom nimmt aufgrund der zunehmenden Erwärmung der Luftmasse mit zunehmendem Abstand zur Eiskante ab. Der latente Wärmestrom bleibt hingegen weitestgehend konstant über dem Ozean. Dieses spiegelt sich im sogenannten Bowen-Verhältnis wieder, welches aus dem Verhältnis vom fühlbaren zum latenten oberflächennahen Wärmestrom gebildet wird. Das Bowen-Verhältnis weist nahe der Küste Werte von um die 1,5 auf und in einem Abstand von mehreren hundert Kilometern sinkt es auf Werte um die 0,6 ab (Brümmer, 1997). Durch die Erwärmung der Luftmassen oberhalb des Ozeans entsteht ein starker horizontaler Temperaturgradient, so dass in der Atmosphäre eine stark barokline Situation entsteht. Diese führt zu einer Land-Seewind bzw. Eis-Seewind Zirkulation (z. B. Overland et al., 1983; Chechin et al., 2013).

Die advehierte Luftmasse von der Land- bzw. Meereisfläche ist in der Regel sehr trocken, so dass es an der Meeresoberfläche zu einer starken Verdunstung kommt. Aufgrund des damit verbundenen hohen Feuchteintrags in die Atmosphäre kommt es häufig zur Ausbildung von Kumuluswolken. Durch die sich ausbildenden Kumuluswolken lässt sich die Organisation der Konvektion in Satellitenbildern erkennen. Abbildung 1.1 zeigt ein Satellitenbild während eines KLA über dem Beringmeer. Südlich der Meereiskante sind Kumuluswolken in Form von Wolkenstraßen zu sehen, welche sich aufgrund von sogenannten Konvektionsrollen ausbilden (s. nächsten Abschnitt). Die Wolkenstraßen erstrecken sich mehrere hundert Kilometer über das Beringmeer bis sie in eine mesoskalige hexagonale Zellenstruktur übergehen (linke Bildhälfte). Diese Zellen sind teilweise offen und teilweise geschlossen. Im Falle der offenen Zellen befindet sich im Zelleninneren ein großräumiges Absinkgebiet und an den schmaleren Zellenrändern Gebiete mit aufsteigender Luft. Durch das Absinken im Inneren ist in diesem Bereich die Bewölkung dünner oder sogar komplett aufgelöst. In geschlossenen Zellen hingegen befindet sich das Aufwindgebiet im Zelleninneren und die Absinkgebiete an den Zellenrändern wodurch die Bewölkung im Zelleninneren am stärksten ist. In dieser Arbeit werden keine mesoskaligen hexagonalen Zellenstrukturen untersucht weswegen an dieser Stelle nicht näher auf die Prozesse und Eigenschaften der Zellen eingegangen wird. Stattdessen wird auf die Arbeit von Atkinson und Zhang (1996) verwiesen. Die in dem Satellitenbild gezeigten organisierten Strukturen in Form von Wolkenstraßen und mesoskaligen Zellen sind charakteristisch für einen KLA. Nach einer klimatologischen Studie von Brümmer und Pohlmann (2000) treten diese Strukturen im Winter in mehr als 50 % der Zeit über der Grönlandsee und der Barentssee auf.

Der in Abbildung 1.1 rot markierte Bereich wird in Abbildung 1.2 vergrößert dargestellt. Dort ist zu erkennen, dass die Wolkenstraßen bereits im Bereich der Eisrandzone entstehen (rechter oberer Bereich). Außerdem kann in dem Bild beobachtet werden, dass die Breite der Wolkenstraßen mit größer werdendem Abstand zur Eiskante zunimmt.

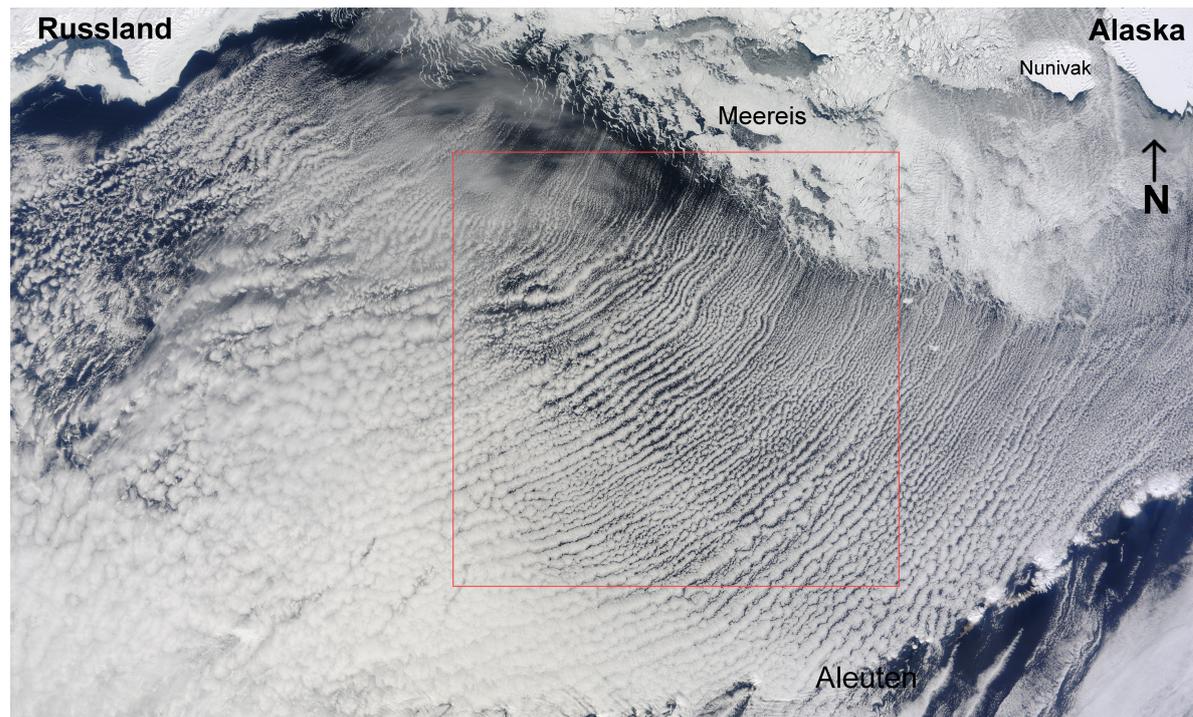


Abbildung 1.1: Satellitenbild über dem Beringmeer während eines KLA, aufgenommen vom Satelliten "Terra" im sichtbaren Frequenzbereich am 07.04.2013. Die Ortsbezeichnungen wurden nachträglich hinzugefügt. Der Bereich innerhalb des roten Rechtecks wird vergrößert in Abbildung 1.2 dargestellt. Im rechten oberen Bereich ist die Meereiskante zu sehen. Südlich von der Meereiskante sind Wolkenstraßen zu erkennen, welche sich in südwestlicher Richtung erstrecken. Quelle: NASA (<https://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=81723>).

1.2.3 Rollen in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht - Stand der Forschung

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, kann die Strömung bzw. die Turbulenz in der Atmosphäre auf vielfältige Weise organisiert sein, z. B. in rollen- oder zellartigen Strukturen. In dieser Arbeit soll speziell der Einfluss der Turbulenz in Form von Grenzschichtrollen untersucht werden (Abb. 1.3). Dabei handelt es sich um zwei Wirbel mit entgegengerichtetem Drehsinn und einer Rotationsachse parallel zur Oberfläche. Die Wirbel erstrecken sich vertikal über die gesamte Grenzschicht. Die Auf- und Abwindgebiete sind dabei bandförmig in Richtung der Rotationsachse angeordnet, welche auch als Rollenachse bezeichnet wird. Oberhalb der Aufwindgebiete kommt es oftmals zur Wolkenbildung, wobei die Absinkgebiete wolkenfrei bleiben (z. B. Etling und Brown, 1993). Dadurch entstehen die in Abbildung 1.2 gezeigten Wolkenstraßen. Die Wellenlänge λ , der Abstand zwischen zwei Auf- bzw. Abwindgebieten, liegt typischerweise zwischen 2 km und 20 km. Das Aspektverhältnis λ/z_i liegt für KLA im Bereich zwischen 2 und 10 wobei es über dem Ozean stromabwärts kontinuierlich zunimmt (z. B. Miura, 1986; Etling und Brown, 1993; Atkinson und Zhang, 1996; Brümmer, 1999).

Zahlreiche Studien sind bisher über die Eigenschaften und die Entstehung von Grenzschichtrollen durchgeführt worden. Vier Übersichtsartikel fassen die meisten gewonnenen Ergebnisse aus den theoretischen und numerischen Arbeiten sowie aus Beobachtungsstudien zusammen: Brown (1980), Etling und Brown (1993), Atkinson und Zhang (1996) und Young et al. (2002). In diesen Studien wird zwischen unterschiedlichen Mechanismen zur Anregung von Grenzschichtrollen unterschieden, z. B. die Wendepunkt-Instabilität, die Parallele-Instabilität und die Konvektive-Instabilität. Etling und Brown (1993) beschrieben, dass Grenzschichtrollen oftmals in KLA über

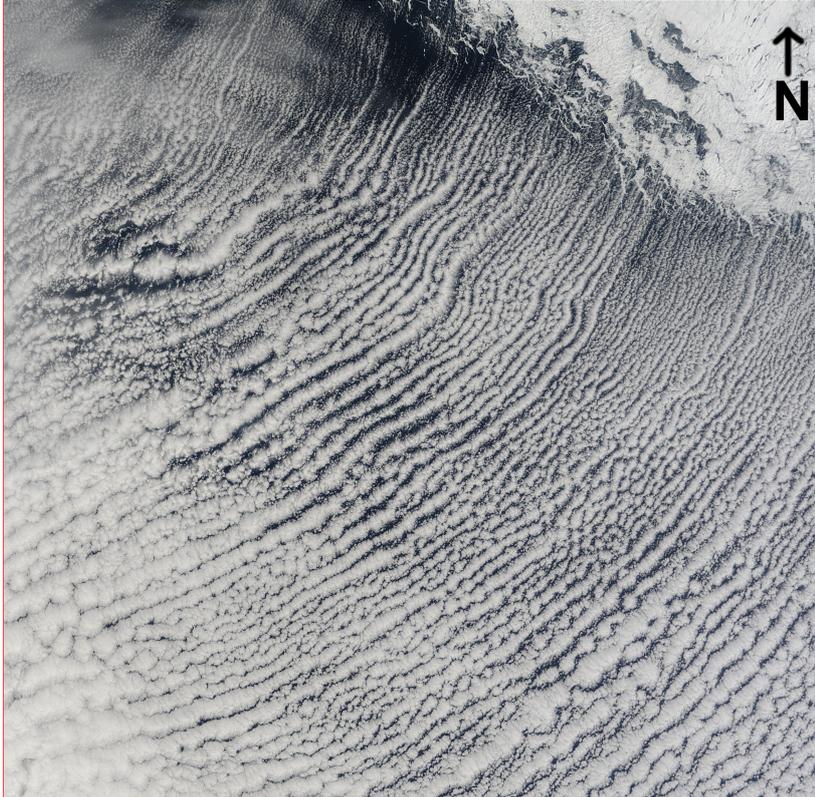


Abbildung 1.2: Vergrößerter Ausschnitt des in Abbildung 1.1 rot markierten Bereiches.

dem Ozean durch thermische Instabilitäten, sogenannte Rayleigh-Bénard Instabilitäten, in Verbindung mit vertikaler Windscherung entstehen. Diese Rollen werden als Konvektionsrollen bezeichnet. Ein typisch verwendetes Kriterium in Beobachtungsstudien zur Entstehung von Konvektionsrollen ist der Stabilitätsparameter (z. B. Etling und Brown, 1993):

$$\zeta = -\frac{z_i}{L} = z_i \frac{\kappa g F_{H,0}}{\theta_0 u_*^3}. \quad (1.1)$$

Dabei ist L die Monin-Obukhov Länge, $\kappa (\approx 0,41)$ die Kármánsche Konstante, g die Schwerebeschleunigung der Erde, $F_{H,0}$ der kinematische oberflächennahe fühlbare Wärmestrom, θ_0 die oberflächennahe potentielle Temperatur und u_* die Schubspannungsgeschwindigkeit.

Wie z. B. in Etling und Brown (1993) aufgeführt, zeigen zahlreiche Beobachtungen und numerische Studien, dass Konvektionsrollen die dominierenden Strukturen in Strömungen mit $\zeta \lesssim 10$ sind (z. B. Grossman, 1982). Im Bereich $10 \lesssim \zeta \lesssim 20$ können Konvektionsrollen zusammen mit Zellstrukturen auftreten (z. B. Grossman, 1982). Für $\zeta > 25$ wurden keine Rollen in diesen Studien mehr beobachtet (z. B. Deardorff, 1972; Grossman, 1982; Etling und Brown, 1993). Diese Ergebnisse decken sich mit den theoretischen Arbeiten (z. B. Brown, 1972), welche die Entstehung der Rollen auf die thermische Instabilität im Zusammenhang mit vertikaler Windscherung zurückführen. Detaillierter wurde dieser Mechanismus in den Arbeiten von Moeng und Sullivan (1994) und Khanna und Brasseur (1998) mittels LES untersucht und beschrieben. In der Studie von Khanna und Brasseur (1998) wurden sowohl neutral geschichtete atmosphärische Grenzschichten ($\zeta = 0,44$) als auch konvektive Grenzschichten mit starkem Hintergrundwind von 15 ms^{-1} ($\zeta = 8$) und schwachem Hintergrundwind von 1 ms^{-1} ($\zeta = 730$) untersucht. In den Fällen mit neutraler Grenzschicht bilden sich sogenannte Streaks aufgrund von vertikaler Windscherung aus. Dabei handelt es sich um Regionen mit geringerer Windgeschwindigkeit als die mittlere Windgeschwindigkeit und dazugehörige streifenförmige Auf- und Abwindbereiche. Diese

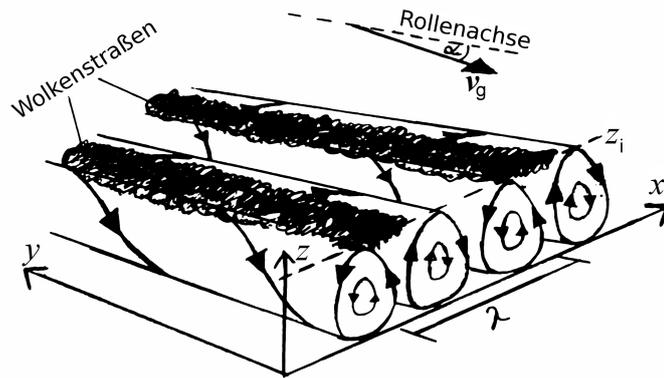


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung atmosphärischer Grenzschichtrollen die zur Ausbildung von Wolkenstraßen führen (Gryschka, 2010).

entstehen aufgrund der Scherung, wie sie z. B. nahe einer Wand bzw. Oberfläche auftritt (Khanna und Brasseur, 1998). In den Simulationen mit einer konvektiven Grenzschicht mit starkem Hintergrundwind ($\zeta = 8$) entwickelten sich Konvektionsrollen, wenn sowohl Auftriebs- als auch Scherungskräfte stark genug ausgeprägt waren. Wie in Khanna und Brasseur (1998) detailliert beschrieben, bilden sich durch die Scherung der Strömung Streaks nahe der Oberfläche aus (da dort die Scherung am größten ist). Aufgrund der Scherung sammelt sich in der Atmosphäre wärmere Luft in den streifenförmigen Bereichen geringerer Windgeschwindigkeiten. Durch die Konzentration der wärmeren Luft in den Streaks verstärken sich dort die Auftriebskräfte, so dass die Luft in den Bereichen nach oben steigt. Die einzelnen Warmluftblasen innerhalb eines Streaks verschmelzen während des Aufstieges miteinander, so dass ein streifenförmiges Aufwindgebiet entsteht. An der Inversion wird die aufsteigende Luft gebremst und umgelenkt, so dass Absinkgebiete entstehen die ebenfalls streifenförmig sind. Die absinkende Luft kann dabei die aufsteigende Luft von benachbarten Streaks abbremsen bzw. komplett stoppen. Dadurch bilden nicht alle Streaks große streifenförmige Aufwindgebiete aus und übrig bleiben Rollen (Khanna und Brasseur, 1998). Ist die Windscherung zu gering im Vergleich zur Konvektion (große Werte von ζ), bilden sich keine streifenförmigen kohärenten Strukturen aus, sondern typische Rayleigh-Bénard Zellenstrukturen, wie in einer konvektiven Grenzschicht ohne Hintergrundwind. Bei zu geringen Auftriebskräften ($\zeta \rightarrow 0$) bilden sich zwar Streaks aus wie in einer neutralen windgetriebenen Grenzschicht, aufgrund der zu geringen Auftriebskräfte kommt es allerdings zu keiner Ausbildung von Rollen (Khanna und Brasseur, 1998). Wie oben beschrieben sollten für Grenzschichten mit $\zeta > 25$ keine Rollen mehr entstehen aufgrund der zu geringen Windscherung. Allerdings gibt es Studien, die das Auftreten von Konvektionsrollen für Werte von ζ bis zu 270 beobachten konnten (z. B. Christian und Wakimoto, 1989; Brümmer, 1999), welche somit im Widerspruch zu der obigen Theorie und den Beobachtungen stehen.

Diesen Widerspruch lösten Gryschka et al. (2008), indem sie die Konvektionsrollen in zwei Typen, freie und erzwungene Rollen, unterteilten. Dabei entstehen freie Rollen durch die Selbstorganisation der Strömung, wie durch den oben erwähnten Mechanismus aus thermischer Instabilität und vertikaler Windscherung. Erzwungene Rollen entstehen durch die Advektion von Zirkulationen, die sich aufgrund einer heterogenen Verteilung der Oberflächentemperatur, wie sie z. B. im Bereich der Eisrandzone vorkommt, ausbilden (Gryschka et al., 2008).

Über den Einfluss von Oberflächenheterogenitäten auf die atmosphärische Grenzschicht gibt es bereits eine Vielzahl von Studien (z. B. Hadfield et al., 1991, 1992; Shen und Leclerc, 1995; Avissar und Schmidt, 1998; Raasch und Harbusch, 2001; Patton et al., 2005; Liu et al., 2011; Sühning und Raasch, 2013; Maronga und Raasch, 2013; van Heerwaarden et al., 2014). Diese zeigen u. a., dass sich Sekundärzirkulationen aufgrund von Oberflächenheterogenitäten ausbilden und einen Teil des vertikalen Transportes von Wärme und Feuchte übernehmen. Dabei zeigen einige Studien

(z. B. Shen und Leclerc, 1995; Raasch und Harbusch, 2001), dass sich die Sekundärzirkulation vertikal über die gesamte Grenzschicht erstrecken, wenn die Skala der Heterogenität größer als die Grenzschichtdicke ist. In einigen der oben genannten Studien wurde bereits der Einfluss einer Hintergrundströmung auf die Sekundärzirkulation untersucht. Hadfield et al. (1992) untersuchten nur schwache Windgeschwindigkeiten von bis zu 2 m s^{-1} und berichteten, dass bereits ein schwacher Wind die Zirkulation abschwächt, allerdings auch stromabwärts transportiert. In der Studie von Avissar und Schmidt (1998) zeigte sich, dass eine Hintergrundströmung von 5 m s^{-1} bereits ausreicht um den Einfluss der Oberflächenheterogenitäten zu unterdrücken. In diesen Studien traf die Hintergrundströmung allerdings immer senkrecht auf die Ausrichtung der Oberflächenheterogenitäten. Erst Raasch und Harbusch (2001) variierten die Anströmrichtung und untersuchten auch Hintergrundströmungen, die parallel zur Oberflächenheterogenität ausgerichtet waren. Dadurch konnten sie zeigen, dass so selbst bei Windgeschwindigkeiten der Hintergrundströmung von $7,5 \text{ m s}^{-1}$ ein Einfluss der Oberflächenheterogenität erhalten bleibt. Dabei beobachteten Raasch und Harbusch (2001), dass sich ab 5 m s^{-1} eine quasi zweidimensionale rollenartige Struktur entwickelt, deren Rollenachse entlang der Hintergrundströmung orientiert ist. Dieses ähnelt der Situation in KLA, wie sie auch in Gryscha et al. (2008) untersucht wurden, wobei in Raasch und Harbusch (2001) eine idealisierte Oberflächenheterogenität in Form eines Schachbretts verwendet wurde. Die Amplituden entsprachen allerdings denen in der Eisrandzone während eines KLA. Maronga und Raasch (2013) untersuchten mittels LES reale Landoberflächenheterogenitäten unter Berücksichtigung eines Tagesgangs und mit unterschiedlich starken Hintergrundströmungen (bis zu 6 m s^{-1}). Dabei zeigte sich ebenfalls, dass sich bei höheren Windgeschwindigkeiten rollenartige Sekundärzirkulationen ausbilden, die parallel zur Strömungsrichtung ausgerichtet waren. Patton et al. (2005) sowie van Heerwaarden et al. (2014) untersuchten die Frage unter welchen Bedingungen die Sekundärzirkulation am stärksten ist, d. h. ab wann die Wellenlänge optimal ist. Dabei zeigten die Ergebnisse von Patton et al. (2005), dass dieses bei einem Aspektverhältnis im Bereich zwischen 4 und 9 auftreten müsste. Van Heerwaarden et al. (2014) untersuchten die heterogen geheizte konvektive Grenzschicht und bestimmten über das Maximum der kinetischen Energie für unterschiedliche Heterogenitätswellenlängen und -amplituden die optimale Wellenlänge. Ihre Ergebnisse zeigten, dass diese nicht bei einem bestimmten Aspektverhältnis auftritt, sondern von der Amplitude der Heterogenität abhängt. Die Studien über den Einfluss der Oberflächenheterogenität unterscheiden sich zu den erzwungenen Konvektionsrollen in KLA, wie sie Gryscha et al. (2008) untersuchten, in einem wesentlichen Punkt. In den oben genannten Studien bleibt die Oberflächenheterogenität während der gesamten Simulation erhalten und kann die rollenartigen Sekundärzirkulationen antreiben. Erzwungene Rollen in KLA bilden sich zunächst in der heterogenen Eisrandzone aus, werden dann aber mit der mittleren Strömung über den Ozean advehiert, welcher einer homogen geheizten Oberfläche entspricht.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen Entstehungsmechanismen weisen freie und erzwungene Rollen unterschiedliche Eigenschaften auf. Freie Rollen hängen vom Stabilitätsparameter ζ ab und entstehen nicht, wenn der Anteil der Windscherung zu gering ist. Erzwungene Rollen hängen nicht von der Windscherung innerhalb der Strömung ab und entwickeln sich unabhängig von ζ . Allerdings ist die Ausbildung erzwungener Rollen abhängig von der räumlichen Ausdehnung und der Ausprägung der Heterogenität sowie deren Anströmung (Gryscha et al., 2008).

Beobachtungen zeigen, dass Konvektionsrollen einen Winkel zur mittleren Strömung haben können, wobei Werte zwischen -20° und 30° beobachtet wurden (Etling und Brown, 1993). Nach Gryscha et al. (2008) kann dieses nur auf freie Rollen zutreffen, welche in dem Fall eine Drift aufweisen würden. Die Rollenachse von erzwungenen Rollen ist aufgrund ihres Entstehungsmechanismus immer in Richtung des mittleren Grenzschichtwindes ausgerichtet, so dass erzwungene Rollen nie driften (Gryscha et al., 2008). Dieses zeigen auch die oben genannten Studien zu Oberflächenheterogenitäten, in denen sich die rollenartigen Strukturen ebenfalls an der mittleren Strömung ausrichteten.

Gryschka et al. (2008) simulierten drei polare KLA, einen mit einer homogenen Verteilung von Eis und Wasser und zwei mit einer heterogenen Verteilung. In ihrer Sensitivitätsstudie (Simulationen S1 und S2) konnten sie zeigen, dass nur im Falle der heterogenen Eis-Wasser-Verteilung Rollen entstanden, nicht aber in der Simulation mit der homogenen Verteilung. Anhand des Flüssigwasserpfadefades konnten sie zeigen, dass die Rollen über den Heterogenitäten der Oberflächentemperatur entstanden. Dabei lagen die Werte von ζ im Bereich zwischen 10 und 20 über dem Ozean, also in einem Bereich wo das Auftreten von freien Rollen seltener vorkommt. In der dritten Simulation S3 wurden Satellitendaten verwendet, um eine reale Eisrandzone zu simulieren. Die Wellenlängen der Wolkenstraßen reichten innerhalb dieser Simulation von 1 km bis 10 km, wobei sich die Wellenlängen stromabwärts vergrößerten und die Wolkenstraßen zum Teil zusammenwuchsen. Die horizontale Erstreckung der Wolkenbänder betrug mehrere hundert Kilometer und reichte bis zum Ausströmrand, welcher sich bei ca. 400 km stromabwärts befand. Ähnliches Aussehen und Verhalten von Wolkenstraßen kann in Satellitenbildern beobachtet werden (vgl. Abb. 1.2). Der Stabilitätsparameter ζ nahm mit zunehmendem Abstand zur Eisrandzone linear zu. Dabei lagen die Werte im Bereich der Eisrandzone zwischen etwa null und fünf und am Ausströmrand bei dem für die Simulation maximalen Wert von 50. Rollen konnten ebenfalls mit demselben LES-Modell in einer Simulation von Gryschka und Raasch (2005) für eine KLA-Situation ohne Heterogenitäten simuliert werden, wobei ζ im Bereich von 7 lag. Die entstandenen Rollen in Gryschka und Raasch (2005) hatten einen Winkel zum mittleren Wind und die Wolkenbänder erstreckten sich nur über mehrere 10 km. Sie wurden in der Studie von Gryschka et al. (2008) als freie Rollen klassifiziert. In keiner der beiden Arbeiten wurde eine heterogene Eis-Wasser-Verteilung für einen moderaten KLA simuliert, so dass im selben Gebiet neben den erzwungenen Rollen zusätzlich freie Rollen hätten entstehen können. Gryschka et al. (2014) merkten an, dass die freien Rollen in Gryschka und Raasch (2005) eher nicht den typischen Wolkenstrukturen in Satellitenbildern von KLA entsprechen.

Die Entstehung von Rollen durch Topographie bzw. Heterogenitäten der Oberflächentemperatur wurde auch schon in anderen KLA-Studien mit wolkenauflösenden Mesoskalenmodellen gezeigt (Tripoli, 2005; Kawase et al., 2005; Kang und Ahn, 2008). Tripoli (2005) analysierte Beobachtungsdaten eines KLA über dem Michigansee, bei dem sich Wolkenbänder mit unterschiedlichen Eigenschaften ausbildeten, z. B. waren einige Wolkenbänder parallel zum Wind ausgerichtet. Deren Entstehung konnte mithilfe einer Sensitivitätsstudie auf die Variation der Küstenlinie zurückgeführt werden. Kawase et al. (2005) konnten mit einem mesoskaligen Modell zeigen, dass auf der Leeseite der japanischen Inseln während eines KLA Wolkenbänder zum einen durch Berge entstehen und zum anderen durch die Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Land. Kang und Ahn (2008) kommen in ihrer Studie zu denselben Ergebnissen für einen KLA über dem Japanischen Meer/Ostmeer. Sie zeigten mittels einer Sensitivitätsstudie, dass einige Rollen nur durch die Topographie und den Temperaturunterschied entstehen. Außerdem untersuchten sie den Einfluss der langwelligigen Ausstrahlung an der Wolkenobergrenze und kamen zu dem Ergebnis, dass dieser sehr gering ist und keinen Einfluss auf die Wolkenbänder hatte. Hingegen war für die Entwicklung der Wolkenbänder, welche weiter entfernt von der Küste waren, die Freisetzung latenter Wärme in den Wolken von entscheidender Bedeutung. In allen Studien entwickelten sich in den Simulationen Wolkenbänder, die sich mehr als 100 km stromabwärts erstreckten, in Übereinstimmung mit Gryschka et al. (2008). Wie bereits in Gryschka et al. (2014) vermutet, deuten diese Ergebnisse daraufhin, dass in starken KLA ($\zeta > 10$) überwiegend erzwungene Rollen entstehen. Allerdings sollte erwähnt werden, dass nicht alle Rollen, die in einer konvektiven Grenzschicht mit $\zeta > 20$ auftreten, erzwungene Rollen sind. Die in den Arbeiten von Kristovich (1993) und Cooper et al. (2000) auftretenden Rollen während eines KLA mit Schneeschauern über dem Michigansee entwickelten sich bei Werten von ζ zwischen 40 und 80 ohne Heterogenitäten im Oberflächenwärmestrom. Dies stellt zunächst einen Widerspruch zu der oben genannten Einteilung dar. Die Rollen entstanden in den von Kristovich (1993) und Cooper et al. (2000) untersuchten Fällen aufgrund

einer starken Windscherung entlang der Rollenachsen im Bereich unterhalb $0,2z_i$. Somit wurden diese Rollen von Gryschka et al. (2008) ebenfalls als freie Rollen klassifiziert.

Der Einfluss von Konvektionsrollen auf den vertikalen Transport ist bisher noch nicht eindeutig geklärt. In der Studie von Brümmer (1999) wurden Flugmessungen von 13 KLA ausgewertet, die über der Grönland- und Barentssee während den Messkampagnen ARKTIS 1991 und ARKTIS 1993 durchgeführt wurden. Dabei wurde sowohl der gesamte vertikale Transport von Impuls, Wärme und Feuchte als auch der Transport durch organisierte Konvektion in Form von Rollen und Zellen bestimmt. Die Auswertung zeigte, dass sowohl Rollen als auch Zellen einen wesentlichen Anteil am gesamten vertikalen Transport der untersuchten Größen haben. Allerdings ist es anhand der Daten nicht möglich zu bestimmen, ob die Konvektionsrollen die gesamten turbulenten Flüsse erhöht haben, im Vergleich zur selben meteorologischen Situation ohne Konvektionsrollen. Um eine solche Vergleichssituation während eines KLA mit erzwungenen Rollen zu haben, müsste ein über mehrere Kilometer großer Teil der Eisrandzone komplett homogen sein sowie eine möglichst gerade Kante zum Meer aufweisen. Es ist allerdings sehr unwahrscheinlich, dass sich eine solche Eisrandzone ausbildet. Im Falle von freien Rollen ist ein Vergleich derselben meteorologischen Situation mit und ohne ausgebildeten Rollen ebenfalls nicht möglich. Aufgrund der oben genannten Entstehungsmechanismen von freien Rollen müssten sich entscheidende Strömungsparameter ändern, damit diese nicht mehr entstehen, so dass nicht mehr dieselbe meteorologische Situation vorhanden wäre. Kristovich et al. (1999) untersuchten einen KLA über dem Michigansee in dem sich für die Dauer von einer Stunde Rollen hinter einer Kaltfront ausbildeten. Die Summe der Massenflüsse in den Auf- und Abwindgebieten war während des Auftretens der Rollen am größten. Allerdings zeigten die Messungen der oberflächennahen fühlbaren und latenten Wärmeströme ein Maximum eine Stunde vorm Entwickeln der Rollen. Daraufhin schlussfolgerten Kristovich et al. (1999), dass entweder die Atmosphäre sehr träge auf den Energieeintrag an der Oberfläche reagiert oder, dass die Rollen effizienter in der Durchmischung sind als nicht-organisierte konvektive Strukturen und somit den Gesamtaustausch erhöhen.

Der Einfluss der Konvektionsrollen auf den gesamten turbulenten Transport wird hier erstmals mit einem LES Modell erforscht. Mit mesoskaligen Modellen, wie sie in den oben vorgestellten Studien verwendet wurden, kann diese Fragestellung nicht untersucht werden, da der größte Anteil der turbulenten Flüsse parametrisiert wird. Die bisher durchgeführten LES Studien zur Rollenkonvektion (z. B. Chlond, 1992; Moeng und Sullivan, 1994; Glendening, 1996; Khanna und Brasseur, 1998; Müller und Brümmer, 1999; Schröter, 2003) legten den Fokus auf die Eigenschaften der Strömung und der Grenzschicht während der Rollenentstehung. Glendening (1996) bestimmte in seiner Simulation den Anteil der in Rollen organisierten Turbulenz und den Nicht-Rollenanteil, welcher den Transport von den kleinsten Wirbeln bis zur Größe von Warmluftblasen umfasst. Außerdem unterschied er noch zwischen den Auf- und Abwindbereichen. Die Ergebnisse zeigten, dass der Anteil der Rollen am Transport generell geringer war als der Nicht-Rollenanteil und für die Impuls- und Feuchteflüsse ein Maximum in der Mitte der Grenzschicht aufwies. Das Maximum des Rollenanteils am Wärmestrom hingegen lag nahe der Obergrenze der Grenzschicht. Allerdings konnte in der Studie keine Aussage darüber getroffen werden, ob der Gesamttransport innerhalb der konvektiven Grenzschicht erhöht wird durch das Auftreten von Rollen, da es keinen Vergleichsfall ohne Rollen gab. Allerdings vermutete Glendening (1996), dass zwischen Rollen und kleinen Wirbeln eine andere Struktur und ein anderer Transportmechanismus existiert, so dass das Auftreten von Rollen die horizontal gemittelten Grenzschichtprofile modifizieren müsste. Es sei noch vermerkt, dass es sich in allen hier genannten LES Studien ausschließlich um freie Rollen handelte.

Bisherige Studien haben gezeigt, dass atmosphärische Grenzschichtrollen einen Anteil am vertikalen Transport in der atmosphärischen Grenzschicht haben. Bisher konnte allerdings nicht gezeigt werden, ob der Gesamttransport sich dadurch erhöht oder ob es lediglich eine Umverteilung von der unorganisierten Turbulenz zu den Grenzschichtrollen gibt. Durch das physikalische Verständ-

nis dieser Prozesse könnten die Parametrisierungen des turbulenten Transports in Wetter- und Klimamodellen verbessert werden. Sollten Grenzschichtrollen den Transport verändern, wäre das in den Parametrisierungen zu berücksichtigen.

1.3 Die obere ozeanische Grenzschicht

Die Grenzschicht im Ozean unterhalb der Meeresoberfläche ist der Bereich im Ozean der direkt von der Atmosphäre beeinflusst wird. Dabei wird die Strömung im Ozean durch den Wind beschleunigt, der durch die Reibung an der Meeresoberfläche eine Kraft auf den Ozean ausübt. Des Weiteren wird die Ozeanströmung durch konvektive Prozesse an der Meeresoberfläche angetrieben, z. B. durch Abkühlung oder Verdunstung. Im Vergleich zur Atmosphäre wird im Ozean zusätzlich Turbulenz durch Wellenbrechen generiert. Außerdem kann es zur Ausbildung der Langmuir-Zirkulation kommen, welche durch Interaktion der windgetriebenen Strömung mit dem Wellenfeld entsteht (z. B. Stewart, 2008; Thorpe, 2005; Noh et al., 2004).

1.3.1 Aufbau und Turbulenz

Die obere ozeanische Grenzschicht lässt sich allgemein unterteilen in die Meeresoberfläche mit dem dortigen Wellenfeld, die darunterliegende ozeanische Mischungsschicht und den oberen Bereich der Pyknokline. Die ozeanische Mischungsschicht liegt direkt unter der Meeresoberfläche und hat eine vertikale Erstreckung von wenigen Metern bis zu mehreren hundert Metern. Sie zeichnet sich durch eine gute turbulente Durchmischung aus, wodurch Temperatur und Salinität mit der Tiefe nahezu konstant sind. Die Tiefe dieser gut durchmischten Schicht hängt von der Stärke der Turbulenz ab. Die Mischungsschicht wird begrenzt durch die Pyknokline. In der Pyknokline nimmt die Dichte mit der Tiefe zu, welches bedingt ist durch eine Abnahme der Temperatur und/oder eine Zunahme des Salzgehaltes. Die Pyknokline wird als Thermokline bezeichnet, wenn die Dichtezunahme zum größten Teil durch die Abnahme der Temperatur entsteht. Sie wird als Halokline bezeichnet, wenn die Zunahme des Salzgehaltes die Dichteänderung im Wesentlichen verursacht. Der obere Bereich der Pyknokline ist die saisonale Pyknokline, da die Dichtegradienten jahreszeitlich bedingt schwach variieren. In der saisonalen Pyknokline treten die stärksten Dichtegradienten auf und die Schicht kann bis in eine Tiefe von 1000 m reichen. Darunter befindet sich die permanente Pyknokline welche keinen Teil der oberen ozeanischen Grenzschicht darstellt. In ihr ändern sich die Gradienten der Temperatur und der Salinität über Jahrzehnte nicht (Stewart, 2008; Thorpe, 2005).

Die ozeanische Mischungsschicht ist die Schicht im Ozean, deren Strömung neben der Meeresoberfläche am stärksten durch die Atmosphäre beeinflusst wird. Wie oben erwähnt, ist die Schicht aufgrund der Turbulenz gut durchmischt. Die Turbulenz wird dabei durch Scherung, Konvektion, Wellenbrechen und die Interaktion der windgetriebenen Strömung mit dem Wellenfeld angeregt.

Konvektive Prozesse im Ozean werden durch die Abgabe von Wärme an die Atmosphäre sowie durch Verdunstungsprozesse an der Meeresoberfläche angeregt. Dabei wird durch Verdunstung zum einen dem Ozean an der Meeresoberfläche Energie entzogen und zum anderen die Salinität des Wassers erhöht, da das gelöste Salz im Ozean zurückbleibt. Beide Prozesse erhöhen die Dichte des Wassers an der Meeresoberfläche und führen somit zu einer Labilisierung der Mischungsschicht. Umgekehrt sorgt Niederschlag für eine Zufuhr von Frischwasser wodurch die Salinität, und somit die Dichte, abnimmt und es zur Stabilisierung der Mischungsschicht kommt (z. B. Steinhorn, 1991; Stewart, 2008; Thorpe, 2005).

Die Produktion von Turbulenz durch Wellenbrechen erstreckt sich nur bis wenige Meter unterhalb der Meeresoberfläche wie z. B. Noh et al. (2004) in einer LES Studie zeigen konnten. Aufgrund des geringen Einflusses auf die gesamte Mischungsschicht wird in dieser Arbeit nicht näher auf die Turbulenzproduktion durch Wellenbrechen eingegangen. Der interessierte Leser sei

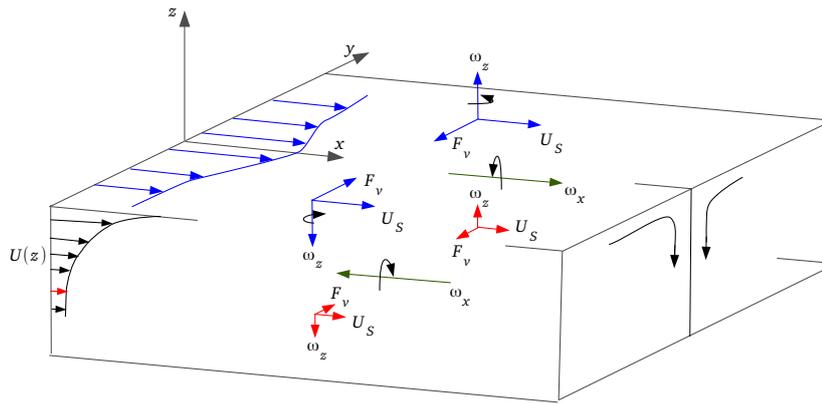


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung zur Entstehung der Langmuir-Zirkulation (nach Leibovich, 1977, Abb. 4). Dabei ist $U(z)$ die mittlere Strömung welche mit der Tiefe abnimmt, ω_z die vertikale Vorticity, U_S die Stokesche Driftgeschwindigkeit, welche ebenfalls mit der Tiefe abnimmt, F_v gibt die Richtung an, in die die Wirbelkraft $\omega_z U_S \mathbf{j}$ zeigt und M ist das Drehmoment. Blaue Pfeile stellen die Situation an der Meeresoberfläche dar und rote Pfeile in der Tiefe.

z. B. auf die Arbeiten von Kraus und Businger (1994), Noh et al. (2004) und Thorpe (2005) verwiesen.

Die Interaktion der windgetriebenen Strömung mit dem Wellenfeld führt zur Ausbildung der Langmuir-Zirkulation. Diese wurde nach Irving Langmuir benannt. Er vermutete als erstes einen Zusammenhang zwischen in Streifen angeordneten Schwimmstoffen an der Meeresoberfläche und einer vom Wind angetrieben Zirkulation im Ozean. Langmuir beobachtete, dass die Streifen parallel zum Wind ausgerichtet waren. Er nahm an, dass die Strömung an der Meeresoberfläche zusammenströmt, unterhalb der Streifen absinkt und zwischen den Streifen, in den Bereichen ohne angesammelte Schwimmstoffe, wieder aufsteigt (Langmuir, 1938). Seitdem sind viele Messungen und Beobachtungen zur Langmuir-Zirkulation durchgeführt worden. Diese zeigen, dass die Wellenlänge der Langmuir-Zirkulation typischerweise wenige Meter bis mehrere hundert Meter erreicht. Die maximalen gemessenen Vertikalgeschwindigkeiten liegen unterhalb der Konvergenzbereiche in einer Tiefe von 0,2 bis 0,5 mal der Mischungsschichttiefe und erreichen Werte im Bereich von 1 cm s^{-1} bis 20 cm s^{-1} . Zwischen den Konvergenzbereichen steigt das Wasser auf, wobei diese Gebiete breiter als die Absinkgebiete und aus Kontinuitätsgründen die Vertikalgeschwindigkeiten niedriger sind (Thorpe, 2005). Für nähere Informationen zu den Eigenschaften der Langmuir-Zirkulation und den Ergebnissen von Messungen sei auf die Übersichtsartikel von Leibovich (1983) und Thorpe (2004) verwiesen.

Die bisher meistverbreitete Theorie zur Entstehung der Langmuir-Zirkulation wurde von Craik und Leibovich in einer Reihe von Artikeln entwickelt, wobei die zugrundeliegenden Gleichungen in Craik und Leibovich (1976) und der Instabilitätsmechanismus in Craik (1977) und Leibovich (1977) gezeigt wurden. Diese Theorie ist als CL2-Mechanismus bekannt (Faller und Caponi, 1978). Dabei wird die Instabilität, welche zur Generierung der Langmuir-Zirkulation führt, auf die Interaktion der Stokeschen Driftgeschwindigkeit U_{S_i} mit der windgetriebenen Strömung zurückgeführt. Die Stokesche Driftgeschwindigkeit ist die mittlere horizontale Lagrangesche Verschiebung von Wasser aufgrund von Schwerewellen relativ zu einer mittleren Eulerischen Strömung (Thorpe, 2004, S.13). Die physikalische Erklärung des CL2-Mechanismus wurde in Craik (1977) und Leibovich (1977) beschrieben und ist schematisch in Abbildung 1.4 gezeigt. Dabei wird angenommen, dass die Strömung in y -Richtung einen Gradienten aufweist (z. B. durch die Atmosphäre, die Wellen oder die Orographie angeregt) wodurch vertikale Vorticity entsteht $\omega_z = -\partial_y U$. Durch Interaktion mit der Stokeschen Driftgeschwindigkeit U_S entsteht die Wirbelkraft $\epsilon_{ijk} U_{S_j} \omega_k$, welche in

Richtung der maximalen mittleren Geschwindigkeit U zeigt und die Strömung in die Richtung beschleunigt (siehe F_v in Abb. 1.4). In der Ebene der maximalen Geschwindigkeit entsteht somit eine Konvergenzlinie an der es aus Kontinuitätsgründen zum Absinken kommt. Aufgrund der Abnahme von U_S mit zunehmender Tiefe nimmt die Wirbelkraft mit der Tiefe ab und somit die Beschleunigung der Strömung in Richtung der Konvergenzlinie (vgl. blaue und rote Pfeile in Abb. 1.4). Dadurch entsteht Vorticity in Strömungsrichtung ω_x die zur Ausbildung einer Zirkulation mit der Rotationsachse parallel zur Strömungsrichtung führt. Kinematisch gesehen wird die vertikale Vorticity durch die Abnahme der Stokes-Geschwindigkeit mit der Tiefe in Strömungsrichtung gedreht (s. auch Leibovich, 1983). Experimente bei Faller und Caponi (1978) bestätigten, dass die Entstehung der Langmuir-Zirkulation abhängig von den Wellen an der Meeresoberfläche ist und die Größenskala der Zirkulation von der Wellenskala.

Die Implementierung des CL2-Mechanismus in LES Modellen wurde erstmals von Skillingstad und Denbo (1995) durchgeführt und die Methode wurde seitdem in vielen LES Studien verwendet (z. B. McWilliams et al., 1997; Noh et al., 2004; Li et al., 2005; Grant und Belcher, 2009). Die Implementierung des CL2-Mechanismus in dieser Arbeit ist in Kapitel 2.4 beschrieben.

Li et al. (2005) führten eine detaillierte Studie mittels LES durch um zu untersuchen wie sich die durch Auftriebskräfte angetriebene thermische Konvektion, die durch Wind produzierte Scherungsturbulenz und die durch Wind und Wellen angetriebene Langmuir-Zirkulation bezüglich der Turbulenzproduktion verhalten. Mittels zahlreicher LES-Simulationen konnten Li et al. (2005) ein Regime-Diagramm aufstellen bei welchen Strömungsparametern welcher der drei Mechanismen vorherrscht. Bei dem Übergang zwischen einer nur vom Wind angetriebenen Strömung zu einer nur durch Konvektion angetriebenen Strömung kamen sie auf dasselbe Verhältnis von ζ wie Moeng und Sullivan (1994) für die Atmosphäre. Dadurch konnten sie zeigen, dass die Ergebnisse der Atmosphäre für solche Strömungen auf die ozeanische Mischungsschicht übertragbar sind. Heitmann und Backhaus (2005) untersuchten mittels LES den Übergang zwischen einer durch Windscherung angetriebenen und einer durch Konvektion angetriebenen ozeanischen Mischungsschicht und variierten dafür den Antrieb durch den Wind. Dabei beobachteten sie in einem Fall ebenfalls die Ausbildung von Rollen. Um zu untersuchen ab welchem Verhältnis von Scherungs- und Auftriebskräften die Konvektion in rollenartigen Strukturen organisiert ist, wird in der Literatur neben ζ auch das von Deardorff (1972) aufgestellte Verhältnis:

$$\frac{u_*}{w_*} \tag{1.2}$$

verwendet. Dabei ist u_* die Schubspannungsgeschwindigkeit und w_* die Geschwindigkeitsskala für die freie Konvektion. Je größer das Verhältnis, desto größer ist der Einfluss der Scherungskräfte. Unterhalb eines Grenzwertes ist die Konvektion zellförmig organisiert und oberhalb rollenförmig. Ein genauer Grenzwert konnte bisher nicht ermittelt werden, allerdings weisen zahlreiche Studien auf einen Wert zwischen $\frac{u_*}{w_*} \approx 0,3$ und $\frac{u_*}{w_*} \approx 0,7$ hin (z. B. Moeng und Sullivan, 1994; Khanna und Brasseur, 1998; Heitmann und Backhaus, 2005). Für den Ozean konnten Heitmann und Backhaus (2005) bei $\frac{u_*}{w_*} \approx 0,71$ deutliche Rollenstrukturen in der ozeanischen Grenzschicht identifizieren, mit einer Wellenlänge von ca. 350 m. Die hier beschriebenen Rollen entsprechen aufgrund ihrer Entstehung den freien Rollen in der Atmosphäre (vgl. Kap. 1.2.3).

1.3.2 Einfluss von atmosphärischen Grenzschichtrollen auf die ozeanische Mischungsschicht - Stand der Forschung

Der Einfluss von atmosphärischen Grenzschichtrollen auf die Meeresoberfläche wurde in einigen Beobachtungsstudien bereits untersucht (z. B. Alpers und Brümmner, 1994; Mourad und Walter, 1996; Mourad, 1996; Vandemark et al., 2001). Dabei haben z. B. Mourad und Walter (1996) *Synthetic Aperture Radar* SAR Bilder, welche die Reflektivität der Oberfläche zeigen, mit *Advanced Very High Resolution Radiometer* (AVHRR) Bildern verglichen, wobei die AVHRR Bilder

die Struktur der Wolken zeigen. Bei dem untersuchten Fall handelte es sich um einen KLA über dem Beringmeer, in dem in den AVHRR Bildern Wolkenbändern zu sehen waren. Die Position der Wolkenbänder korrelierte gut mit den bandförmigen Signalen in den SAR Bildern. Vandemark et al. (2001) verglichen Wind- und Turbulenzmessungen mit der Rauigkeit der Meeresoberfläche während eines milden KLA. Alle Messungen wurden mit einem Flugzeug durchgeführt, wobei zur Messung der Rauigkeit Laser- und Radardaten verwendet wurden. Die Winddaten wurden in einer Höhe zwischen 15 und 20 m aufgezeichnet. Die Turbulenzdaten zeigten, dass sich Grenzschichtrollen mit einer Wellenlänge von 1,5 bis 2 km ausbildeten, welches mit der ermittelten Rauigkeit gut korrelierte. Außerdem zeigte ein SAR-Satellitenbild aus demselben Zeitraum Streifen mit Wellenlängen von 1 bis 2 km. Diese Studien zeigen zwar, dass die Grenzschichtrollen aufgrund einer veränderten Struktur der Meeresoberfläche zu sehen sind, allerdings gibt es sehr wenige Untersuchungen zu den Auswirkungen atmosphärischer Rollen auf die ozeanische Mischungsschicht.

Eine davon ist die Studie von Müller et al. (2013). Mittels SAR-Satellitenbild und Messdaten wurden die Eigenschaften von atmosphärischen Grenzschichtrollen über der Deutschen Bucht analysiert. Dabei wurden Daten eines Tages verwendet an dem in einem Zeitraum von etwa 2,5 h Rollen in der Atmosphäre auftraten. Deren Entstehung konnte mithilfe von Radiosondendaten auf die Wendepunkt-Instabilität zurückgeführt werden. Nach der Klassifizierung von Gryschka et al. (2008) handelt es sich somit um freie Rollen. Müller et al. (2013) trieben, mittels atmosphärischen Analysedaten, ein mesoskaliges Ozeanmodell an und führten mehrere Sensitivitätssimulationen durch. Die Grenzschichtrollen wurden dabei mit einer Sinusfunktion aufgeprägt, deren Wellenlänge, Amplitude und Dauer der Aufprägung auf den Messdaten basierte. Das Zeitfenster, in dem die Rollen aufgeprägt wurden, hing von der Wellenlänge ab, wobei größere Wellenlängen ein längeres Zeitfenster bekamen. Um den Einfluss der Rollen auf die ozeanische Mischungsschicht zu bestimmen, wurde u. a. die Differenz der Temperatur an der Meeresoberfläche zwischen einer Simulation ohne atmosphärische Rollen und den Simulationen mit aufgeprägtem Rollensignal gebildet. Es zeigte sich, dass die Unterschiede für $\lambda = 20$ km im Vergleich zu $\lambda = 5,7$ km ungefähr dreimal so groß waren. Müller et al. (2013) führten dieses auf das längere Zeitfenster zurück in dem die Rollen aufgeprägt wurden, da der Ozean mehr Zeit hatte auf das Signal zu reagieren. Insgesamt haben die Rollen in der Studie von Müller et al. (2013) allerdings kaum Auswirkungen auf die ozeanische Mischungsschicht, u. a. reichte das Signal der Rollen nur bis in eine Tiefe von 6 m und die Änderung der Oberflächentemperatur war zwei Größenordnungen unterhalb der typischen Tagesschwankungen (vgl. Kawai und Wada, 2007; Müller et al., 2013). Müller et al. (2013) schlossen aus ihren Ergebnissen, dass ein stärkerer Einfluss auf den oberen Ozean dann zu vermuten ist, wenn die Rollen eine größere Wellenlänge, niedrigere Frequenz und eine höhere Amplitude haben.

Fricke (2011) untersuchte ebenfalls den Einfluss atmosphärischer Rollen (angeregt durch die Coriolis-Instabilität in einer neutralen Grenzschicht) mit einem gekoppelten Atmosphären-Ozean LES-Modell. Über Spektren konnte das Signal der atmosphärischen Rollen nur nahe der Meeresoberfläche bis in einer Tiefe von 10 m nachgewiesen werden. Eine Zirkulation bildete sich im Ozean hingegen nicht aus. Ebenso wie Müller et al. (2013) führte auch Fricke (2011) den geringen Effekt auf das Driften der freien Rollen zurück. Fricke (2011) zeigte, dass sich die untersuchten Rollen mit einer Geschwindigkeit von $0,7 \text{ m s}^{-1}$ ($2,5 \text{ km h}^{-1}$) über die Meeresoberfläche verlagerten. Die Strömungsgeschwindigkeit des Ozeans an der Meeresoberfläche war hingegen nur im Bereich von $0,02 \text{ m s}^{-1}$. Demnach driften die freien Rollen zu schnell über die Meeresoberfläche, so dass sich die Ozeanströmung aufgrund ihrer Trägheit nicht anpassen kann.

Neben atmosphärischen Grenzschichtrollen gibt es noch weitere Phänomene, die eine Heterogenität an der Meeresoberfläche verursachen. Dazu gehören Rinnen im Meereis. Meereisrinnen sind lineare Öffnungen im Meereis mit einer Breite zwischen wenigen Metern und mehreren hundert Metern sowie einer Länge von wenigen Kilometern bis mehreren zehn Kilometern (z. B. Smith et al., 1990). Aufgrund der Abkühlung des Ozeans an der Meeresoberfläche der Rinne kommt

es an den Seiten der Rinne zur Eisbildung wodurch sich die Salzkonzentration dort erhöht. Infolgedessen erhöht sich die Dichte und es kommt unterhalb der Rinne, bzw. je nach Größe der Rinne an den jeweiligen Rändern, zum Absinken. Dadurch bildet sich eine Zirkulation in der oberen ozeanischen Grenzschicht aus (z. B. Maykut, 1978; Kozo, 1983; Smith et al., 1990; Morison et al., 1992; Morison und McPhee, 1998). Skillingstad und Denbo (2001) untersuchten mit Hilfe eines gekoppelten Eis-Ozean LES Modells eine idealisierte stationäre Eisrinne. Dabei bildete sich in der Simulation die oben beschriebene Zirkulation aus, wobei die Tiefe der Mischungsschicht 30 m betrug und die Breite der Rinne 150 m. In einer weiteren Simulation wurden das Eis und die Rinne mit einer konstanten Geschwindigkeit von $0,09 \text{ m s}^{-1}$ in senkrechter Richtung zur Rinne bewegt. In diesem Fall konnte keine Zirkulation beobachtet werden.

Die Ergebnisse der Studien über Meereisrinnen zeigen, dass stationäre Oberflächenheterogenitäten Zirkulationen in der gesamten ozeanischen Mischungsschicht anregen können, welche bei instationären Heterogenitäten nicht entstehen (Skillingstad und Denbo, 2001). Obwohl die Amplituden der Heterogenität von Meereisrinnen und Grenzschichtrollen nicht vergleichbar sind, unterstützen die Ergebnisse die Überlegungen von Müller et al. (2013) und Fricke (2011), dass stationäre Grenzschichtrollen einen größeren Einfluss auf den Ozean haben.

Die in Kapitel 1.2.3 gezeigten erzwungenen Grenzschichtrollen, wie sie Gryschka et al. (2008) mittel LES simulierten, sind stationär. Mit ihnen kann die Überlegung von Müller et al. (2013) überprüft werden, ob diese eine Zirkulation im Ozean anregen können, ähnlich wie bei den Eisrinnen, und welchen Einfluss das auf die Strömung im Ozean hat.

1.4 Zielsetzung und Struktur der Arbeit

Turbulenz bestimmt einen Großteil der Austauschprozesse in der atmosphärischen Grenzschicht. Innerhalb der Wettervorhersage und Klimamodellierung muss der turbulente Transport aufgrund der groben Gitterauflösung und beschränkten Rechenkapazitäten parametrisiert werden. Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, kann die Turbulenz einer Strömung in Form von Grenzschichtrollen organisiert sein. Feldmessungen haben gezeigt, dass Grenzschichtrollen Wärme, Feuchte und Impuls transportieren (z. B. Brümmner, 1999), wobei diese Studien keine Aussage darüber treffen können, ob der Gesamttransport dadurch erhöht wird. Bisher durchgeführte Studien mit Simulationsmodellen, die versucht haben diese Frage zu beantworten, basierten immer auf Grenzschichtrollen, die durch Instabilitäten innerhalb der Strömungen verursacht wurden. Um eine Grenzschicht mit und ohne Rollen zu simulieren müssten die meteorologischen Bedingungen verändert werden und somit wären die Austauschprozesse nicht mehr vergleichbar. Gryschka et al. (2008) bezeichneten diese allgemein als freie Rollen und simulierten erstmalig mit einem LES-Modell erzwungene Rollen, welche aufgrund von Oberflächenheterogenitäten im Wärmestrom an der Eiskante zusammen mit einer Hintergrundströmung entstehen.

In dieser Studie werden die Eigenschaften von erzwungenen Grenzschichtrollen genutzt, um den Einfluss auf die Grenzschicht mithilfe eines turbulenzauflösenden LES-Modells zu untersuchen. Eine typische meteorologische Situation in der sich Grenzschichtrollen ausbilden sind KLA (z. B. Brümmner und Pohlmann, 2000), welche zusätzlich aufgrund des großen Energieaustausches zwischen Atmosphäre und Ozean für diese Untersuchung interessant sind. Wie in der Studie von Gryschka et al. (2008), werden die Rollen innerhalb der Eisrandzone durch Temperaturunterschiede zwischen Eis und Wasser angeregt. Über die Form der Eiskante kann dann die Entwicklung der erzwungenen Grenzschichtrollen gesteuert werden. Dadurch können dieselben meteorologischen Parameter für eine Simulation mit und eine ohne Grenzschichtrollen verwendet werden. Damit soll im ersten Teil dieser Arbeit die Fragestellung untersucht werden: **Erhöhen Grenzschichtrollen den vertikalen turbulenten Transport und wie groß ist ihr Anteil am Gesamttransport?** Zu einem großen Teil sind die dazu präsentierten Ergebnisse bereits in Gryschka et al. (2014) veröffentlicht und werden in dieser Arbeit erneut präsentiert, stellenweise ausführlicher dargestellt

und teilweise erweitert.

Wie beispielsweise in der Arbeit von Alpers und Brümmner (1994) gezeigt, strukturieren atmosphärische Grenzschichtrollen die Meeresoberfläche. Der Einfluss auf die obere ozeanische Grenzschicht ist allerdings wenig untersucht und bisher nur mit freien Rollen. Wie in Kapitel 1.3.2 ausgeführt, driften freie Rollen zu schnell über die Meeresoberfläche, so dass sich die Ozeanströmung aufgrund ihrer Trägheit nicht anpassen kann. In dieser Studie werden erstmals erzwungene atmosphärische Grenzschichtrollen verwendet, welche stationär sind. Dazu wird die Ozeanversion desselben LES Modells wie im ersten Teil dieser Arbeit verwendet. Mit diesem Teil soll die Fragestellung beantwortet werden: **Regen stationäre atmosphärische Grenzschichtrollen eine Zirkulation in der oberen ozeanischen Grenzschicht an und welche Auswirkung hat das auf die Entwicklung der ozeanischen Mischungsschicht und der Meeresoberfläche?** Der Fokus liegt dabei auf Veränderungen an der Meeresoberfläche, da diese unmittelbar Einfluss auf die atmosphärische Grenzschicht hat.

Zunächst wird in Kapitel 2 das in dieser Studie verwendete LES-Modell vorgestellt. In Kapitel 3 werden die Ergebnisse der Atmosphärensimulationen gezeigt, um die erste Fragestellung zu beantworten. Kapitel 4 behandelt die Ergebnisse der Ozeansimulationen zur Beantwortung der zweiten Fragestellung. Die Zusammenfassung und der Ausblick werden in Kapitel 5 gegeben.

2 Das numerische Modell PALM

In diesem Kapitel wird das in dieser Arbeit verwendete LES Modell beschrieben. Dabei soll im Folgenden zunächst eine kurze Einführung zur Modellierung turbulenter Strömungen erfolgen. Neben der in Kapitel 1.1 beschriebenen Reynolds-Zahl ist die turbulente kinetische Energie (TKE) eine weitere typische Maßzahl für Turbulenz. Die spektrale Verteilung der TKE einer turbulenten Strömung kann in drei Bereiche unterteilt werden (z. B. Garratt, 1992, Abb. 2.1). Im Bereich kleiner Wellenzahlen (großer Wirbel) hat das Energiespektrum ein Maximum, wobei die Turbulenz durch Scherung und Auftrieb produziert wird. An diesen Produktionsbereich schließt sich der Initialbereich an, in dem die großen Wirbel in immer kleinere Wirbel zerfallen und so die Energie von den großen zu den kleinen Skalen transportieren (z. B. Stull, 1988, S.166f). Dieser Prozess wird als Energiekaskade bezeichnet. Der Verlauf der spektralen TKE im Inertialbereich ist proportional zu $\epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}$, wobei ϵ die Dissipationsrate und k die Wellenzahl ist (Tennekes und Lumley, 1972). Der Zerfall in immer kleinere Wirbel (größere Wellenzahlen) setzt sich so lange fort, bis die gesamte TKE der Wirbel durch molekulare Reibung in Wärme umgewandelt wurde. Dieser Teil des TKE-Spektrums wird als Dissipationsbereich bezeichnet (z. B. Stull, 1988, S.166f).

Im Wesentlichen kann zwischen drei unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung turbulenter Strömungen unterschieden werden, welche sich wesentlich im Rechenaufwand und der Berücksichtigung der Turbulenz unterscheiden. Die drei Ansätze werden wie folgt bezeichnet: Direkte numerische Simulation (DNS), Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) und Large-Eddy Simulation (LES). Die DNS löst das gesamte Spektrum der Turbulenz auf. Dafür muss das Gitter fein genug sein, um die kleinsten Wirbel aufzulösen, deren Durchmesser im Falle der atmosphärischen Grenzschicht im Bereich von Millimetern liegt (s. Kap. 1.1). Für die Abschätzung der benötigten Anzahl an Gitterpunkten N einer DNS kann nach Breuer (2002) die Gleichung $N \approx Re^{\frac{9}{4}}$ verwendet werden. Für eine konvektive atmosphärische Grenzschicht ($Re = 10^8$, vgl. Kap. 1.1) ergibt sich $N \approx 10^{18}$. Heutige Rechnerkapazitäten schaffen Gitterpunktanzahlen in der Größenordnung von $N \approx 10^{11}$, so dass DNS bisher auf Strömungen mit Reynolds-Zahlen im Bereich von 10^4 beschränkt sind.

Die Gruppe der RANS-Modelle beinhaltet u. a. heutige Wettervorhersage- und Klimamodelle. Hierbei werden die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen gelöst. Obwohl die Gleichungen gemittelt sind, beinhaltet das Gleichungssystem noch turbulente Terme, welche vollständig parametrisiert werden müssen. Allerdings gibt es keine Parametrisierung, die das gesamte turbulente Spektrum zufriedenstellend wiedergibt, wodurch sich RANS-Modelle nicht für detaillierte Untersuchungen zur Turbulenz eignen (Breuer, 2002, S. 8). Im Vergleich zur DNS sind bei RANS-Modellen allerdings deutlich größere Gitterweiten möglich, wodurch der Rechenaufwand wesentlich geringer ist.

Die LES liegt sowohl von der expliziten Auflösung der Turbulenz als auch vom Rechenaufwand zwischen DNS und RANS. Dazu wird eine Skalentrennung anhand der Eigenschaften des TKE-Spektrums durchgeführt. In dieser Arbeit wird die Skalentrennung explizit über das numerische Gitter erzielt. Die Gitterweite wird dabei so gewählt, dass die großen, energietragenden Wirbel vom Gitter aufgelöst und die kleineren, energiearmen Wirbel parametrisiert werden. Die Gitterweite ist dafür so zu wählen, dass sie im Inertialbereich des TKE-Spektrums liegt. Dieser Ansatz wird als implizite bzw. räumliche Filterung bezeichnet (z. B. Fröhlich, 2006, S. 127).

In dieser Arbeit wird das parallelisierte LES Modell PALM (Raasch und Etling, 1991, 1998; Raasch und Schröter, 2001; Maronga et al., 2015) verwendet. PALM wurde schon für Untersuchungen von homogen geheizten konvektiven atmosphärischen Grenzschichten verwendet (z. B.

Raasch und Franke, 2011) sowie für heterogen geheizte Grenzschichten (z. B. Sühling und Raasch, 2013). Ebenso Untersuchungen der konvektiven Grenzschicht in KLA wurden mit PALM in den Arbeiten von Schröter et al. (2005), Gryschka und Raasch (2005) und Gryschka et al. (2008) durchgeführt. Die ozeanische Mischungsschicht wurde mit dem Modell u. a. in den Arbeiten von Noh et al. (2004) und Noh et al. (2011) untersucht.

In Kapitel 2.1 wird die verwendete Atmosphärenversion von PALM beschrieben. Anpassungen, die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen wurden, werden in Kapitel 2.2 gezeigt. Die in dieser Arbeit eingesetzte Ozeanversion von PALM wird in Kapitel 2.3 vorgestellt. Da beide Versionen denselben Programmcode verwenden, werden nur die Änderungen zur Atmosphärenversion erläutert. Die Umsetzungen zur Generierung der Langmuir-Zirkulation für diese Arbeit werden in Kapitel 2.4 beschrieben.

2.1 Die Atmosphärenversion

Im Folgenden wird die Atmosphärenversion von PALM (Version 3.8a, Revision 979) beschrieben, wobei alle Simulationen unter Berücksichtigung der Feuchte durchgeführt wurden. Außerdem sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass für Größen an der Meeresoberfläche in der Atmosphärenversion der Index "a" verwendet wird und später in der Ozeanversion der Index "w" (Wasser).

2.1.1 Modellgleichungen

Die Strömung in PALM wird als inkompressibel behandelt und über die gefilterten, nicht-hydrostatischen, Boussinesq-approximierten Bewegungsgleichungen beschrieben. Dabei werden im Zuge der Boussinesq-Approximation die Temperatur, der Druck und die Dichte in einen Grundzustand, im Folgenden mit dem Index 0 gekennzeichnet, und eine Abweichung davon, mit einem * dargestellt, aufgeteilt (z. B. Stull, 1988). Neben den Bewegungsgleichungen wird die Kontinuitätsgleichung, der erste Hauptsatz der Thermodynamik mit der potentiellen Flüssigwassertemperatur θ_1 , sowie eine Erhaltungsgleichung für den Gesamtwassergehalt q verwendet (s. Schröter, 2003; Maronga et al., 2015):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} - \epsilon_{ijk} f_j u_k + \epsilon_{i3k} f_3 u_{g,k} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \pi^*}{\partial x_i} + \frac{\theta_v - \theta_{v,\text{ref}}}{\theta_{v,\text{ref}}} g \delta_{i3} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \right), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -\frac{\partial u_j \theta_1}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j'' \theta_1''}}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial t} \right)_{\text{Nied}} + \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial t} \right)_{\text{Str}}, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\partial u_j q}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j'' q''}}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Nied}}. \quad (2.4)$$

Für die Indizes gilt $i, j, k \in (1, 2, 3)$, u_i repräsentiert die drei Geschwindigkeitskomponenten (u, v, w) , x_i die drei kartesischen Raumrichtungen (x, y, z) und $u_{g,k}$ die Komponenten der geostrophischen Strömung (u_g, v_g) . Außerdem ist ∂ der partielle Differentialoperator, t die Zeit und ϵ_{ijk} das Levi-Civita-Symbol. Der Coriolisparameter ist definiert durch $f_j = (0, 2\Omega \cos \phi, 2\Omega \sin \phi)$ mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde $\Omega = 2\pi/24h$ und dem Breitengrad ϕ . Weiterhin beschreibt ρ_0 die höhenkonstante Dichte, $\pi^* = p^* + \frac{2}{3}\rho_0 e$ den modifizierten Stördruck mit dem Stördruck p^* und der subskaligen turbulenten kinetischen Energie (SGS-TKE) $e = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''}$. Die Schwerebeschleunigung der Erde ist g und δ_{ij} das Kronecker-Delta. $\theta_{v,\text{ref}}$ ist ein Referenzwert der hier über

das horizontale Mittel der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v bestimmt wird. Die potentielle Flüssigwassertemperatur ist definiert nach Betts (1973):

$$\theta_l = \theta - q_l \frac{L_v}{c_p \Pi}, \quad (2.5)$$

mit der potentiellen Temperatur θ , dem Flüssigwassergehalt q_l (s. Gl. 2.20), der spezifischen Wärmekapazität bei einem konstanten Druck $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, der Verdunstungswärme $L_v = 2,5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ sowie der Exner-Funktion Π . Die virtuelle potentielle Temperatur θ_v kann über die Beziehung:

$$\theta_v = \left(\theta_l + q_l \frac{L_v}{c_p \Pi} \right) \left(1 + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q - \frac{R_v}{R_d} q_l \right) \quad (2.6)$$

mit θ_l und q verknüpft werden. Dabei ist $R_d = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ die spezifische Gaskonstante für trockene Luft und $R_v = 461 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ die spezifische Gaskonstante für Wasserdampf. Die Exner-Funktion Π lautet:

$$\Pi = \left(\frac{p}{p_{\text{ref}}} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} = \frac{T}{\theta}, \quad (2.7)$$

wobei p der höhenabhängige hydrostatische Druck ist, $p_{\text{ref}} = 1000 \text{ hPa}$ der Referenzdruck und T die absolute Temperatur. Terme in den oberen Gleichungen mit Index "Nied" bzw. "Str" stehen für Änderung aufgrund von Niederschlagsprozessen bzw. langwelligen Strahlungsprozessen (s. Kap. 2.1.3). Die Variablen in den Gleichungen sind bereits als gefiltert dargestellt, wobei doppelt gestrichene Variablen subskalige Größen darstellen und nicht gestrichene Variablen aufgelöste Größen. In PALM findet die Filterung nach Schumann (1975) über die räumliche Diskretisierung statt, welche detailliert in Kapitel 2.1.4 beschrieben ist. Gefilterte Größen sind zur besseren Übersicht nicht weiter gekennzeichnet, mit Ausnahme der subskaligen Terme, die mit einem Querstrich versehen sind.

2.1.2 Das Subskalenmodell

Das Gleichungssystem mit den prognostischen Gleichungen 2.1 bis 2.4 ist unterbestimmt, da die subskaligen turbulenten Flüsse nicht bekannt sind. Dieses ist allgemein unter dem turbulenten Schließungsproblem bekannt. In PALM wird der von Moeng und Wyngaard (1988) und Saiki et al. (2000) modifizierte Schließungsansatz 1,5 Ordnung nach Deardorff (1980) verwendet. Dabei ist die Annahme, dass der Energietransport der subskaligen Flüsse proportional zu den lokalen Gradienten gefilterter Größen ist. Demnach gilt:

$$\overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} e \delta_{ij} = -K_m \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (2.8)$$

$$\overline{u_i'' \theta_l''} = -K_h \frac{\partial \theta_l}{\partial x_i}, \quad (2.9)$$

$$\overline{u_i'' q''} = -K_h \frac{\partial q}{\partial x_i}. \quad (2.10)$$

Dabei sind K_m und K_h die subskaligen turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls und Wärme, welche über die SGS-TKE wie folgt definiert sind:

$$K_m = c_m l \sqrt{e}, \quad (2.11)$$

$$K_h = \left(1 + \frac{2l}{\Delta} \right) K_m. \quad (2.12)$$

$c_m = 0,1$ ist eine Modellkonstante und es gilt $\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$, mit den Gitterweiten Δx , Δy und Δz in den entsprechenden Raumrichtungen x , y und z . Die Größe l ist die subskalige Mischungsweglänge und direkt verknüpft mit der Gitterweite, der Höhe über der Oberfläche z und der Stabilität der Atmosphäre. Die subskalige Mischungsweglänge wird in PALM wie folgt bestimmt:

$$l = \begin{cases} \min \left(\Delta, 1,8z, 0,76\sqrt{e} \left(\frac{g}{\theta_{v,0}} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \right)^{-\frac{1}{2}} \right), & \text{für } \frac{\partial \theta_v}{\partial z} > 0, \\ \min(\Delta, 1,8z), & \text{für } \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \leq 0. \end{cases} \quad (2.13)$$

Zur Schließung des Gleichungssystems 2.1 bis 2.4 wird noch eine prognostische Gleichung für die SGS-TKE benötigt:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial u_j e}{\partial x_j} - \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_{v,0}} \overline{w'' \theta_v''} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_j'' \left(e + \frac{p''}{\rho_0} \right)} \right) - \epsilon. \quad (2.14)$$

Der subskalige Fluss der virtuellen potentiellen Temperatur kann bestimmt werden durch (Cuijpers und Duynkerke, 1993):

$$\overline{w'' \theta_v''} = K_1 \overline{w'' \theta_1''} + K_2 \overline{w'' q''} \quad (2.15)$$

wobei die Koeffizienten K_1 und K_2 bei ungesättigter Luft ($q_1 = 0$) gegeben sind durch:

$$K_1 = 1 + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q \quad \text{und} \quad K_2 = \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) \theta, \quad (2.16)$$

sowie bei gesättigter Luft ($q_1 \neq 0$) durch:

$$K_1 = \frac{1 - q + \frac{R_v}{R_d} (q - q_1) \left(1 + \frac{L_v}{R_v T} \right)}{1 + \frac{L_v}{R_v T} \frac{L_v}{c_p T} (q - q_1)} \quad \text{und} \quad K_2 = \left(\frac{L_v}{c_p T} K_1 - 1 \right) \theta. \quad (2.17)$$

Für die subskaligen Flüsse der SGS-TKE und der Druckschwankungen gilt:

$$\overline{u_i'' \left(e + \frac{p''}{\rho_0} \right)} = -2K_m \frac{\partial e}{\partial x_i} \quad (2.18)$$

und für den Dissipationsterm:

$$\epsilon = \left(0,19 + 0,74 \frac{l}{\Delta} \right) \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l}. \quad (2.19)$$

2.1.3 Das wolkenphysikalische Modell

In dieser Arbeit wird ein wolkenphysikalisches Modell verwendet, wie es von Schröter (2003) in PALM implementiert wurde. Im Folgenden sollen die benötigten Terme und Größen beschrieben werden, die zur Lösung des in Abschnitt 2.1.1 und 2.1.2 aufgestellten Gleichungssystems benötigt werden.

Zur Berücksichtigung von Kondensationsprozessen wird ein '0%-oder-100%'-Schema verwendet, d. h. ein Gittervolumen beinhaltet entweder vollständig gesättigte oder vollständig ungesättigte Luft, wobei subskalige Kondensationsprozesse nicht berücksichtigt werden (z. B. Cuijpers und Duynkerke, 1993). Der Flüssigwassergehalt wird bestimmt über (Sommeria und Deardorff,

1977):

$$q_l = \begin{cases} q - q_s, & \text{für } q > q_s, \\ 0, & \text{für } q \leq q_s. \end{cases} \quad (2.20)$$

Zur Bestimmung des Sättigungswertes der spezifischen Feuchte q_s soll hier auf Schröter (2003) verwiesen werden. Die darin beschriebene Methode basiert auf den Arbeiten von Sommeria und Deardorff (1977) und Bougeault (1982).

Die in Gleichung 2.3 eingehenden Strahlungsprozesse werden mithilfe einer Parametrisierung über die effektive Emissivität nach Cox (1976) berücksichtigt:

$$\left(\frac{\partial \theta_1}{\partial t}\right)_{\text{Str}} = -\frac{1}{\rho_0 c_p \Pi \Delta z} (\Delta F(z^+) - \Delta F(z^-)). \quad (2.21)$$

Für die Strahlungsdifferenz gilt $\Delta F(z) = F_{\uparrow}(z) - F_{\downarrow}(z)$, wobei z^+ den oberen Rand eines Gittervolumens beschreibt und z^- den unteren Rand. F_{\uparrow} ist der aufwärtsgerichtete und F_{\downarrow} der abwärtsgerichtete Strahlungsfluss. Die Berechnung der Strahlungsflüsse in PALM wird mithilfe der Emission eines Schwarzen Strahlers und der Wolkenemissivität bestimmt, wobei für die detaillierte Beschreibung an dieser Stelle auf Schröter (2003) verwiesen werden soll.

Niederschlag wird in dieser Arbeit mit einem Schema nach Kessler (1969) berücksichtigt. Dabei setzt im Modell Niederschlag ein, wenn innerhalb eines Gittervolumens der Flüssigwassergehalt einen kritischen Wert $q_{l,\text{krit}}$ überschreitet. Für diese Arbeit wird der Wert nach Müller und Chlond (1996) auf den Wert $0,05 \text{ g kg}^{-1}$ gesetzt. Gebildeter Niederschlag verlässt sofort das Modellgebiet, wodurch sich zum einen der Anteil des Flüssigwassergehaltes verringert und zum anderen keine erneute Verdunstung möglich ist. Dadurch wird der Gesamtwassergehalt im Modell reduziert. Für den Niederschlagsterm in Gleichung 2.4 gilt somit:

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{\text{Nied}} = \begin{cases} -\tau (q_l - q_{l,\text{krit}}), & \text{für } q_l > q_{l,\text{krit}}, \\ 0, & \text{für } q_l \leq q_{l,\text{krit}}, \end{cases} \quad (2.22)$$

mit einer Zeitkonstante $\tau = 0,001 \text{ s}$ (Müller und Chlond, 1996). Für den Niederschlagsterm von θ_1 in Gleichung 2.3 gilt (Müller und Chlond, 1996):

$$\left(\frac{\partial \theta_1}{\partial t}\right)_{\text{Nied}} = -\frac{L_v}{c_p \Pi} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{\text{Nied}}. \quad (2.23)$$

Somit ist das Gleichungssystem 2.1 bis 2.4 sowie 2.14 geschlossen und kann gelöst werden.

2.1.4 Diskretisierung

Um das obige Gleichungssystem numerisch zu lösen, werden die Variablen auf räumlich und zeitlich diskreten Punkten definiert. Die Variablen sind dabei in PALM auf einem Arakawa-C Gitter definiert (Harlow und Welch, 1965; Arakawa und Lamb, 1977). Eine schematische Abbildung eines Gittervolumens mit den Kantenlängen Δx , Δy und Δz ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Skalare Größen Ψ sind dabei in der Mitte des Gittervolumens definiert. Die Geschwindigkeitskomponenten u_i sind jeweils um eine halbe Gitterweite in positiver und negativer x_i -Richtung versetzt dazu angeordnet, in der Mitte der jeweiligen Seitenflächen. Dadurch können räumliche Ableitungen von Geschwindigkeitskomponenten, welche über zentrierte Differenzen approximiert werden, ohne zusätzliche Interpolation mit skalaren Größen multipliziert werden. Umgekehrt gilt das auch für räumliche Differenzen von Skalaren welche mit den Geschwindigkeitskomponenten multipliziert werden. Somit verdoppelt sich die effektive Gitterauflösung (Pielke, 2002, S. 362f).

Die Gitterweite ist in horizontaler Richtung äquidistant und kann in vertikaler Richtung ab einer

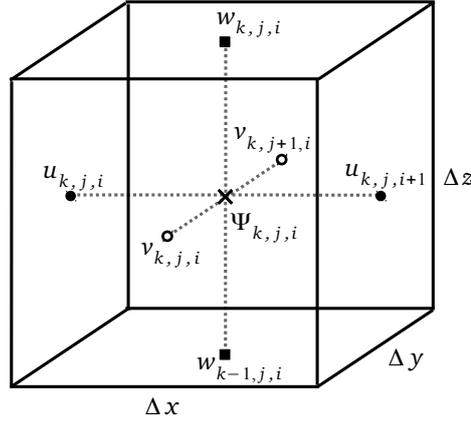


Abbildung 2.1: Gittervolumen in PALM entsprechend eines Arakawa-C Gitters. Die Indizes i, j, k stehen für die drei Raumrichtungen x, y, z und u, v, w für die entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten. Skalare Größen sind als Ψ zusammengefasst. Die Geschwindigkeitskomponenten sind jeweils um eine halbe Gitterweite zu den skalaren Größen versetzt.

vorzugebenen Höhe $z_{k,\text{stretch}}$ gestreckt werden:

$$\Delta z_{k+1} = \begin{cases} \Delta z_k, & \text{für } z_k \leq z_{k,\text{stretch}}, \\ f_{\text{stretch}} \Delta z_k, & \text{für } z_k > z_{k,\text{stretch}}. \end{cases} \quad (2.24)$$

Die Gitterweite Δz_k gibt dabei die Differenz zwischen z_{k+1} und z_k an und f_{stretch} ist ein konstanter Faktor, welcher später bei den jeweiligen Set-ups angegeben wird.

Die Advektionsterme in den Gleichungen 2.1 bis 2.4 sowie Gleichung 2.14 werden nach Wicker und Skamarock (2002) mit einem Verfahren fünfter Ordnung diskretisiert. Die zeitliche Integration der Gleichungen wird über ein Runge-Kutta Verfahren dritter Ordnung nach Williamson (1980) durchgeführt. Der Zeitschritt Δt wird nach jeder Integration bestimmt und muss dabei zwei Stabilitätskriterien erfüllen. Zum einen muss das CFL¹-Kriterium (Courant et al., 1928):

$$\Delta t_{\text{CFL}} \leq \min \left(\frac{\Delta x}{u_{k,j,i}}, \frac{\Delta y}{v_{k,j,i}}, \frac{\Delta z_k}{w_{k,j,i}} \mid \forall i, j, k \right) \quad (2.25)$$

und zum anderen das Diffusionskriterium (Roache, 1985):

$$\Delta t_{\text{diff}} \leq 0,125 \min \left(\frac{\min(\Delta x^2, \Delta y^2, \Delta z_k^2)}{\max(K_{m,k,j,i}, K_{h,k,j,i})} \mid \forall i, j, k \right) \quad (2.26)$$

erfüllt sein. Der verwendete Zeitschritt wird über:

$$\Delta t = 0,9 \min(\Delta t_{\text{CFL}}, \Delta t_{\text{diff}}) \quad (2.27)$$

bestimmt. Dabei wird zur Sicherheit der Zeitschritt des ausgewählten Kriteriums noch um 10% reduziert.

¹Courant-Fredrichs-Lewy

2.1.5 Gewährleistung der Divergenzfreiheit

Aufgrund der Annahme einer inkompressiblen Strömung muss die Kontinuitätsgleichung 2.2 erfüllt sein. Dieses ist nicht automatisch durch Lösung der Gleichung 2.1 gegeben. Um die Divergenzfreiheit der Strömung im Modellgebiet zu gewährleisten, wird die Prädiktor-Korrektor Methode nach Patinos und Kistler (1977) verwendet, welche auf einem Ansatz nach Chorin (1968) basiert. Dafür wird zunächst Gleichung 2.1 ohne den Druckterm gelöst und das resultierende Geschwindigkeitsfeld als vorläufiges Ergebnis mit $u_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t}$ bezeichnet, welches im Allgemeinen nicht divergenzfrei ist. Die Divergenzen werden dann dem Druckterm zugefügt, so dass das endgültige Geschwindigkeitsfeld divergenzfrei ist. Dazu wird das endgültige Geschwindigkeitsfeld wie folgt zerlegt:

$$u_i^{t+\Delta t} = u_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t} - \frac{r^l \Delta t}{\rho_0} \frac{\partial \pi^{*t}}{\partial x_i}. \quad (2.28)$$

In die Kontinuitätsgleichung 2.2 eingesetzt und nach dem Stördruck umgestellt, ergibt sich für diesen die folgende Poission-Gleichung:

$$\frac{\partial^2 \pi^{*t}}{\partial x_i^2} = \frac{\rho_0}{r^l \Delta t} \frac{\partial u_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t}}{\partial x_i}. \quad (2.29)$$

Diese Gleichung wird zu jedem Runge-Kutta Teilzeitschritt gelöst. Der Faktor r^l gibt die Differenz zwischen den einzelnen Runge-Kutta Teilzeitschritten an, wobei in dieser Arbeit für das verwendete Runge-Kutta Verfahren dritter Ordnung $r^1 = \frac{1}{3}$, $r^2 = \frac{5}{12}$ und $r^3 = \frac{1}{4}$ gilt (Sühling, 2011).

Das Verfahren zur Lösung von Gleichung 2.29 wird in dieser Arbeit von den gewählten Randbedingungen abhängig gemacht. Im Falle von zyklischen Randbedingungen an allen seitlichen Rändern wird Gleichung 2.29 mithilfe einer Fast Fourier Transformation (FFT) gelöst, wobei die FFTW-Methode² nach Frigo und Johnson (1998) verwendet wird. Im Falle von nicht-zyklischen Randbedingungen kann keine FFT-Methode angewendet werden, da die endlichen Funktionen vom Ortsraum in den Frequenzraum mittels periodischer Funktionen transformiert werden (z. B. Uhlenbrock, 2001). Nicht-zyklische Ränder stellen allerdings eine Unterbrechung der endlichen Funktionen im Ortsraum dar und können somit nicht durch periodische Funktionen ausgedrückt werden. Darum wird im Falle nicht-zyklischer Randbedingungen Gleichung 2.29 mithilfe des Mehrgitter-Verfahrens gelöst, welches von Uhlenbrock (2001) in PALM implementiert wurde und auf dem Ansatz von Stüben und Trottenberg (1984) basiert.

2.1.6 Initialisierung

Für die Initialisierung des Modells werden Vertikalprofile der Temperatur, des Gesamtwassergehaltes und des geostrophischen Windes vorgegeben, wobei letzterer in dieser Arbeit höhenkonstant ist. Mit diesen Vertikalprofilen wird zunächst ein 1-D Modell angetrieben, welches nur die Coriolis- und Reibungskraft berücksichtigt. Damit werden Vertikalprofile für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten berechnet. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten 1-D Modells kann Maronga et al. (2015) entnommen werden. Mit der stationären Lösung des 1-D Modells wird das 3-D Modell initialisiert. Dabei werden Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten sowie der Diffusionskoeffizienten übergeben. Außerdem noch die Initialwerte der Schubspannungsgeschwindigkeit und der oberflächennahen Impulsflüsse. Die Initialisierungsprofile werden gleichzeitig als konstante Einströmprofile verwendet (s. Kap. 2.1.7.).

Zur Turbulenzanregung im 3-D Modell werden während der Simulation in den ersten Zeitschritten Zufallsstörungen auf die horizontalen Geschwindigkeitsfelder aufgeprägt. Der Zufallsgenerator liefert eine spezielle Zahlenreihe, die bei jeder Wiederholung der Simulation gleich ist. Die Zahlen sind gleichmäßig verteilt im Intervall $[0, 1]$ und werden in bestimmten zeitlichen Abständen mit

²Fastest Fourier Transform in the West, siehe auch <http://www.fftw.org>

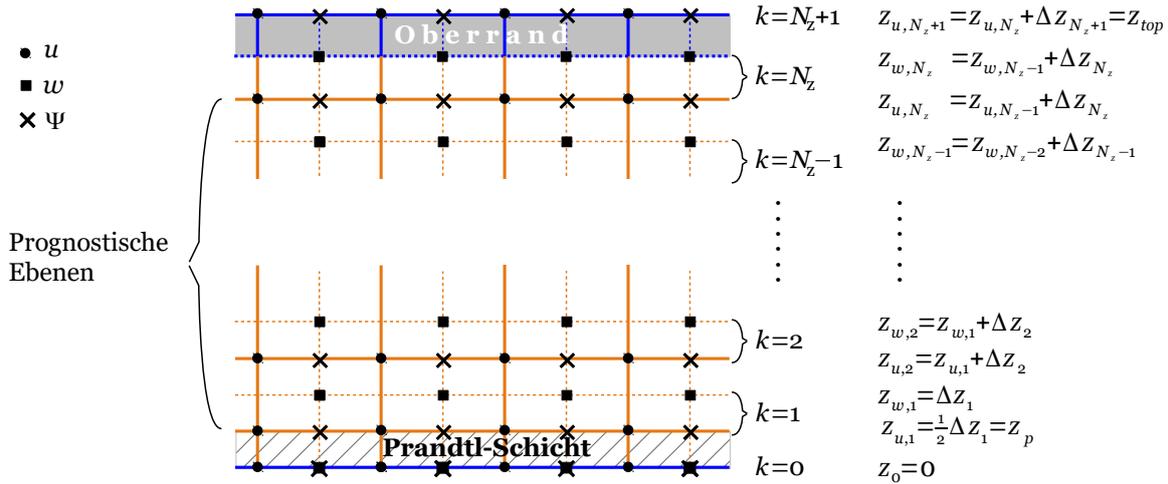


Abbildung 2.2: Anordnung der Variablen und Definition der vertikalen Ränder in PALM für die Atmosphärensimulationen, dargestellt in einem xz -Ausschnitt. Dabei sind ausgefüllte Kreise die Gitterpunkte der Geschwindigkeitskomponente u , ausgefüllte Quadrate der Geschwindigkeitskomponente w und Kreuze der skalaren Größen Ψ .

den horizontalen Geschwindigkeitskomponenten multipliziert. Das Aufprägen der Zufallsstörungen wird so lange ausgeführt, bis die aufgelöste TKE einen benutzerdefinierten Schwellenwert erreicht.

2.1.7 Randbedingungen

Um die diskretisierten Gleichungen an einem Gitterpunkt zu lösen, werden Informationen über die Strömungseigenschaften der benachbarten Gitterpunkte benötigt. Aus diesem Grund können die prognostischen Gleichungen nur im inneren Modellgebiet gelöst werden. An den Rändern müssen entsprechende Randbedingungen für die jeweiligen Größen gewählt werden. Im Falle von physikalischen Rändern, wie dem Erdboden bzw. der Meeresoberfläche, sollen die Randbedingungen die Auswirkungen auf die Strömung möglichst realistisch wiedergeben. Da das Modellgebiet nur ein Ausschnitt der Atmosphäre repräsentiert, gibt es jedoch nicht-physikalische Ränder, deren Einfluss auf die Strömung im Modellgebiet möglichst gering bleiben sollte.

Der untere Rand

Die horizontale Ebene bei $k = 0$ bildet den unteren Rand des Modellgebietes, wie in Abbildung 2.2 illustriert. Wie in Kapitel 2.1.4 erklärt, sind die prognostischen Variablen versetzt zueinander angeordnet. Die horizontalen Ebenen, auf denen w definiert ist, liegen um $\frac{1}{2}\Delta z_k$ höher als die horizontalen Ebenen auf denen u , v und die skalaren Größen Ψ definiert sind. Die einzige Ausnahme bildet die unterste Ebene bei $k = 0$ ($z = 0$ m), wo alle Größen auf einer Ebene definiert sind (s. Abb. 2.2). Für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten werden am unteren Rand Haftreibungsbedingungen verwendet und für die Vertikalgeschwindigkeit ist die Erdoberfläche eine undurchlässige Schicht, so dass sich zusammengefasst $u_i(i, j, 0) = 0 \text{ m s}^{-1}$ ergibt. Damit am unteren Rand keine Vertikalbeschleunigung aufgrund des Stördruckfeldes entsteht, wird eine Neumann-Randbedingung für p^* angenommen, d. h. $p^*(i, j, 0) = p^*(i, j, 1)$. Für die SGS-TKE wird ebenfalls eine Neumann-Randbedingung gewählt, d. h. $e(i, j, 0) = e(i, j, 1)$. Für θ_1 und q werden für den gesamten Simulationszeitraum konstante Werte am unteren Rand vorgegeben.

Zwischen dem unteren Rand und der ersten Gitterpunktebene oberhalb der Oberfläche wird in PALM eine Prandtl-Schicht angenommen. Deren Obergrenze ist bei $z_p = \frac{1}{2}\Delta z_1$ definiert (s.

Abb. 2.2). Dazu müssen die subskaligen Vertikalflüsse für u , v , θ und q bestimmt werden, welche mithilfe der Monin-Obukhov Ähnlichkeitstheorie (Monin und Obukhov, 1954) berechnet werden. Im Folgenden werden die Gleichungen in der Reihenfolge beschrieben wie sie für diese Arbeit gelöst wurden.³ Zuerst wird die charakteristische Temperatur θ_* bestimmt, welche sich durch Integration der Gleichung (Monin und Obukhov, 1954):

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial z} = \frac{\theta_*}{\kappa z} \Phi_h, \quad (2.30)$$

und der Businger-Dyer Funktion für Wärme (Dyer, 1974):

$$\Phi_h = \begin{cases} 1 + 5\text{Rif}, & \text{für Rif} \geq 0, \\ (1 - 16\text{Rif})^{-\frac{1}{2}}, & \text{für Rif} < 0, \end{cases} \quad (2.31)$$

ergibt zu:

$$\theta_* = \begin{cases} \frac{\kappa(\theta_1(z_p) - \theta_1(z_s))}{\ln\left(\frac{z_p}{z_s}\right) + 5\text{Rif}\left(\frac{z_p - z_s}{z_p}\right)}, & \text{für Rif} \geq 0, \\ \frac{\kappa(\theta_1(z_p) - \theta_1(z_s))}{\ln\left(\frac{z_p}{z_s}\right) - 2\ln\left(\frac{1+A_h}{1+B_h}\right)}, & \text{für Rif} < 0, \end{cases} \quad (2.32)$$

mit

$$A_h = (1 - 16\text{Rif})^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad B_h = \left(1 - 16\text{Rif} \frac{z_s}{z_p}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.33)$$

Dabei ist κ die von Kármán Konstante mit dem Wert 0,41. Der Wert der Richardson-Flusszahl Rif ist noch vom Zeitschritt zuvor. Die Rauigkeitslänge für Skalare z_s wird bestimmt über die Rauigkeitslänge für die Geschwindigkeit z_0 , wobei in dieser Arbeit $z_s = 0,1z_0$ verwendet wird.⁴ Die Rauigkeitslänge ist eine Eigenschaft der Oberfläche (z. B. Stull, 1988). In dieser Arbeit werden zwei Oberflächen unterschieden. Zum einen eine eisbedeckte Oberfläche, für die ein konstanter Wert von $z_0 = 10^{-3}$ m vorgegeben wird. Zum anderen eine Meeresoberfläche, deren Rauigkeitslänge nach Charnock (1955) über $z_0 = \frac{au_*^2}{g}$ bestimmt wird, wobei für die Charnock Konstante $a = 0,0185$ nach Wu (1980) gewählt wurde.

Nach der Berechnung von θ_* wird die Richardson-Flusszahl, welche das Verhältnis der turbulenten Energieproduktion durch Auftriebskräfte zu der durch Scherungskräfte durch die mittlere Strömung darstellt, bestimmt über:

$$\text{Rif} = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}}{u'_i u'_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \frac{z_p \kappa g \left(\theta_* + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) \theta_1(z_p) q_* \right)}{\theta_v(z_p) u_*^2}. \quad (2.34)$$

Dabei sind die Werte der charakteristischen Feuchte q_* und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* vom vorherigen Zeitschritt. Mit dem aktuellen Wert von Rif wird u_* bestimmt, welche mittels Integration der Gleichung für den horizontalen Wind $v_h = (u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}}$ (Monin und Obukhov, 1954):

³Die Reihenfolge weicht aufgrund der älteren Modellversion in dieser Arbeit von der in Maronga et al. (2015) beschriebenen ab.

⁴Der Wert von z_s ist geringer als z_0 , da sich Druckunterschiede direkt auf den Impulstransport auswirken, nicht aber auf den Transport von Wärme und Feuchte (Garratt, 1992, S.89).

$$\frac{\partial v_h}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_m \quad (2.35)$$

und der Businger-Dyer Funktion für Impuls (Dyer, 1974):

$$\Phi_m = \begin{cases} 1 + 5\text{Rif}, & \text{für } \text{Rif} \geq 0, \\ (1 - 16\text{Rif})^{-\frac{1}{4}}, & \text{für } \text{Rif} < 0, \end{cases} \quad (2.36)$$

berechnet wird über:

$$u_* = \begin{cases} \frac{\kappa v_h(z_p)}{\ln\left(\frac{z_p}{z_0}\right) + 5\text{Rif}\left(\frac{z_p - z_0}{z_p}\right)}, & \text{für } \text{Rif} \geq 0, \\ \frac{\kappa v_h(z_p)}{\ln\left(\frac{z_p}{z_0}\right) - \ln\left(\frac{(1+A_m)^2(1+A_m^2)}{(1+B_m)^2(1+B_m^2)}\right) + 2(\arctan(A_m) - \arctan(B_m))}, & \text{für } \text{Rif} < 0, \end{cases} \quad (2.37)$$

mit

$$A_m = (1 - 16\text{Rif})^{\frac{1}{4}} \quad \text{und} \quad B_m = \left(1 - 16\text{Rif} \frac{z_0}{z_p}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.38)$$

Die vertikalen Impulsflüsse nahe der Oberfläche $\overline{w''u''}_a$ und $\overline{w''v''}_a$ werden in PALM über die Beziehung:

$$\overline{w''u''}_a = -\frac{u_i}{v_h} u_*^2, \quad \text{mit } i \in \{1, 2\} \quad (2.39)$$

bestimmt. Wird der Gesamtwassergehalt q anstatt der potentiellen Flüssigwassertemperatur θ_l in den Gleichungen 2.30 und 2.32 eingesetzt, resultiert daraus die charakteristische Feuchte q_* .⁵ Damit können die subskaligen Vertikalflüsse der Temperatur und der Feuchte bestimmt werden:

$$\overline{w''\theta''}_a = -\theta_* u_* \quad \text{und} \quad \overline{w''q''}_a = -q_* u_*. \quad (2.40)$$

Der obere Rand

Der Oberrand z_{top} ist für u , v und skalare Größen Ψ bei $k = N_z + 1$ definiert und für w bei $k = N_z$ (vgl. Abb. 2.2). Die Horizontalgeschwindigkeiten haben auf der Ebene $k = N_z + 1$ den Wert des geostrophischen Windes, d. h. $u_i(i, j, N_z + 1) = u_{g,i}$. Für die potentielle Flüssigwassertemperatur und den Gesamtwassergehalt werden die vertikalen Gradienten des Initialisierungsprofils verwendet in der Form:

$$\Psi(i, j, N_z + 1) = \Psi(i, j, N_z) + \frac{\partial \Psi_{\text{init}}}{\partial z} \Big|_{N_z - 1}, \quad \text{mit } \Psi \in \{\theta_l, q\}. \quad (2.41)$$

Die vorläufige Vertikalgeschwindigkeit wird während jeder Integration am Oberrand auf den Wert null gesetzt. Um eine physikalisch sinnvolle Lösung zu gewährleisten, sollte der Drucklöser (s. Kap. 2.1.5) die Möglichkeit haben Divergenzen des vorläufigen Geschwindigkeitsfeldes durch einen durchlässigen Rand auszugleichen. Dies wird erreicht, indem der Stördruck am oberen Rand auf

⁵In der aktuellen Version von PALM wird die charakteristische Feuchte vor der Richardson-Flusszahl berechnet (s. Maronga et al., 2015).

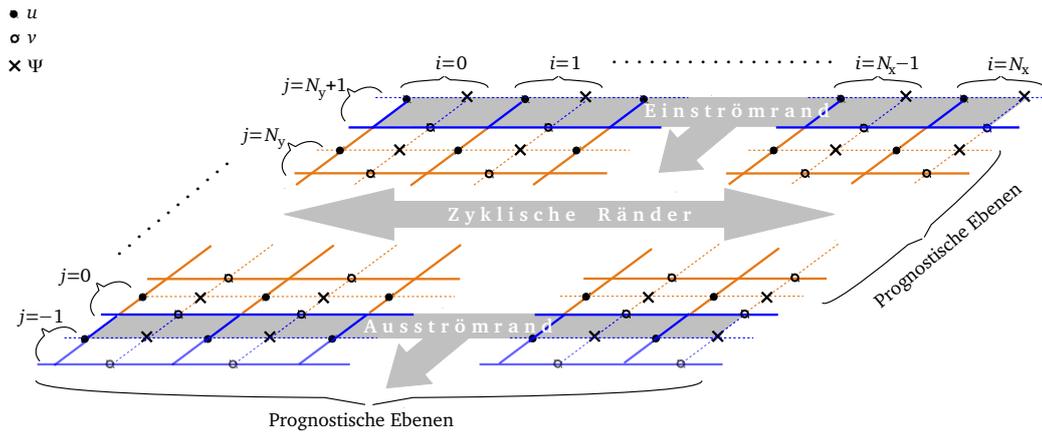


Abbildung 2.3: Anordnung der Variablen und Definition der lateralen Ränder in PALM für die Atmosphärensimulationen, dargestellt in einem xy -Ausschnitt. Dabei sind ausgefüllte Kreise die Gitterpunkte der Geschwindigkeitskomponente u , nicht ausgefüllte Kreise der Geschwindigkeitskomponente v und Kreuze der skalaren Größen Ψ .

einen festen Wert gesetzt wird. Wie in Gryschka (2010) genauer ausgeführt, ist der Oberrand für nicht-zyklische laterale Ränder am besten dafür geeignet. Somit wird der Stördruck auf den Wert null gesetzt $p^*(i, j, N_z + 1) = 0$, so dass sich ein vertikaler Gradient im Stördruck zwischen den Ebenen $k = N_z + 1$ und $k = N_z$ einstellen kann. Dieser Gradient verursacht eine Vertikalgeschwindigkeit, so dass gilt:

$$w(i, j, N_z) = - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p^*}{\partial z} \Big|_{(i, j, N_z)}. \quad (2.42)$$

Für die SGS-TKE am Oberrand gilt $e(i, j, N_z + 1) = e(i, j, N_z)$.

Die seitlichen Ränder

Gryschka et al. (2008) konnten zeigen, dass nicht-zyklische seitliche Ränder in eine der beiden horizontalen Richtungen nötig sind, um Konvektionsrollen während eines starken Kaltluftausbruchs zu simulieren. Ausgehend davon werden die Randbedingungen in Anlehnung an Gryschka et al. (2008) gewählt. Für den nördlichen und südlichen Rand werden nicht-zyklische Randbedingungen gesetzt, wodurch das Modellgebiet in y -Richtung stationär bleibt. Dabei wird in dieser Studie der nördliche Rand als Einströmrand verwendet und der südliche Rand als Ausströmrand. Am westlichen und östlichen Rand werden zyklische Randbedingungen vorgegeben.

Die lateralen Ränder sind in dieser Arbeit auf den folgenden Ebenen definiert: Die yz -Ebene bei $i = -1$ bildet den westlichen Rand, die yz -Ebene bei $i = N_x + 1$ den östlichen Rand und die xz -Ebene bei $j = N_y + 1$ den nördlichen Rand für alle Variablen. Der südliche Rand ist für die Größen u , w und die Skalare Ψ auf der xz -Ebene bei $j = -1$ definiert und für v auf der xz -Ebene bei $j = 0$ (s. Abb. 2.3).

Der nördliche Einströmrand

Am Einströmrand werden zeitlich konstante Profile für u , v , θ_1 und q vorgegeben, wobei die Initialisierungsprofile Φ_{init} dieser Größen verwendet werden (s. Kap. 2.1.6):

$$\Phi(i, N_y + 1, k) = \Phi_{\text{init}}(k), \text{ mit } \Phi \in (u, v, \theta_1, q). \quad (2.43)$$

Um ein zeitlich konstantes Einströmen zu gewährleisten, darf der Drucklöser die Geschwindigkeitsdivergenzen nicht über den Einströmrand ausgleichen. Daraus ergeben sich, vergleichbar mit dem unteren Rand, folgende Randbedingungen:

$$\Psi(i, N_y + 1, k) = \Psi(i, N_y, k), \text{ mit } \Psi \in (e, p^*). \quad (2.44)$$

Für die Vertikalgeschwindigkeit gilt $w(i, N_y + 1, k) = 0$.

Aufgrund des laminaren Einströmens werden während der gesamten Simulationszeit in einem Bereich hinter dem Einströmrand Zufallsstörungen auf das horizontale Geschwindigkeitsfeld aufgeprägt, so dass Turbulenz angeregt wird. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass es während dieser Studie am Einströmrand zur Ausbildung von Schwerewellen kam, wodurch eine Analyse der Ergebnisse zunächst nicht möglich war. Eine detaillierte Beschreibung und die in dieser Arbeit gewählte Lösung wird in Kapitel 2.2.1 beschrieben.

Der südliche Ausströmrand

Am Ausströmrand wird eine offene Randbedingung gewählt, so dass Wellen und turbulente Wirbel, ohne Reflektion am Rand, aus dem Modell ausströmen. Dazu wird für alle skalaren Größen eine Neumann-Randbedingung verwendet in Form von:

$$\Psi(i, -1, k) = \Psi(i, 0, k), \text{ mit } \Psi \in (\theta_1, q, e, p^*). \quad (2.45)$$

Für die Geschwindigkeitskomponenten müsste eine Neumann-Randbedingung im Drucklöser berücksichtigt werden, welches zum Zeitpunkt der für diese Studie durchgeführten Simulationen nicht in PALM implementiert war. Stattdessen werden Strahlungsrandbedingungen verwendet, welche in PALM von Gryschka (2010) implementiert wurden. Dazu wird am Ausströmrand die Sommerfeldsche Strahlungsrandbedingung⁶ verwendet, wie sie von Pearson (1974) und Orlanski (1976) vorgeschlagen wurde:

$$\partial_t u_i + c_{u_i} \partial_n u_i = 0. \quad (2.46)$$

Dabei ist ∂_n die Ableitung senkrecht zum Ausströmrand und c_{u_i} die Phasengeschwindigkeit von u_i . Diese Gleichung berücksichtigt, dass sich Störungen des Geschwindigkeitsfeldes aufgrund zweier Mechanismen ausbreiten können. Zum einen in Form von Wellen, welche in der stabilen Schicht oberhalb der Grenzschicht angeregt werden, und zum anderen durch Advektion. Um die Gleichung am Rand zu lösen, muss die Phasengeschwindigkeit bestimmt werden. In der Arbeit von Gryschka (2010) wurde c_{u_i} nach der Methode von Orlanski (1976) bestimmt, wobei die Phasengeschwindigkeit lokal an jedem Gitterpunkt berechnet wird und somit stark variieren kann. Simulationen in dieser Arbeit haben gezeigt, dass dieser Ansatz instabil werden kann. Das ist dann der Fall, wenn die Windgeschwindigkeitskomponente parallel zum Ausströmrand relativ hohe Werte im Vergleich zur senkrechten Windkomponente aufweist, die Strömung also sehr schräg auf den Ausströmrand trifft. Die Darstellung und Lösung dieses Problems ist genauer in Kapitel 2.2.2 beschrieben.

Aufgrund der inkompressiblen Strömung würde eine Differenz der Massenflüsse zwischen Ein- und Ausströmrand zu Vertikalbewegungen im inneren Modellgebiet führen. Darum wird die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Ausströmrand zusätzlich mit einer Massenflusskorrektur nach Tian et al. (2004) korrigiert. Dabei wird zunächst der gesamte Massenfluss sowohl am Einströmrand, als auch am Ausströmrand berechnet:

$$\dot{m} = \sum_{i=0}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_z-1} v(i, k) \Delta x \Delta z(k). \quad (2.47)$$

⁶Erstmals in der Arbeit von Sommerfeld (1912) aufgestellt (Schot, 1992).

Der Korrekturfaktor aufgrund der Massenflussdifferenz zwischen Ein- und Ausströmrand berechnet sich nach

$$v_{\text{mass}} = \frac{\dot{m}_{\text{Einströmrand}} - \dot{m}_{\text{Ausströmrand}}}{A} \quad (2.48)$$

und wird an jedem Gitterpunkt des Ausströmrandes zu gleichen Teilen zu der Ausströmwindgeschwindigkeit addiert (s. Gl. 2.54). Dabei ist A die Fläche des Ein- und Ausströmrandes:

$$A = \sum_{i=0}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_z-1} \Delta x \Delta z(k) . \quad (2.49)$$

2.2 Anpassungen der Atmosphärenversion für diese Studie

Zu Beginn dieser Studie gab es mit der in Kapitel 2.1 beschriebenen Atmosphärenversion von PALM mit nicht-zyklischen lateralen Rändern zwei Problematiken. Zum einen kam es zur Ausbildung von stationären Schwerewellen am Einströmrand, welche sich im Verlauf der Simulation im gesamten Modellgebiet ausbreiteten und die Ergebnisse verfälschten. Zum anderen bildete sich bei schräger Anströmung eine nicht physikalische Beschleunigung nahe des Ausströmrandes aus, die sich auf die Ergebnisse im inneren des Modellgebiets auswirkte. Im Folgenden werden die nötigen Anpassungen des Modells beschrieben, um sowohl die Schwerewellen am Einströmrand als auch die Beschleunigung am Ausströmrand zu verhindern. Die Modellanpassungen wurden in die PALM Version 3.8 aufgenommen.

2.2.1 Dämpfungsbereich am Einströmrand

Am Einströmrand bildeten sich stationäre Schwerewellen aus, deren Amplitude mit der Zeit kontinuierlich zunahm und welche sich im gesamten Modellgebiet ausbreiteten. Diese traten schon in der Arbeit von Gryschka (2010, Kap. 2.3.5) auf und wurden damals mittels der in Kapitel 2.1.7 beschriebenen Massenflusskorrektur am Ausströmrand verhindert. Die Massenflusskorrektur sorgte dabei für eine Reduzierung der Amplitude der stationären Schwerewellen um bis zu 90%. Die von Gryschka (2010) durchgeführten Simulationen wurden mit einem geostrophischen Wind im Bereich von 15 m s^{-1} durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wurden hingegen auch Werte von 10 m s^{-1} verwendet. Erste Testsimulationen zeigten, dass bei niedrigeren Windgeschwindigkeiten verstärkt Schwerewellen am Einströmrand auftraten. Dieses soll hier mit dem Set-up eines stark idealisierten KLA ohne Feuchte, vorgeschlagen in Gryschka (2010, Kap. 2.3.5), gezeigt werden. Das Modellgebiet umfasst eine Gitterpunktzahl von $N_x = 1056$, $N_y = 48$ und $N_z = 72$ mit einer isotropen Gitterweite von 50 m. Zu Beginn der Simulation wird, ausgehend von der Oberflächentemperatur, eine stabile Schichtung mit $\partial_z \theta = 1 \text{ K}(100 \text{ m})^{-1}$ im gesamten Modellgebiet vorgegeben. Um allerdings eine konvektive Grenzschicht wie im KLA anzuregen, wurde die Oberflächentemperatur im gesamten Modellgebiet vor dem ersten Zeitschritt um 20 K erhöht. Abbildung 2.4 zeigt xz -Schnitte der Vertikalgeschwindigkeit w und der potentielle Temperatur θ für eine Simulation mit $u_g = 15 \text{ m s}^{-1}$ (obere Reihe) und mit $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ (mittlere Reihe) nach einer Simulationszeit von 5 Stunden. In beiden Fällen sind Schwerewellen zu erkennen. Zum einen im Feld der Vertikalgeschwindigkeit anhand der starken Auf- und Abwindgebiete die sich in regelmäßigen Abständen ausgebildet haben. Zum anderen in der potentiellen Temperatur anhand der wellenförmig ausgeprägten Isothermen. Die Amplitude der Schwerewellen nimmt mit zunehmendem Abstand zum Einströmrand kontinuierlich ab. Die Amplituden sind in der Simulation mit $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ deutlich stärker ausgeprägt als in der mit $u_g = 15 \text{ m s}^{-1}$.

In der Simulation sind die Vertikalgeschwindigkeiten der Schwerewellen in derselben Größenordnung wie die Vertikalgeschwindigkeiten der freien Konvektion innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht, was in der Natur während eines KLA nicht vorkommt. Um deren Entwicklung für

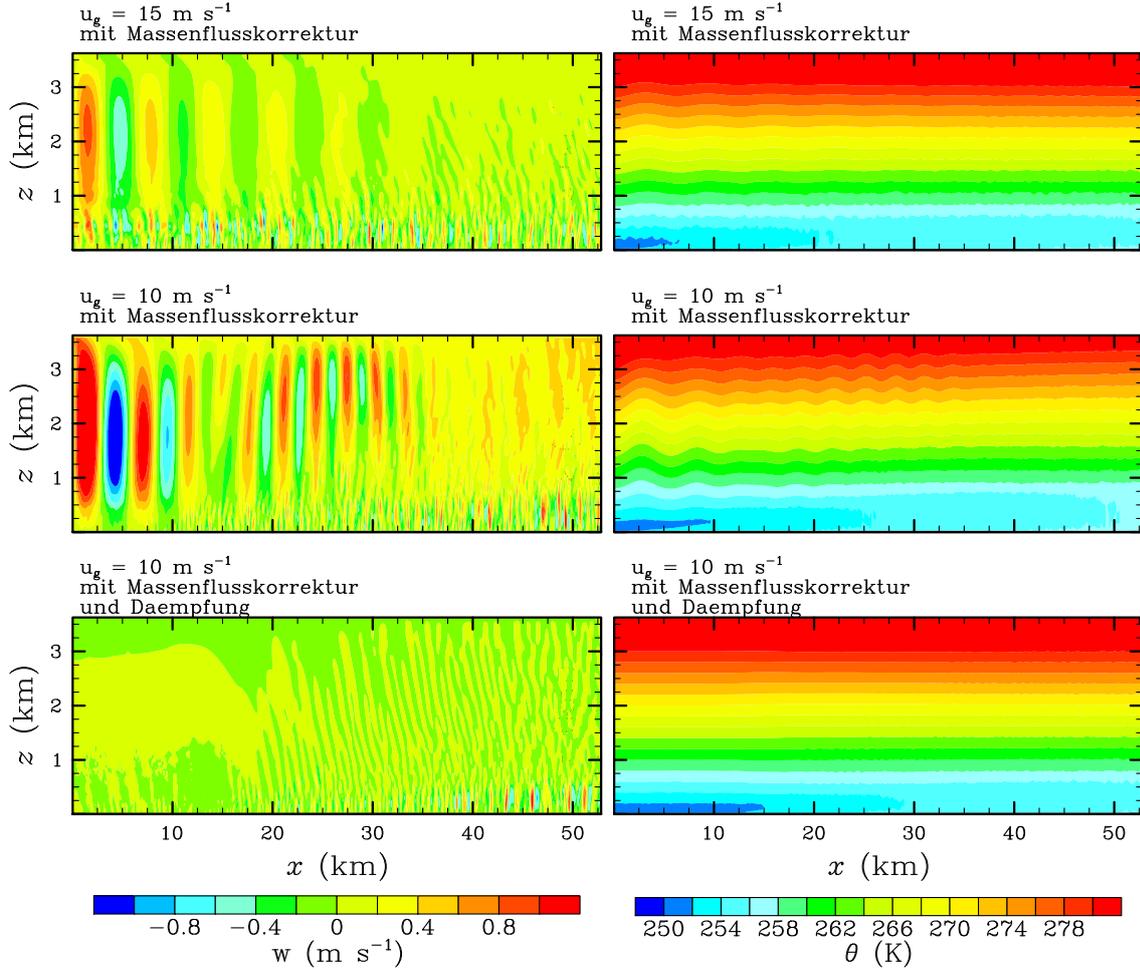


Abbildung 2.4: Vertikalschnitt der Vertikalgeschwindigkeit w (linke Spalte) und potentiellen Temperatur θ (rechte Spalte) in der xz -Ebene, gemittelt entlang der Richtung parallel zum Einströmrand nach einer Simulationszeit von 5 Stunden. Der Einströmrand befindet an der Stelle $x = 0$ km.

möglichst alle geostrophischen Windgeschwindigkeiten zu unterdrücken, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Option eines Dämpfungsbereichs in PALM implementiert. Dieser basiert auf eine Arbeit von Davies (1976) und kann unmittelbar hinter dem Einströmrand eingeschaltet werden. Testsimulationen haben gezeigt, dass es ausreichend war die prognostische Gleichung der potentiellen Temperatur (im Falle ohne Feuchte) bzw. der potentiellen Flüssigwassertemperatur (im Falle mit Feuchte) im dritten Runge-Kutta Teilzeitschritt zu dämpfen. Dazu wird Gleichung 2.3 um den folgenden Term erweitert:

$$\frac{\partial \theta_l}{\partial t} = \dots - C_{\text{relax}}(\theta_l - \theta_{l, \text{init}}). \quad (2.50)$$

Der Koeffizient C_{relax} wird bestimmt über:

$$C_{\text{relax}} = \begin{cases} F_{\text{in}} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{D-x}{D}\right), & \text{für } x < D, \\ 0, & \text{für } x \geq D. \end{cases} \quad (2.51)$$

Dabei gibt D die Länge des Dämpfungsbereichs an und F_{in} ist ein Dämpfungsfaktor. Beide Werte wurden in dieser Arbeit empirisch bestimmt, so dass sich keine Schwerewellen mehr ausbildeten.

Dabei war zu beachten, dass sowohl eine zu schwache als auch eine zu starke Dämpfung die Ausbildung der Schwerewellen nicht verhinderte. Bei einer zu starken Dämpfung verlagert sich die Ausbildung der ersten Schwerewellen vom Einströmrand weg an das Ende der Dämpfungszone. Zudem hängen D und F_{in} voneinander ab. Wird eine längere Dämpfungszone gewählt, verringert sich der benötigte Wert von F_{in} . Die oben beschriebene Simulation mit $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ wurde mit einer Dämpfungszone mit den Werten $D = 15 \text{ km}$ und $F_{\text{in}} = 0,05$ wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.4 in der untersten Reihe dargestellt. Sowohl in der Vertikalgeschwindigkeit als auch in der potentiellen Temperatur sind keine Anzeichen von Schwerewellen zu erkennen, so dass diese auch nicht mehr die Strömung in der atmosphärischen Grenzschicht überlagern. Die Strömung innerhalb der Simulation wird im Dämpfungsbereich durch den nicht-physikalischen Dämpfungsterm modifiziert und ist in dem Bereich nicht mit den realen Bedingungen eines KLA vergleichbar.

Durch die Implementierung des Dämpfungsbereiches in PALM wurde es erst möglich KLA mit geringen geostrophischen Windgeschwindigkeiten und nicht-zyklischen Randbedingungen zu untersuchen.

2.2.2 Anpassung der Phasengeschwindigkeit am Ausströmrand

In der vorliegenden Studie sollen unter anderem Vergleichsrechnungen mit der Studie von Chechin et al. (2013) durchgeführt werden, in der neben der Strömung aus Norden auch Strömungen aus Nordwest und Nordost untersucht wurden. In dem Fall trifft die Strömung schräg auf den Ausströmrand. Wie bereits in Kapitel 2.1.7 erwähnt, kam es mit der bisherigen Umsetzung der Strahlungsrandbedingungen zu einer nicht physikalischen Beschleunigung innerhalb der Grenzschicht nahe dem Ausströmrand im Falle einer zu schrägen Anströmung. Bei einer senkrechten Anströmung, wie sie in Gryscha und Raasch (2005) und Gryscha et al. (2008) verwendet wurde, tritt diese Beschleunigung nicht auf. Um zu zeigen, dass die Beschleunigung der Strömung tatsächlich durch die Randbedingungen am Ausströmrand verursacht wird, wurden zwei Testsimulationen mit unterschiedlicher Modellgebietslänge durchgeführt. Dabei wurde das Set-up aus Kapitel 2.2.1 wie folgt verändert. Um eine schräge Anströmung zu erhalten, werden die geostrophischen Windkomponenten auf die Werte $u_g = -6,2 \text{ m s}^{-1}$ und $v_g = 9,4 \text{ m s}^{-1}$ (südöstliche Strömung) gesetzt. Aus rechenzeitökonomischen Gründen wird die horizontale Gitterweite auf 100 m erhöht. Für die erste Simulation wird eine Gitterpunktanzahl von $N_x = 168$, $N_y = 1008$ und $N_z = 72$, also eine Modellgebietslänge von 100 km in y -Richtung, verwendet und die Länge der Dämpfungszone D auf 25 km erhöht. In Abbildung 2.5 (links) ist der Betrag der horizontalen Geschwindigkeit v_h , gemittelt über eine Stunde und entlang der Richtung parallel zum Ausströmrand, für diese Simulation dargestellt. Dabei ist ein deutliches Maximum nahe dem Ausströmrand in der unteren Modellgebietshälfte und ein Minimum in der oberen Modellgebietshälfte zu erkennen. Um zu zeigen, dass dieses durch den Ausströmrand verursacht wird, wurde eine zweite Simulation mit $N_y = 2016$ durchgeführt, welches einer Modellgebietslänge von 200 km in y -Richtung entspricht. Wie in Abbildung 2.5 (rechte Seite) zu erkennen, weist das Feld von v_h ähnliche Extremwerte nahe dem Ausströmrand auf wie in der Simulation mit einer Modellgebietslänge von 100 km, allerdings 100 km weiter stromabwärts. Dieses Ergebnis zeigt, dass im Falle einer schrägen Anströmung die Simulationsergebnisse zu stark durch die bisherigen Randbedingungen am Ausströmrand beeinflusst werden.

Um dieses Problem zu lösen, wurde für diese Arbeit eine konstante Phasengeschwindigkeit für alle Gitterpunkte am Ausströmrand gewählt, wie es z. B. in Ferziger und Peric (1996, S. 253) empfohlen wird. Um die maximal mögliche Phasengeschwindigkeit pro Zeitschritt zu erhalten, wird das CFL-Kriterium (vgl. Gl. 2.25) verwendet. Für einen Ausströmrand an der Südseite des

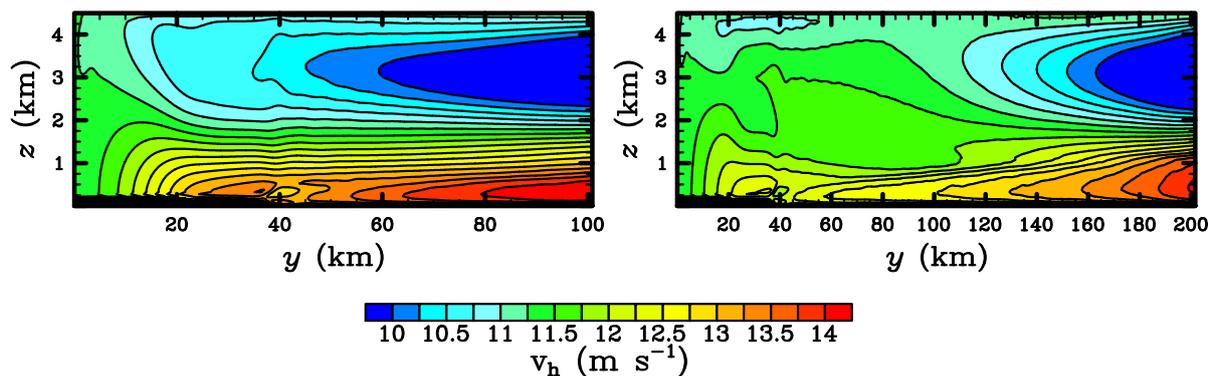


Abbildung 2.5: Vertikalschnitt des Betrages der horizontalen Geschwindigkeit v_h in der yz -Ebene, gemittelt in paralleler Richtung zum Ausströmrand, für eine südöstliche Strömung unter Verwendung lokaler Phasengeschwindigkeiten am Ausströmrand nach Orlanski (1976). Simulation mit einer Modellgebietslänge von 100 km (links) und 200 km (rechts).

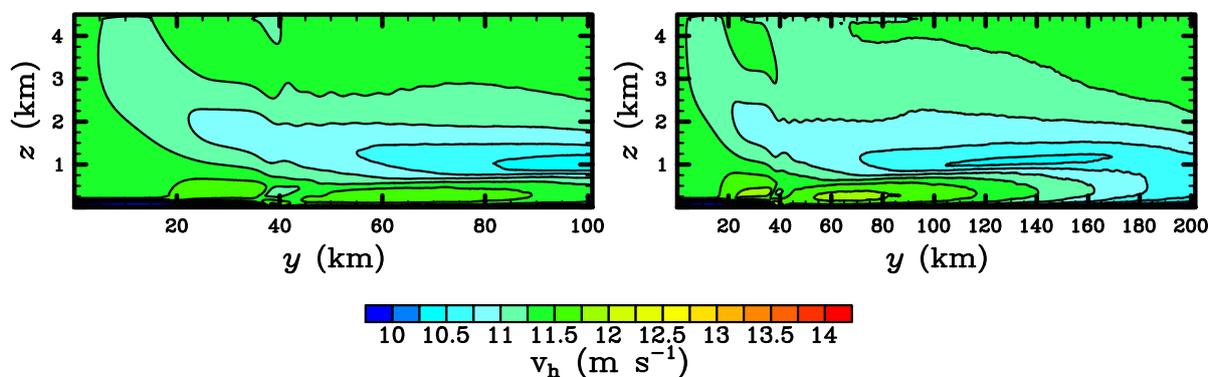


Abbildung 2.6: Wie Abbildung 2.5, nur unter Verwendung einer maximalen Phasengeschwindigkeit am Ausströmrand.

Modells ergibt das:

$$c_{ui} = c_{\max} = \frac{\Delta y}{\Delta t}. \quad (2.52)$$

Wird Gleichung 2.46 diskretisiert, indem für die zeitliche Ableitung ein vorwärtsgerichteter und für die räumliche Ableitung ein rückwärtsgerichteter Differenzenquotient verwendet wird, ergibt sich für die Geschwindigkeitskomponenten am südlichen Rand unter Verwendung von Gleichung 2.52:

$$u_{\text{rad}}^{t+\Delta t}(i, -1, k) = u^t(i, 0, k), \quad (2.53)$$

$$v_{\text{rad}}^{t+\Delta t}(i, 0, k) = v^t(i, 1, k), \quad (2.54)$$

$$w_{\text{rad}}^{t+\Delta t}(i, -1, k) = w^t(i, 0, k). \quad (2.55)$$

Der Index “rad” bezeichnet die Geschwindigkeit die sich aufgrund der in Kapitel 2.1.7 beschriebenen Lösung der Sommerfeldschen Strahlungsgleichung ergibt. Außerdem ist zu beachten, dass der Ausströmrand für v auf einer anderen Ebene liegt als für u und w (vgl. Kap. 2.1.7).

Unter Berücksichtigung der Massenflusskorrektur (s. Gl. 2.47) bestimmt sich die Geschwindig-

keit am südlichen Ausströmrand durch:

$$u^{t+\Delta t}(i, -1, k) = u_{\text{rad}}^{t+\Delta t}(i, -1, k), \quad (2.56)$$

$$v^{t+\Delta t}(i, 0, k) = v_{\text{rad}}^{t+\Delta t}(i, 0, k) + v_{\text{mass}}^{t+\Delta t}, \quad (2.57)$$

$$w^{t+\Delta t}(i, -1, k) = w_{\text{rad}}^{t+\Delta t}(i, -1, k). \quad (2.58)$$

Aufgrund der Neumann-Randbedingung für den Stördruck (Gl. 2.45) beeinflusst der Drucklöser nicht die Lösung am Ausströmrand.

Die beiden oben beschriebenen Simulationen wurden mit den Randbedingungen in den Gleichungen 2.56 bis 2.58 erneut durchgeführt. Die zeitlich und räumlich gemittelte Horizontalgeschwindigkeit ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Strömung in der unteren Modellgebietshälfte nicht mehr durch den Einfluss des Ausströmrandes beschleunigt wird. Außerdem ist im gesamten Modellgebiet oberhalb der Grenzschicht der Wert der horizontalen Windgeschwindigkeit nahe dem geostrophischen Wert, was in Abbildung 2.5 nicht der Fall war. Mit den Randbedingungen aus den Gleichungen 2.56 bis 2.58 beeinflusst der Ausströmrand kaum noch die Strömung im inneren des Modellgebietes, so dass die Simulationsdaten ausgewertet werden können.

Durch die hier beschriebenen Änderungen an den Ausströmrandbedingungen ist es möglich Strömungen, die schräg auf den Ausströmrand treffen, zu untersuchen. Allerdings sei an dieser Stelle noch auf den Einwand von Orlanski (1976) hingewiesen, der vermutete, dass die Methode einer maximalen Phasengeschwindigkeit nicht für komplexe geophysikalische Strömungen gültig ist. Er nahm an, dass Wellen mit geringeren Phasengeschwindigkeiten auftreten und diese reflektiert werden müssten. Dieses konnte in dieser Studie jedoch nicht festgestellt werden und bedarf weiteren Untersuchungen.

2.3 Die Ozeanversion

In diesem Kapitel wird die Ozeanversion von PALM (Version 3.10, Revision 1317) beschrieben. Die Modellversion musste für die Ozeansimulationen angepasst werden, da es in der Zwischenzeit eine Systemumstellung am HLRN von einer SGI Altix ICE 8200EX auf eine CRAY XC30 gab und diese Anpassungen notwendig machte. Die in dieser Arbeit verwendete Modellphysik ist in beiden Versionen verfügbar. Da die Ozeanversion zum größten Teil denselben Programmcode wie die Atmosphärenversion verwendet, werden in diesem Kapitel nur die Änderungen und Ergänzungen der Ozeanversion beschrieben. Im Programmcode selber wird zwischen der Atmosphären- und der Ozeanversion durch IF-Abfragen unterschieden. In dieser Arbeit wurden u. a. Simulationen mit angeregter Langmuir-Zirkulation durchgeführt. Die dazu nötigen Erweiterungen des Modells über die Benutzerschnittstelle werden in Kapitel 2.4 beschrieben.

Es ist zu beachten, dass in der Ozeanversion die Meeresoberfläche am Oberrand des Modells definiert ist und negative Werte von z die Tiefe angeben.

2.3.1 Modellgleichungen

Ähnlich zu den Gleichungen 2.1 bis 2.4 in der Atmosphärenversion in Kapitel 2.1.1 werden in der Ozeanversion die folgenden Modellgleichungen gelöst:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} - \epsilon_{ijk} f_j u_k - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \pi^*}{\partial x_i} - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g \delta_{i3} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \right), \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial u_j \theta}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j'' \theta''}}{\partial x_j}, \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial u_j S}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j'' S''}}{\partial x_j}, \quad (2.61)$$

sowie die Kontinuitätsgleichung 2.2. Dabei wird in Gleichung 2.59 die Dichte ρ im Auftriebsterm (**rot** hervorgehoben) verwendet, anstatt θ_v wie in Gleichung 2.1. Das Referenzprofil im Auftriebsterm entspricht in dieser Arbeit dem Initialisierungsprofil der Dichte ρ_0 . In dieser Arbeit wird keine geostrophische Strömung vorgegeben, so dass der Term nicht in der Bewegungsgleichung aufgeführt ist. Neben dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik (Gl. 2.60) gibt es noch eine weitere prognostische Gleichung für den Salzgehalt S (**blau** hervorgehoben).

Die Dichte ρ wird über die Zustandsgleichung für Meerwasser beschrieben und nach Jackett et al. (2006) bestimmt:

$$\rho(\theta, S, p_0) = \frac{P_n(\theta, S, p_0)}{P_d(\theta, S, p_0)}, \quad (2.62)$$

wobei P_n ein Polynom vierten Grades ist und P_d ein Polynom fünften Grades. Die einzelnen Terme und Koeffizienten sind in Tabelle A2 in Jackett et al. (2006) angegeben. In Gleichung 2.62 wird der Druck zur Bestimmung der Dichte benötigt. Dafür wird der zeitlich konstante Grundzustand des Druckes p_0 verwendet, der über die statische Grundgleichung bestimmt wird (z. B. Stull, 1988):

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -g\rho. \quad (2.63)$$

Aufgrund der Abhängigkeit der Gleichungen 2.62 und 2.63 voneinander, muss zu Beginn der Simulation auf Basis von Anfangswerten eine iterative Anpassung der Vertikalprofile erfolgen (s. Kap. 2.3.4).

2.3.2 Das Subskalenmodell

Die Parametrisierung der subskaligen Flüsse in der Ozeanversion ist äquivalent zu der Parametrisierung in der Atmosphärenversion (s. Kap. 2.1.2), unter Berücksichtigung des Salzgehaltes und der Dichte. Neben Gleichung 2.8 gelten die folgenden Gleichungen:

$$\overline{u_i'' \theta''} = -K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_i}, \quad (2.64)$$

$$\overline{u_i'' S''} = -K_h \frac{\partial S}{\partial x_i}. \quad (2.65)$$

Die Diffusionskoeffizienten werden über Gleichung 2.11 und 2.12 bestimmt. Anstatt θ_v wird jedoch ρ_{pot} in Gleichung 2.13 und ρ in Gleichung 2.14 verwendet. Somit ergibt sich:

$$l = \begin{cases} \min \left(\Delta, 1,8z, 0,76\sqrt{e} \left(\frac{g}{\rho_{\text{pot, ref}}} \frac{\partial \rho_{\text{pot}}}{\partial z} \right)^{-1/2} \right), & \text{für } \frac{\partial \rho_{\text{pot}}}{\partial z} > 0, \\ \min(\Delta, 1,8z), & \text{für } \frac{\partial \rho_{\text{pot}}}{\partial z} \leq 0 \end{cases} \quad (2.66)$$

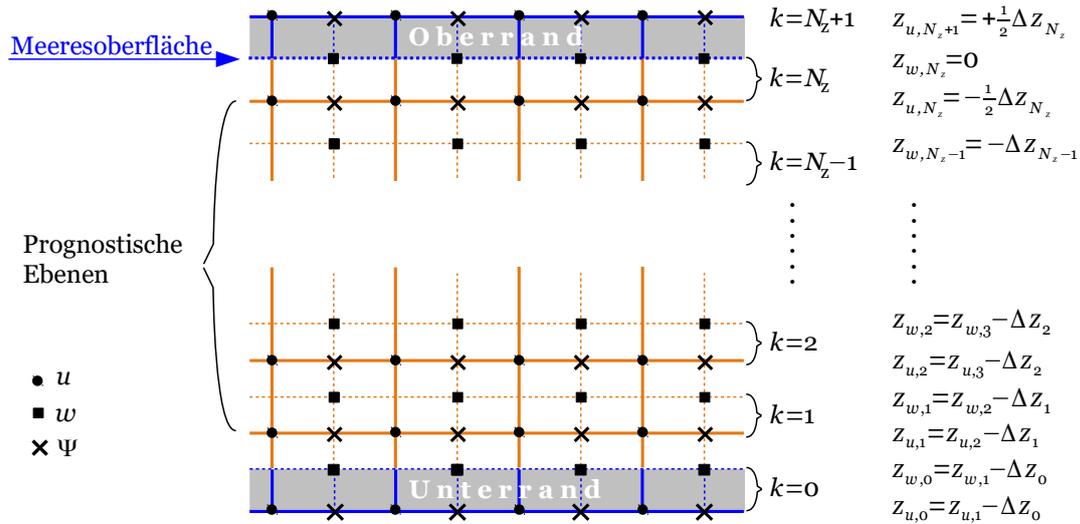


Abbildung 2.7: Anordnung der Variablen und Definition der vertikalen Ränder für die Ozeanversion, dargestellt in einem xz -Ausschnitt. Dabei sind ausgefüllte Kreise die Gitterpunkte der Geschwindigkeitskomponente u , ausgefüllte Quadrate der Geschwindigkeitskomponente w und Kreuze der skalaren Größen Ψ .

mit der potentiellen Dichte (Jackett et al., 2006):

$$\rho_{\text{pot}}(\theta, S) = \frac{P_n(\theta, S)}{P_d(\theta, S)} \quad (2.67)$$

und

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial u_i e}{\partial x_i} - \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\rho_{\text{ref}}} \overline{w'' \rho''} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i'' \left(e + \frac{p''}{\rho_0} \right)} \right) - \epsilon. \quad (2.68)$$

Die rot hervorgehobenen Terme markieren die gegenüber der Atmosphärenversion geänderten Terme. Die Referenzprofile $\rho_{\text{pot,ref}}$ und ρ_{ref} repräsentieren das vertikale Mittel über das jeweilige Initialisierungsprofil. Der subskalige Fluss der Dichte wird bestimmt über:

$$\overline{w'' \rho''} = -K_h \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (2.69)$$

Seit der PALM Version 4, Revision 2126 wird korrekterweise die potentielle Dichte im Produktionsterm von Gleichung 2.68 verwendet, d. h. $\frac{g}{\rho_{\text{ref}}} \overline{w'' \rho''_{\text{pot}}}$. Der subskalige Fluss der potentiellen Dichte wird analog zu Gleichung 2.69 über den Gradienten der potentiellen Dichte bestimmt. In der für diese Arbeit verwendeten PALM Version war der Fehler noch nicht behoben.

2.3.3 Randbedingungen und Gitterstreckung

In der Ozeanversion ist die Meeresoberfläche am oberen Rand definiert. Die Ebenenbezeichnungen aus Kapitel 2.1.7 bleiben erhalten. Allerdings ist am oberen Rand $z = 0$ m definiert, so dass die z -Achse innerhalb des Modells negative Werte aufweist, d. h. die Tiefe angibt (s. Abb. 2.7). An den vier seitlichen Rändern werden für die Ozeansimulationen zyklische Randbedingungen gewählt.

Der obere Rand

Die Meeresoberfläche ist auf der obersten Gitterebene der w -Komponente, $k = N_z$, definiert (s. Abb. 2.7). Auf dieser Ebene werden die Vertikalflüsse für Impuls, Wärme und Salz vorgegeben.

Für die horizontalen Geschwindigkeiten und alle skalaren Größen wird zwischen $k = N_z$ und $k = N_z + 1$ eine Nullgradientbedingung gewählt:

$$\Phi(i, j, N_z + 1) = \Phi(i, j, N_z), \text{ mit } \Phi \in \{u, v, \theta, S, e, p^*\}. \quad (2.70)$$

Durch die Nullgradientbedingung des Stördruckes p^* entstehen keine Vertikalgeschwindigkeiten an der Meeresoberfläche aufgrund des Drucklösers.

Der untere Rand

Um Küsteneffekte nicht berücksichtigen zu müssen, sollen die Simulationen in dieser Arbeit für den offenen Ozean gelten, d. h. die Wassertiefe beträgt mindestens 200 m (z. B. Brun et al., 2015). Somit muss in dieser Arbeit für die Ozeansimulationen keine feste Oberfläche am unteren Rand angenommen werden, d. h. keine starke Reibung. Stattdessen wird am unteren Rand für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten, die Temperatur und den Salzgehalt eine Nullgradientbedingung gewählt:

$$\Phi(i, j, 0) = \Phi(i, j, 1), \text{ mit } \Phi \in \{u, v, \theta, S\}. \quad (2.71)$$

Für den Stördruck wird eine Dirichlet-Bedingung verwendet.

Stößt die Konvektion aus der Mischungsschicht an die Inversion in der Tiefe, werden Schwerkwellen angeregt. Diese können sich aufgrund der stabilen Schichtung bis zum Unterrand des Modells ausbreiten. Dort werden die Wellen reflektiert, was zu einer Beeinflussung der Strömung im gesamten Modellgebiet führen kann. Um dies zu verhindern wird im unteren Bereich des Modells eine Rayleigh-Dämpfung verwendet. Dabei wird beim dritten Runge-Kutta Teilzeitschritt ein zusätzlicher Dämpfungsterm zu den prognostischen Gleichungen 2.59-2.61 hinzugefügt:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \dots - R_{\text{ray}} (\Phi - \Phi_{\text{init}}), \text{ mit } \Phi \in (u, v, w, \theta, S), \quad (2.72)$$

mit dem Koeffizienten nach Klemp und Lilly (1978):

$$R_{\text{ray}} = \begin{cases} 0, & \text{für } z \geq z_{\text{ray}}, \\ c_{\text{ray}} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{z_{\text{ray}} - z}{z_{\text{ray}} - z_{b+1}}\right), & \text{für } z < z_{\text{ray}}. \end{cases} \quad (2.73)$$

Dabei ist $z_{b+1} = z(k = 1)$, z_{ray} ist die Tiefe ab der gedämpft wird und c_{ray} ist ein konstanter Faktor. In dieser Arbeit wurde $z_{\text{ray}} = -100$ m und $c_{\text{ray}} = 0,005$ gewählt.

Äquivalent zur Atmosphärenversion (s. Kap. 2.1.4) wird im Ozean das Gitter unterhalb der Mischungsschicht gestreckt:

$$\Delta z_{k-1} = \begin{cases} \Delta z_k, & \text{für } z_k \geq z_{k, \text{stretch}}, \\ f_{\text{stretch}} \Delta z_k, & \text{für } z_k < z_{k, \text{stretch}}. \end{cases} \quad (2.74)$$

2.3.4 Initialisierung

Zur Initialisierung werden die vertikalen Profile der potentiellen Temperatur und des Salzgehaltes vorgegeben. Aus diesen Profilen werden die Initialisierungsprofile des Druckes p_0 (s. Gl. 2.63) und der Dichte ρ_0 (s. Gl. 2.62) bestimmt. Aufgrund der Abhängigkeit dieser beiden Größen voneinander, wie in den beiden Gleichungen 2.63 und 2.62 zu sehen, werden die Profile iterativ bestimmt. Dazu wird Gleichung 2.63 integriert:

$$p_0(k) = p_0(k + 1) + g\rho_{\text{init}}(k)\Delta z(k + 1), \text{ für } k \leq N_z. \quad (2.75)$$

Die Werte für die Dichte und den Druck werden an der Meeresoberfläche vorgegeben mit $\rho_w = \rho(k = N_z + 1) = 1027,62 \text{ kg m}^{-3}$ und $p_w = p_0(k = N_z + 1) = 1013,25 \text{ hPa}$. Aufgrund des fehlenden Dichteprofiles wird die Dichte bei der ersten Berechnung auf einen konstanten Wert gesetzt $\rho(k) = \rho_w$. Mit dem daraus resultierenden Druckprofil wird mit Gleichung 2.62 ein Dichteprofil bestimmt womit dann über Gleichung 2.75 das Druckprofil erneut berechnet wird. Insgesamt wird fünfmal iteriert.

Die Turbulenz wird, wie in Kapitel 2.1.6 beschrieben, durch das Aufprägen von Zufallszahlen auf die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten angeregt.

2.4 Anpassung der Ozeanversion zur Generierung der Langmuir-Zirkulation

In dieser Arbeit wurden Simulationen mit angeregter Langmuir-Zirkulation durchgeführt. Dazu wurden die Gleichungen in PALM erweitert, basierend auf der in Kapitel 1.3.1 beschriebenen Theorie von Craik und Leibovich (1976). Wie in anderen LES-Studien (z. B. Skillingstad und Denbo, 1995; McWilliams et al., 1997; Noh et al., 2004) werden dabei die Bewegungsgleichungen um die Wirbelkraft $\epsilon_{ijk} u_{s,j} \omega_k$ ergänzt, welche die Stokessche Driftgeschwindigkeit $u_{s,j}$ mit den Komponenten (u_s, v_s) und die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes $\omega = \epsilon_{klm} \partial_{x_l} u_m$ enthält. Unter Berücksichtigung der Erdrotation wird die Stokessche Driftgeschwindigkeit auch im Coriolis-term berücksichtigt (z. B. McWilliams et al., 1997; Noh et al., 2004). Außerdem wird $u_{s,j}$ in allen prognostischen Gleichungen im Advektionsterm zu der jeweiligen transportierenden Geschwindigkeitskomponente addiert (z. B. Skillingstad und Denbo, 1995; Noh et al., 2004). Die modifizierten Gleichungen 2.59 bis 2.61 lauten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} = & - \frac{\partial(u_j + u_{s,j})u_i}{\partial x_j} - \epsilon_{ijk} f_j (u_k + u_{s,k}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \pi^*}{\partial x_i} - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g \delta_{i3} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \right) + \epsilon_{ijk} u_{s,j} \omega_k, \end{aligned} \quad (2.76)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\partial(u_j + u_{s,j})\theta}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j'' \theta''}}{\partial x_j}, \quad (2.77)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = - \frac{\partial(u_j + u_{s,j})S}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j'' S''}}{\partial x_j}. \quad (2.78)$$

Die Änderungen zum Gleichungssystem 2.59 bis 2.61 sind rot hervorgehoben. Die Stokessche Driftgeschwindigkeit gibt die Strömungsgeschwindigkeit wieder, die durch das windangetriebene Wellenfeld entsteht. Dabei wird die Annahme getroffen, dass das Wellenfeld stationär und monochromatisch ist. In anderen LES Studien (z. B. Skillingstad und Denbo, 1995) wurde die Stokessche Driftgeschwindigkeit mittels einer Wellenlänge und einer Wellenhöhe bestimmt. In dieser Arbeit wird allerdings kein Vergleich mit Messdaten gemacht, wodurch diese Parameter nicht anhand konkreter Daten gewählt werden können. Darum wurde hier die Abschätzung über die turbulente Langmuir Zahl La_t gewählt, welche von McWilliams et al. (1997) wie folgt definiert wurde:

$$La_t = \sqrt{\frac{u_*}{U_s}}. \quad (2.79)$$

Dabei ist U_s der Absolutbetrag der Stokesschen Driftgeschwindigkeit an der Meeresoberfläche. In dieser Studie wird der Wert $La_t = 0,34$ gewählt, welcher als typischer Wert für den Ozean gilt (Li et al., 2005). Mit der Vorgabe der Schubspannungsgeschwindigkeit, näheres siehe Kapitel 4.1, kann U_s durch umstellen von Gleichung 2.79 bestimmt werden. Allerdings ist es durch

diesen Ansatz nicht möglich die einzelnen Komponenten der Stokesschen Driftgeschwindigkeit zu bestimmen. Da in dieser Arbeit $\overline{w'u'_a}$ um eine Größenordnung geringer ist als $\overline{w'v'_a}$, kann der Antrieb in x -Richtung vernachlässigt werden. Somit kann für diese Arbeit $u_{s,j} = (0, v_s)$ angenommen werden. Des Weiteren nimmt die Stokessche Driftgeschwindigkeit mit der Tiefe näherungsweise exponentiell ab (Kenyon, 1969; Huang, 1971; Li und Garrett, 1993):

$$v_s(z) = U_s e^{(4\pi \frac{z}{\lambda})}. \quad (2.80)$$

Die Wellenlänge λ wird wie in Skyllingstad und Denbo (1995) und Noh et al. (2004) auf 40 m gesetzt.

3 Vergleich zwischen Simulationen von Kaltluftausbrüchen mit gerader und strukturierter Eiskante

In dieser Arbeit wird der Einfluss von erzwungenen Konvektionsrollen in der atmosphärischen Grenzschicht während eines KLA auf den vertikalen Transport von Wärme, Feuchte und Impuls untersucht. Wie Gryschka et al. (2008) zeigen konnten, werden erzwungene Rollen im Übergangsbereich zwischen Eis und Wasser angeregt. Diese Eigenschaft wird in der vorliegenden Studie genutzt, um den Einfluss der Rollen auf vertikale Austauschprozesse innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht zu quantifizieren. Dafür werden zwei Simulationen, eine mit Rollen und eine ohne Rollen, miteinander verglichen, wobei in beiden Simulationen dieselben meteorologischen Bedingungen vorliegen. Dazu wird in der einen Simulation eine strukturierte Eiskante verwendet, durch die erzwungene Rollen angeregt werden, und in der anderen Simulation eine gerade Eiskante, so dass sich keine erzwungenen Rollen ausbilden.

Zunächst wird in Kapitel 3.1 der Aufbau der Simulationen beschrieben. Danach wird in Abschnitt 3.2 ein ausführlicher Vergleich zwischen zwei Simulationen, eine mit und eine ohne angeregte Rollen, für eine Parameterkombination gezeigt. Damit die Ergebnisse möglichst repräsentativ für starke KLA sind, wird eine Parameterstudie durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel 3.3 gezeigt werden. Dabei wird der Einfluss des geostrophischen Windes, der Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser, der Luftfeuchtigkeit und der Wellenlänge der Rollen untersucht.

Die Ergebnisse in den Kapiteln 3.1, 3.2, 3.3.1 und 3.3.2 sind in weiten Teilen in Gryschka et al. (2014) veröffentlicht. Darin wurde die x -Achse in Hauptströmungsrichtung gelegt (Nord-Süd-Richtung). Um Missverständnisse zu vermeiden, ist diese Definition in diesem und im folgenden Kapitel übernommen worden. Bei der Modellbeschreibung in Kapitel 2 ist hingegen die x -Achse wie im Modell selber in West-Ost-Richtung definiert.

In einer Studie von Chechin et al. (2013) wurde der Einfluss verschiedener Parameter auf die Stärke eines Geschwindigkeitsmaximums während eines KLA mittels eines mesoskaligen Modells untersucht. Der untersuchte Parameterraum von Chechin et al. (2013) überschneidet sich mit dem in dieser Arbeit. Darum wird in Kapitel 3.3.4 ein Vergleich zwischen der Arbeit von Chechin et al. (2013) und der vorliegenden Arbeit bezüglich des Geschwindigkeitsmaximums durchgeführt.

3.1 Beschreibung/Aufbau der Simulationen

3.1.1 Set-up

Das Modellgebiet hat in allen Simulationen dieses Kapitels eine Erstreckung von 192 km in x -Richtung¹. Die Modellgebietsbreite (y -Richtung) variiert abhängig von der Situation. In Simulationen mit gerader Eiskante ist die Breite 16 km und mit strukturierter Eiskante das Vierfache der Wellenlänge der Heterogenität λ und liegt im Bereich zwischen 8 km und 32 km. Die Höhe des Modellgebiets beträgt 6,8 km. Die Gitterweite hat sowohl in den horizontalen Richtungen als auch in der vertikalen Richtung bis in eine Höhe von 2,5 km einen Wert von 50 m. Oberhalb von 2,5 km wird die Gitterweite, wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben, mit dem Faktor von $f_{\text{stretch}} = 1,05$ bis zu einem Wert von 100 m gestreckt.

In x -Richtung werden nicht-zyklische Randbedingungen verwendet (vgl. Kap. 2.1.7), mit dem

¹Nord-Süd Richtung in Kapitel 3 und 4

Einströmrand am nördlichen Rand ($x = 0$ km). In y -Richtung werden zyklische Randbedingungen definiert. Die vertikalen Initialisierungsprofile bzw. die Vertikalprofile am Einströmrand (vgl. Kap. 2.1.6) orientieren sich an einem starken KLA der während der ARTIS Messkampagne über der Framstraße am 4. und 5. April 1998 beobachtet wurde (Hartmann et al., 1999). Der Breitengrad betrug etwa 80° . Der in dieser Arbeit untersuchte Parameterraum für die Temperatur der advehierten Luftmasse und der geostrophischen Windgeschwindigkeit basiert auf beobachteten KLA in der arktischen Region im Winter (Brümmer, 1996, 1999). Die Einströmprofile repräsentieren eine Luftmasse die über dem Eis liegt und nach Süden advehiert wird. Dabei wird von der Oberfläche ausgehend eine neutral geschichtete Atmosphäre bis in eine Höhe von $z = 375$ m angenommen, die sich typischerweise aufgrund von dynamischen Mischungsprozessen über dem Eis ausbildet. Oberhalb dieser Schicht liegt eine abschließende Inversion mit einem Gradienten der potentiellen Temperatur von $\partial_z \theta = 0,033 \text{ K m}^{-1}$ bis in eine Höhe von $z = 525$ m und darüber eine stabile Schicht mit $\partial_z \theta = 0,009 \text{ K m}^{-1}$ bis zum Modelloberrand. Die potentielle Temperatur θ innerhalb der neutralen Schicht wird auf den Wert der Oberflächentemperatur des Eises T_E gesetzt, welche zwischen den Simulationen im Bereich von 238 K bis 253 K variiert wird. Die Wassertemperatur an der Meeresoberfläche T_W beträgt in allen Simulationen 273 K. Der Gesamtwassergehalt q ist am Einströmrand bis in eine Höhe von 2,5 km auf 80 % des Sättigungswertes der Luft gesetzt. Darüber wird q auf 90 % des Wertes vom darunterliegenden Gitterpunkt reduziert, so dass die Feuchte sukzessive mit der Höhe abnimmt. Der geostrophische Wind wird im Bereich zwischen 10 m s^{-1} und 20 m s^{-1} variiert und das Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit am Einströmrand und zur Initialisierung wird mit einem 1D-Modell (s. Kap. 2.1.6) bestimmt.

Die Oberfläche besteht die ersten 25 km hinter dem Einströmrand aus Eis, vorgegeben durch die Oberflächentemperatur und die Rauigkeitslängen. In den Simulationen, in denen erzwungene Rollen angeregt werden sollen, wird im Bereich zwischen $x = 25$ km und $x = 30$ km ein Übergangsbereich zwischen Eis und Wasser definiert. In dem Übergangsbereich befinden sich in y -Richtung periodisch abwechselnde Streifen gleicher Breite von Eis und Wasser. Die Breite eines Streifens entspricht einer halben Wellenlänge $\lambda/2$, wobei für λ Werte zwischen 2 km und 8 km verwendet werden. Hinter dem Übergangsbereich ($x > 30$ km) schließt sich der offene Ozean an. Diese Form der Eiskante wird in dieser Arbeit als strukturiert bezeichnet. In den Simulationen, in denen keine Rollen angeregt werden sollen, wird die homogene Eisfläche bis $x = 27,5$ km erweitert und durch eine gerade Eiskante, welche parallel zur y -Achse verläuft, vom offenen Ozean getrennt. Eine mit der Strömung advehierte Luftmasse hat sowohl im Falle einer strukturierten als auch im Falle einer geraden Eiskante an der Position $x = 30$ km dieselbe Fläche an Eis und Wasser überströmt. Somit hat eine Luftmasse unabhängig von der Eiskante ab dieser Position denselben Wärmeeintrag an der Oberfläche erhalten. Darum ist es bei einem Vergleich zwischen diesen Simulationen sinnvoll die Skala $d = x - 30$ km in x -Richtung zu verwenden.

Das Koordinatensystem und die abweichenden Winkel der Strömung von der Nord-Süd Achse sind exemplarisch anhand eines Falles mit gerader Eiskante in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Winkel α definiert dabei den Ablenkungswinkel des geostrophischen Windes \mathbf{v}_g von der Nord-Süd Achse. Der mittlere Wind in der konvektiven Grenzschicht \mathbf{v}_{CBL} (engl. *convective boundary layer*, CBL) wird bestimmt über:

$$\mathbf{v}_{\text{CBL}} = \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i} dz \langle \mathbf{v}_h \rangle, \quad (3.1)$$

mit dem in y -Richtung gemittelten horizontalen Wind $\langle \mathbf{v}_h \rangle = \langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle$. Die Abweichung der Windrichtung des Windes \mathbf{v}_{CBL} von der Nord-Süd Achse wird über den Winkel β angegeben. Winde aus nordöstlichen Richtungen werden mit positiven Winkeln bis zu 90° angegeben und Winde aus nordwestlichen Richtungen mit negativen Winkeln bis zu -90° .

Um die Turbulenz, wie in Kapitel 2.1.6 beschrieben, am Anfang der Simulation anzuregen, werden im gesamten Modellgebiet zu Beginn geringe Störungen mit einer Amplitude von $0,1 \text{ m s}^{-1}$ in

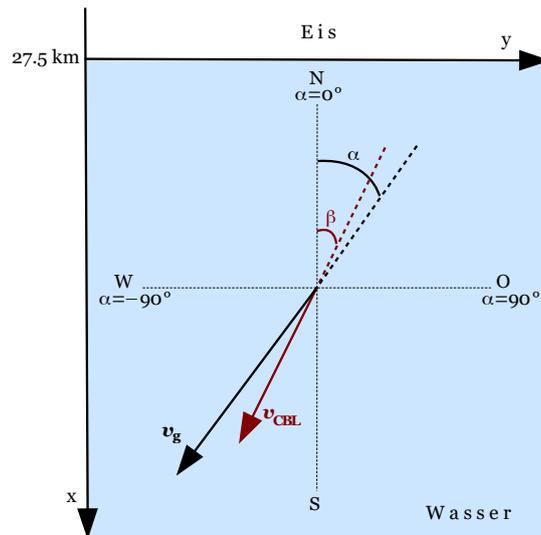


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des verwendeten Koordinatensystems. Die Winkelbezeichnungen sind angelehnt an der Definition von Chechin et al. (2013). Die Abweichung des geostrophische Windes v_g von der Nord-Süd Achse wird mit dem Winkel α angegeben, wobei $\alpha = 0$ als eine Nordströmung definiert ist. Die Abweichung des mittleren Grenzschichtwindes v_{CBL} von der Nord-Süd Achse wird in gleicher Weise mit dem Winkel β ausgedrückt.

den unteren 350 m aufgeprägt. Aufgrund der laminaren Einströmung wird über dem Eis, im Bereich zwischen $x = 14$ km und 24 km, das Strömungsfeld während der gesamten Simulationsdauer gestört. Dadurch entwickelt sich frühzeitig eine turbulente Strömung hinter der Eiskante. Alle Simulationen wurden über 17 h integriert, wobei die Strömung in allen Fällen nach 14 h stationär war. Das bedeutet, dass alle Größen, die über die letzten drei Stunden und entlang der y -Richtung gemittelt wurden, sich nicht mehr signifikant änderten. Eine Ausnahme davon bildeten die Windgeschwindigkeitskomponenten und die Impulsflüsse. Diese waren am Ende der Simulationen noch nicht komplett stationär, was in Kapitel 3.2.3 näher diskutiert wird. Im gesamten Kapitel 3 sind zeitlich gemittelte Größen über die letzten drei Stunden der Simulation gemittelt.

Die durchgeführten atmosphärischen Simulationen werden in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Nomenklatur der unterschiedlichen Fälle haben das Format: $T_{xx}V_{yy}\lambda z$. Dabei steht an der Stelle von xx die Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Eis ($\Delta T = T_w - T_E$) in K. An der Stelle von yy steht der Betrag der geostrophischen Windgeschwindigkeit $|v_g| = \sqrt{u_g^2 + v_g^2}$ in m s^{-1} und an der Stelle von z die Wellenlänge der Heterogenität in km. Für Simulationen mit gerader Eiskante wird an Stelle von λz die Abkürzung SE (engl. *straight edge*) verwendet. Außerdem werden die Abkürzungen $T_{xx}V_{yy}\lambda z\text{DRY}$ für Simulationen ohne Feuchte verwendet und $T_{xx}V_{yy}\lambda z\alpha v w w$ für Simulationen in denen der geostrophische Wind nicht senkrecht zur Eiskante ausgerichtet ist. Hierbei ist $w w$ die Angabe des Winkels α , also der Winkel zwischen dem gestrophischen Wind und der Nord-Süd Achse. Das v gibt das Vorzeichen an und wird entsprechend der oben genannten Definiton (vgl. Abb. 3.1) verwendet, wobei ein p (Plus) für positive Winkel und ein m (Minus) für negative Winkel steht.

3.1.2 Bestimmung der turbulenten Flüsse

In dieser Arbeit soll unter anderem der Einfluss der Rollen auf den vertikalen turbulenten Transport bestimmt werden. Um den Anteil der Rollen am Gesamttransport zu bestimmen, wird in den Simulationen sowohl der Anteil der organisierten Turbulenz als auch der Anteil der unorganisierten

Tabelle 3.1: Parameter und Bezeichnung der simulierten atmosphärischen Fälle.

ΔT (K)	$ v_g (\text{m s}^{-1})$			λ (km)	α (°)	Feuchte
	10	15	20			
20	T20V10SE	T20V15SE	T20V20SE	-	0	Ja
	T20V10 λ 4	T20V15 λ 4	T20V20 λ 4	4	0	Ja
25	T25V10SE	T25V15SE	T25V20SE	-	0	Ja
	-	T25V15SEDRY	-	-	0	Nein
	-	T25V15 λ 2	-	2	0	Ja
	T25V10 λ 4	T25V15 λ 4	T25V20 λ 4	4	0	Ja
	-	T25V15 λ 4DRY	-	4	0	Nein
	-	T25V15 λ 6	-	6	0	Ja
30	-	T25V15 λ 8	-	8	0	Ja
	T30V10SE	T30V15SE	T30V20SE	-	0	Ja
	T30V10SE α p30	-	-	-	30	Ja
	T30V10SE α m30	-	-	-	-30	Ja
	T30V10 λ 4	T30V15 λ 4	T30V20 λ 4	4	0	Ja
	T30V10 λ 4 α p30	-	-	4	30	Ja
	T30V10 λ 4 α m30	-	-	4	-30	Ja
35	T35V10SE	T35V15SE	T35V20SE	-	0	Ja
	T35V10 λ 4	T35V15 λ 4	T35V20 λ 4	4	0	Ja

Turbulenz berechnet.

Die folgenden Berechnungen gelten nur für den stationären Zustand der Simulation. Dazu wird eine Größe Ψ aufgespalten in einen mittleren Anteil $\langle \Psi \rangle$, wobei es sich dabei um eine räumliche Mittelung entlang der y -Achse (parallel zur Eiskante) handelt, und eine Abweichung von diesem Mittel Ψ' . Die Abweichung Ψ' kann dann in einen Anteil der organisierten Turbulenz Ψ^r , in dieser Arbeit die erzwungenen Grenzschichtrollen, und einen Anteil der unorganisierten Turbulenz Ψ^t , hier die gesamte nicht stationäre Turbulenz, aufgeteilt werden. Demnach gilt für Ψ :

$$\Psi = \langle \Psi \rangle + \Psi' = \langle \Psi \rangle + \Psi^r + \Psi^t. \quad (3.2)$$

Bei den untersuchten Rollen handelt es sich um erzwungene Rollen, deren Achse stationär ist. Durch diese Eigenschaft kann der Rollenanteil mit Hilfe des zeitlichen Mittels $\overline{\Psi}$ bestimmt werden. Die Anteile der unorganisierten Turbulenz, welche hier als nicht stationär angenommen werden, gehen dabei nicht in den Mittelwert mit ein. Es gilt:

$$\Psi^r = \overline{\Psi} - \langle \Psi \rangle, \quad (3.3)$$

wobei, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, in dieser Arbeit über die letzten drei Stunden des stationären Zustandes gemittelt wird. Der Anteil der unorganisierten Turbulenz kann mit der Umstellung von Gleichung 3.2:

$$\Psi^t = \Psi - \langle \Psi \rangle - \Psi^r \quad (3.4)$$

und der Gültigkeit von Gleichung 3.3 bestimmt werden.

Zunächst betrachten wir das räumliche Mittel des vertikalen Flusses der Größe Ψ , also das Produkt zwischen w und Ψ . Dabei wird erstmal nur die Aufteilung im ersten Teil der Gleichung 3.2 betrachtet. Es gilt zum einen definitionsgemäß $\langle \Psi' \rangle = 0$. Zum anderen gelten für beliebige

Größen a und b die Regeln $\langle a + b \rangle = \langle a \rangle + \langle b \rangle$ und $\langle \langle a \rangle \rangle = \langle a \rangle$ (z. B. Etling, 2002, S. 254). Unter Berücksichtigung dieser Regeln würde sich analog nach Etling (2002, S. 254) hier

$$\langle w\Psi \rangle = \langle w \rangle \langle \Psi \rangle + \langle w'\Psi' \rangle \quad (3.5)$$

ergeben. Dabei steht der erste Term auf der rechten Seite für den Fluss der mittleren Größe $\langle \Psi \rangle$ mit der mittleren Vertikalgeschwindigkeit und der zweite Term für den vertikalen turbulenten Gesamttransport (z. B. Etling, 2002, S. 255ff). Der vertikale turbulente Gesamttransport kann nun entsprechend dem zweiten Teil der Gleichung 3.2 in einen Rollenanteil und einen Anteil der unorganisierten Turbulenz aufgeteilt werden. Unter den oben genannten Regeln ergibt sich:

$$\begin{aligned} \langle w'\Psi' \rangle &= \langle (w^r + w^t)(\Psi^r + \Psi^t) \rangle \\ &= \langle w^r\Psi^r + w^r\Psi^t + w^t\Psi^r + w^t\Psi^t \rangle \\ &\quad | \text{ mit } \langle a + b \rangle = \langle a \rangle + \langle b \rangle \\ &= \langle w^r\Psi^r \rangle + \langle w^r\Psi^t \rangle + \langle w^t\Psi^r \rangle + \langle w^t\Psi^t \rangle . \end{aligned} \quad (3.6)$$

Um eine bessere Statistik zu erzielen, werden die Flüsse noch zeitlich gemittelt. Für das zeitliche Mittel zweier beliebiger Größen a und b gilt ebenfalls die Regel $\overline{a + b} = \overline{a} + \overline{b}$. Angewendet auf Gleichung 3.6 gilt somit:

$$\overline{\langle w'\Psi' \rangle} = \overline{\langle w^r\Psi^r \rangle} + \overline{\langle w^r\Psi^t \rangle} + \overline{\langle w^t\Psi^r \rangle} + \overline{\langle w^t\Psi^t \rangle} . \quad (3.7)$$

Dabei beschreibt $\overline{\langle w^r\Psi^r \rangle}$ den vertikalen Transport der Rollen und $\overline{\langle w^t\Psi^t \rangle}$ den vertikalen Transport der unorganisierten Turbulenz, jeweils räumlich und zeitlich gemittelt. Die beiden mittleren Terme $\overline{\langle w^r\Psi^t \rangle}$ und $\overline{\langle w^t\Psi^r \rangle}$ beschreiben den räumlich und zeitlich gemittelten Transport aufgrund der Wechselwirkung zwischen organisierter und unorganisierter Turbulenz.

Zur Bestimmung des Rollenanteils nach Gleichung 3.3 wird bereits das zeitliche Mittel der zu betrachtenden Größe benötigt. Um diese Berechnung in einer Simulation umzusetzen gibt es zwei Möglichkeiten. Die erste Möglichkeit besteht darin, die Mittelung im Anschluss an die Simulation durchzuführen. Dafür werden allerdings zu jedem Zeitschritt des Mittelungszeitraumes die drei-dimensionalen Felder der einzelnen Größen w und Ψ benötigt, was in diesem Fall mehrere Terabyte Datenspeicher für jede Simulation bedeutet. Die zweite Möglichkeit, welche für diese Arbeit gewählt wurde, besteht in der Wiederholung der Simulation für den gewünschten Mittelungszeitraum von drei Stunden. Nach der ersten Durchführung der Simulation werden die zeitlich gemittelten Felder \overline{w} und $\overline{\Psi}$ gespeichert. Während der Wiederholung der Simulation können dann nach Gleichung 3.3 die Rollenanteile und nach Gleichung 3.4 die Anteile der unorganisierten Turbulenz berechnet werden. Damit können schließlich die einzelnen Flussanteile nach Gleichung 3.7 berechnet werden.

Es sei noch angemerkt, dass es sich bei der Größe Ψ^t nicht ausschließlich um unorganisierte Turbulenz handeln muss. Es können organisierte Strukturen vorkommen, die allerdings nicht stationär sind und somit durch die Mittelung in Gleichung 3.3 gefiltert werden. Dazu gehören z. B. die kohärenten Strukturen in einer konvektiven Grenzschicht wie sie z. B. von Schmidt und Schumann (1989) beobachtet wurden. Eine weitere Aufteilung von $\overline{\langle w^t\Psi^t \rangle}$ ist kein Bestandteil dieser Arbeit.

3.2 Analyse der atmosphärischen Grenzschicht während einer Kaltluftausbruchssituation

In diesem Abschnitt findet eine detaillierte Beschreibung der Ergebnisse statt. Dafür werden zunächst die Ergebnisse der Simulation T25V15λ4, mit einer strukturierten Eiskante, diskutiert und

die der Simulation T25V15SE, mit einer geraden Eiskante. Anschließend werden beide Simulationen im Detail miteinander verglichen. Diese Parameterkombination wird aus zwei Gründen für die detaillierte Betrachtung gewählt. Zum einen liegen die verwendeten Parameter in der Mitte des untersuchten Parameterraums. Zum anderen sind im Falle der strukturierten Eiskante die entstehenden Rollen im gesamten Bereich zwischen der Eiskante und dem Ausströmrand gut ausgeprägt. Die Ergebnisse der anderen, in Tabelle 3.1 aufgelisteten, Simulationen werden in Kapitel 3.3 zusammengefasst.

3.2.1 Großräumige Betrachtung

Abbildung 3.2 zeigt dz -Schnitte der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v und des horizontalen Windes v_h . Dabei sind beide Größen gemittelt entlang der y -Achse und über die letzten drei Stunden der Simulation T25V15 λ 4. Die weißen Linien in den Abbildungen markieren die mittlere Obergrenze der Grenzschicht z_i . In dieser Arbeit wurde z_i über das zeitlich gemittelte Vertikalprofil von θ_v bestimmt. Dabei wurde an jeder Position in der xy -Ebene die Höhe ermittelt, in der der größte Vertikalgradient von θ_v auftritt. Diese Methode basiert auf der Methode von Sullivan et al. (1998), wobei in der vorliegenden Arbeit abweichend dazu zeitlich gemittelte Profile verwendet wurden. Für die in Abbildung 3.2 gezeigte Grenzschichthöhe wurden diese Werte außerdem entlang der y -Achse gemittelt. Die so ermittelte Grenzschichtdicke beträgt an der Eiskante 375 m und wächst bis zum Ausströmrand ($d = 162$ km) auf 1350 m an. Dabei wächst die Grenzschichtdicke proportional zu $d^{1/2}$ an (z. B. Stull, 1988, S.599f). Die mittlere Temperatur innerhalb der Grenzschicht nimmt aufgrund der Erwärmung durch den Ozean dabei um ca. 10 K zu. Die mittlere Windgeschwindigkeit ist nahezu überall in der Grenzschicht supergeostrophisch ($v_h > v_g = 15 \text{ ms}^{-1}$) mit einem Maximum zwischen 70 km und 140 km hinter der Eiskante. Oberhalb der Grenzschicht ist der mittlere Wind zunächst subgeostrophisch ($v_h < v_g = 15 \text{ ms}^{-1}$) bevor er sich dem geostrophischen Wert angleicht (nicht gezeigt). Eine solche Geschwindigkeitsverteilung wurde schon in anderen Studien beobachtet (z. B. Brümmer, 1996) und in einer Studie von Chechin et al. (2013) mithilfe eines mesoskaligen Modells näher untersucht. Grund für die Ausbildung dieses Windmaximums ist eine Überlagerung der durch den vorgegebenen geostrophischen Wind angetriebenen Strömung mit der Eis-Seewind-Zirkulation, die aufgrund der starken Baroklinität innerhalb eines KLA entsteht. Der barokline Anteil des geostrophischen Windes wird in Kapitel 3.3.1 näher untersucht. Ein detaillierter Vergleich mit den Ergebnissen von Chechin et al. (2013) in Bezug auf dieses Windmaximum wird in Kapitel 3.3.4 durchgeführt. Die Vertikalschnitte der Simulation T25V15SE sind ähnlich wie in Abbildung 3.2 (nicht gezeigt). Ein detaillierter Vergleich der Ergebnisse von T25V15 λ 4 und T25V15SE wird weiter unten anhand von mittleren Vertikalprofilen gezeigt.

Abbildung 3.3d zeigt einen instantanen Horizontalschnitt ($t = 17$ h) der Wolkenalbedo A . Die Wolkenalbedo wird, basierend auf den Arbeiten von Stephens (1978) und Lacis und Hansen (1974), approximiert nach Zhang et al. (2005):

$$A = \frac{\tau}{6,8 + \tau}. \quad (3.8)$$

Dabei ist τ die dimensionslose optische Dicke (Zhang et al., 2005):

$$\tau = 0,19 \cdot \text{LWP}^{\frac{5}{6}} N^{\frac{1}{3}}, \quad (3.9)$$

bestimmt über den Flüssigwasserpfad:

$$\text{LWP} = \int_{z=0}^{z=z_{\text{top}}} dz \rho_0 q_l \quad (3.10)$$

und die Wolkentropfenanzahlkonzentration $N = 10^8 \text{ m}^{-3}$, wobei der Wert von N nach Skyllingsstad und Edson (2009) gewählt ist. Das Albedofeld in Abbildung 3.3 zeigt Wolkenbänder, welche an

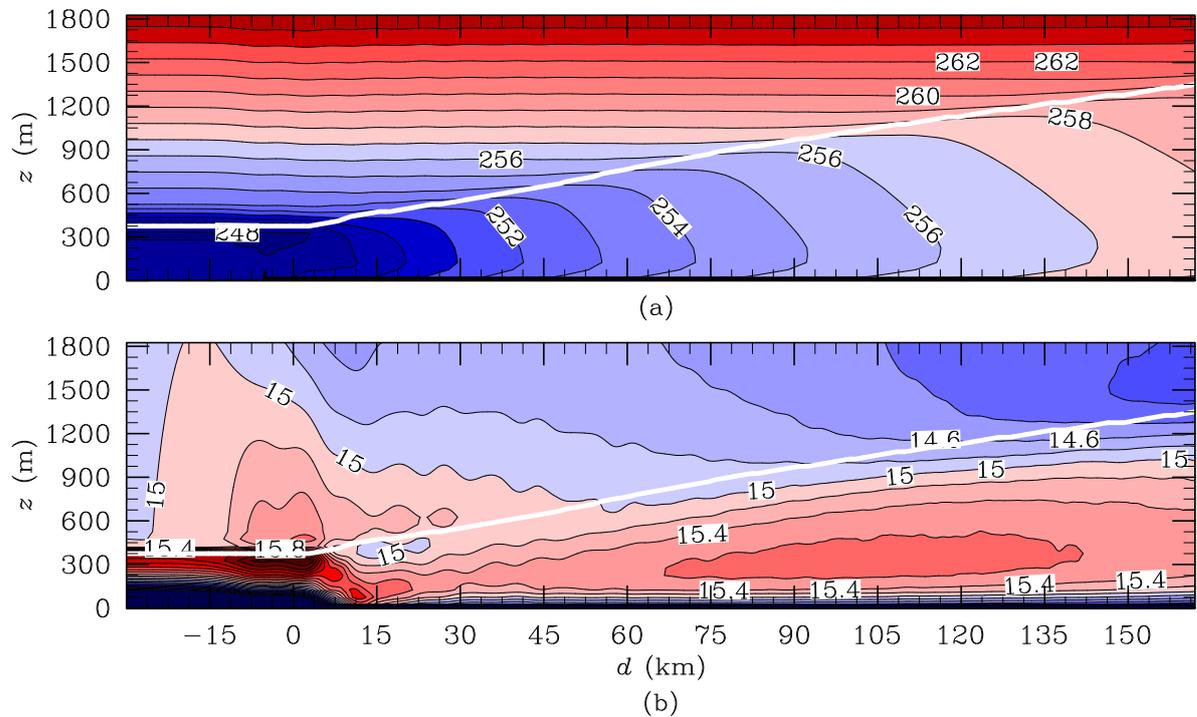


Abbildung 3.2: Simulation T25V15 λ 4 zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Vertikalschnitt in der dz -Ebene (a) der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v in K und (b) der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit v_h in m s^{-1} . Die Größen sind gemittelt entlang der y -Achse und über die letzten drei Stunden. Die weiße Linie markiert die mittlere Obergrenze der Grenzschicht z_i und das Ende der strukturierten Eiskante befindet sich bei $d = 0$ km.

der Eiskante entstehen und sich bis zum Ausströmrund erstrecken. Die Wellenlänge dieser Bänder ist 4 km und entspricht der Wellenlänge der aufgeprägten Struktur der Eiskante. Die eingezeichnete Stromlinie markiert den Verlauf des in Gleichung 3.1 definierten mittleren Grenzschichtwindes v_{CBL} und zeigt, dass sich die Wolkenbänder parallel zu v_{CBL} ausrichten. Abbildung 3.4 zeigt Vertikalschnitte der Sekundärströmung (v^r, w^r) parallel zur Eiskante an drei unterschiedlichen Positionen stromabwärts ($d = 50$ km, 100 km und 150 km). Es ist zu erkennen, dass sich Rollen ausgeprägt haben. Diese sind am stärksten bei $d = 50$ km und 100 km. In 150 km Abstand zur Eiskante sind die Rollen hingegen bereits stark abgeschwächt. Die schwarzen Isolinien in Abbildung 3.4 zeigen den Flüssigwassergehalt q_l , welcher in den Aufwindgebieten größer ist als in den Absinkgebieten. Dieses verdeutlicht, dass die Bänderstruktur im Wolkenbild in Abbildung 3.3d mit den Rollen zusammenhängt (s. Kap. 1.2.3). Des Weiteren ist der Rollenanteil der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v^r (s. Gl. 3.3) in Abbildung 3.4 dargestellt, welcher proportional zum zeitlich gemittelten Auftriebsterm ist. Es ist deutlich zu erkennen, dass positive Werte von θ_v^r mit Aufwindgebieten und negative Werte mit Absinkgebieten korrelieren. Dabei ist diese Korrelation an der Position $d = 150$ km geringer als an den Stellen $d = 50$ km und 100 km. Außerdem variiert an der Position $d = 150$ km θ_v^r nur im Bereich von 0,1 K, im Gegensatz dazu liegt die Variation bei

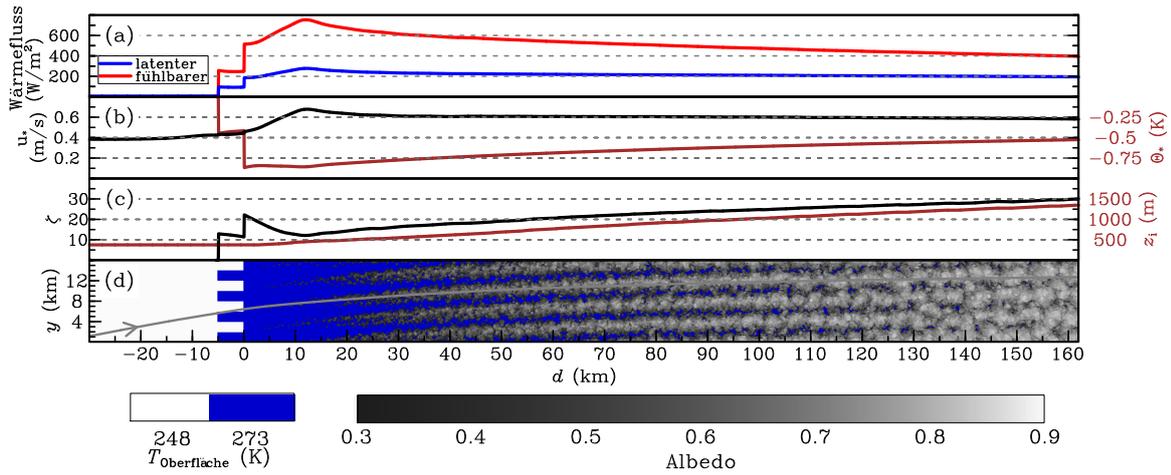


Abbildung 3.3: Simulation T25V10λ4 zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Die ersten drei Abbildungen zeigen den Mittelwert entlang der y -Achse für (a) den fühlbaren (rote Linie) und latenten (blaue Linie) oberflächennahen Wärmestrom, (b) die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (schwarze Linie) und die charakteristische Temperatur θ_* (braune Linie), sowie (c) den Stabilitätsparameter ζ (schwarze Linie) und die Grenzschichtdicke z_i (braune Linie). (d) Ein horizontaler Schnitt des instantanen Feldes der Wolkenalbedo zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Die Oberflächentemperatur $T_{\text{Oberfläche}}$ definiert die Bereiche mit Eis und Wasser. Die graue Linie markiert die Stromlinie des zeitlich gemittelten Grenzschichtwindes v_{CBL} .

$d = 50$ km im Bereich von 1 K. Dies zeigt, dass die Abschwächung der Rollen und des Auftriebes zusammenhängen.

Der Verlauf des Stabilitätsparameters ζ ist in Abbildung 3.3c zu sehen. Ab ca. 10 km hinter der Eiskante beträgt der Wert von ζ bereits 12 und nimmt stromabwärts zu, bis er am Ausströmrind einen Wert von 30 erreicht. Insgesamt liegt der Wertebereich von ζ eher außerhalb des Bereichs in dem sich freie Rollen ausbilden (s. Kap. 1.2.3) und solche sind auch nicht in Abbildung 3.3d zu erkennen. Der Verlauf des Stabilitätsparameters lässt sich, wie Gleichung 1.1 zeigt, anhand des kinematischen oberflächennahen fühlbaren Wärmestroms $F_{\text{H},0}$, der Grenzschichtdicke z_i und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* verstehen. Die Größen sind hier sowohl zeitlich als auch entlang der y -Richtung gemittelt. Abbildung 3.3a zeigt den oberflächennahen fühlbaren Wärmestrom $\rho_0 c_p F_{\text{H},0}$, wobei in dieser Arbeit die Werte $\rho = 1,29 \text{ kgm}^{-3}$ und $c_p = 1005 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ verwendet wurden. Über dem Eis hat der oberflächennahe fühlbare Wärmestrom den Wert null. An den beiden Übergängen ($d = -5$ km und $d = 0$ km) nimmt der fühlbare Wärmestrom jeweils sprunghaft zu, aufgrund der höheren Temperatur des Wassers. Dabei erreicht dieser an der Stelle $d = 0$ km einen Wert von 500 Wm^{-2} . An diesen zwei Übergängen macht auch ζ jeweils einen Sprung, so dass der Stabilitätsparameter von 0 auf 22 ansteigt. Hinter der Eiskante im Bereich zwischen $d = 0$ km und $d = 10$ km nimmt der Wärmestrom weiter zu und erreicht ein Maximum von ca. 750 Wm^{-2} . Im selben Bereich nimmt ζ ab und erreicht einen Wert von 12. Die Abnahme von ζ kann mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (Abb. 3.3b) erklärt werden, welche aufgrund der zunehmenden konvektiven Durchmischung in dem Bereich von $0,4 \text{ ms}^{-1}$ ($d = 0$ km) auf $0,65 \text{ ms}^{-1}$ ($d = 10$ km) ansteigt. Der kinematische fühlbare Wärmestrom lässt sich auch, wie Gleichung 2.40 zeigt, in der Form:

$$F_{\text{H},0} = -u_* \theta_* \quad (3.11)$$

schreiben, mit der charakteristischen Temperatur θ_* deren Verlauf in Abbildung 3.3b gezeigt ist. In den ersten 10 km hinter der Eiskante ist diese nahezu konstant, so dass die Zunahme von $F_{\text{H},0}$ in dem Bereich durch die Schubspannungsgeschwindigkeit verursacht wird. Mit einsetzen von

3.2 Analyse der atmosphärischen Grenzschicht während einer Kaltluftausbruchssituation

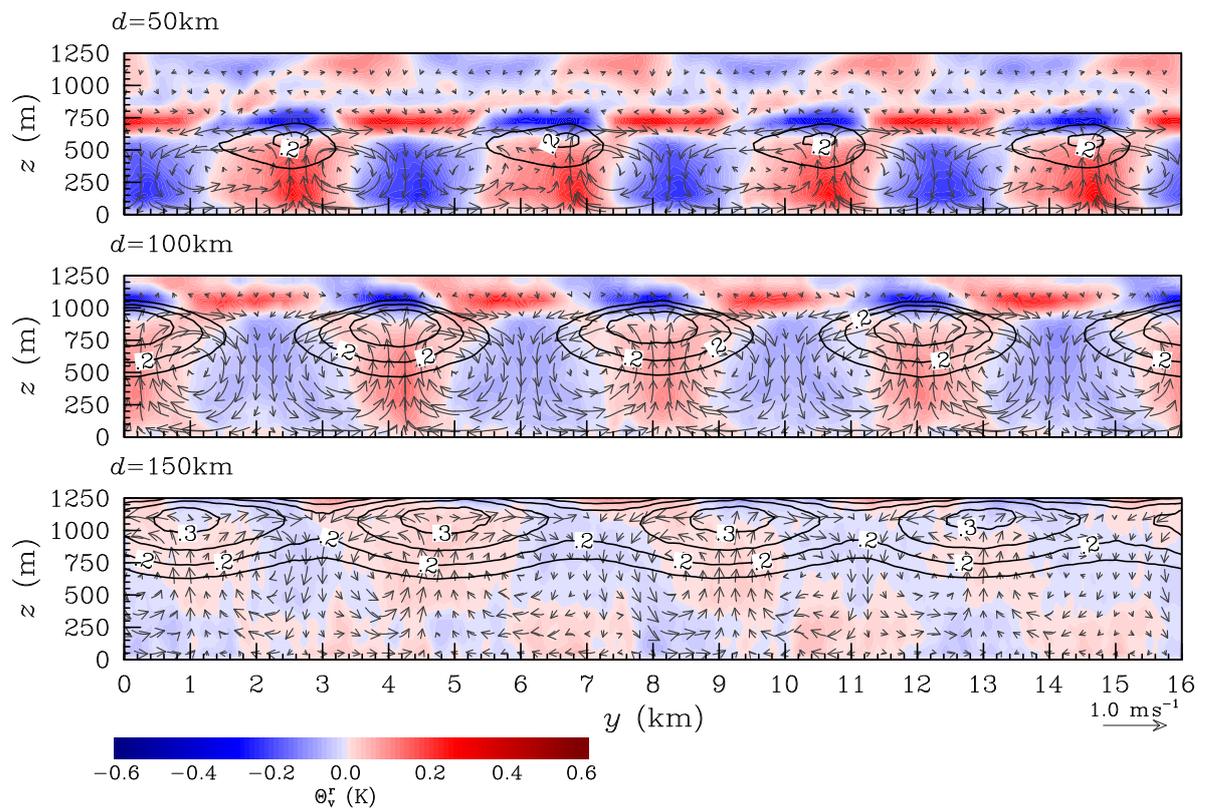


Abbildung 3.4: Simulation T25V15 λ 4 zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene an unterschiedlichen Entfernungen hinter der Eiskante. Die Vektorpfeile zeigen die Sekundärströmung (v^r, w^r), die farblich markierten Bereiche den Rollenanteil der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v^r (proportional zur Auftriebskraft) und die schwarzen Isolinien den Flüssigwassergehalt \bar{q}_l in g kg^{-1} .

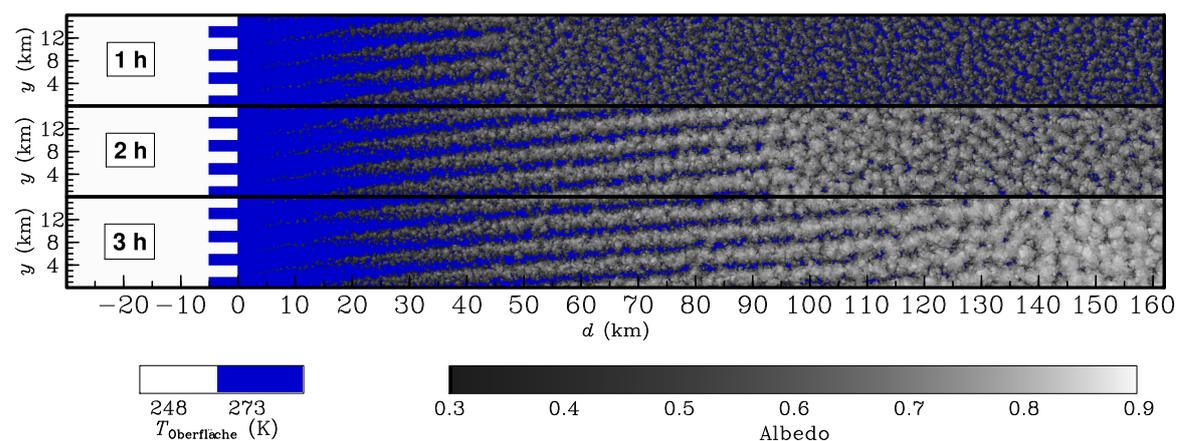


Abbildung 3.5: Horizontale Schnitte der instantanen Wolkenalbedo für T25V15 λ 4 zu den Zeitpunkten $t = 1$ h, 2 h und 3 h. Die Oberflächentemperatur $T_{\text{Oberfläche}}$ definiert die Bereiche mit Eis und Wasser.

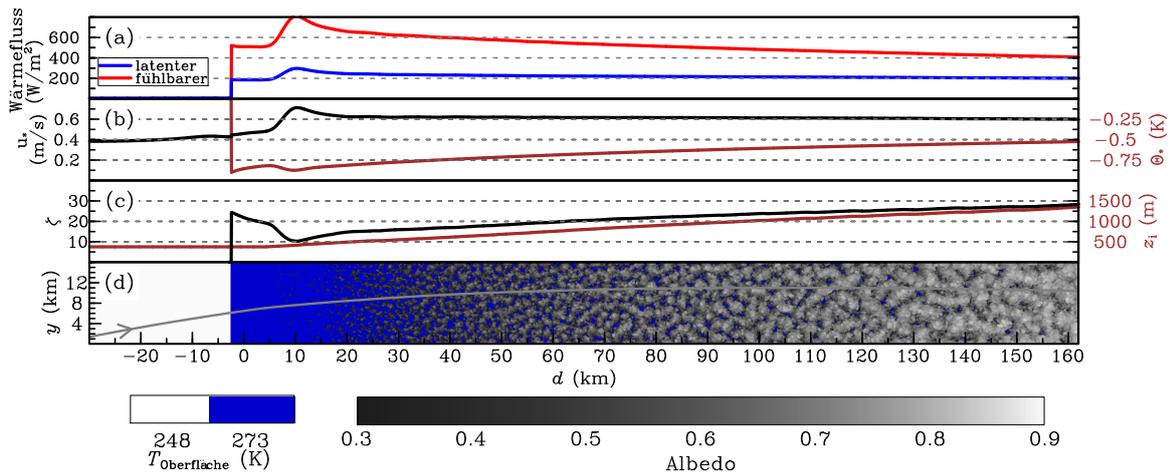


Abbildung 3.6: Simulation T25V10SE zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Die ersten drei Abbildungen zeigen den Mittelwert entlang der y -Achse für (a) den fühlbaren (rote Linie) und latenten (blaue Linie) oberflächennahen Wärmestrom, (b) die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (schwarze Linie) und die charakteristische Temperatur θ_* (braune Linie), sowie (c) den Stabilitätsparameter ζ (schwarze Linie) und die Grenzschichtdicke z_i (braune Linie). (d) Ein horizontaler Schnitt des instantanen Feldes der Wolkenalbedo zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Die Oberflächentemperatur $T_{\text{Oberfläche}}$ definiert die Bereiche mit Eis und Wasser. Die graue Linie markiert die Stromlinie des zeitlich gemittelten Grenzschichtwindes v_{CBL} .

Gleichung 3.11 in Gleichung 1.1 zeigt sich, dass der Wert von ζ mit zunehmendem u_* kleiner wird. Nach Überschreiten des Maximums nimmt der fühlbare Wärmestrom, aufgrund der zunehmenden Erwärmung der Luftmasse und der konstanten Oberflächentemperatur im Ozean, kontinuierlich ab und erreicht einen Wert von 400 Wm^{-2} am Ausströmrand. Im Gegensatz dazu nimmt ζ stetig zu und erreicht einen Wert von 30 am Ausströmrand, obwohl u_* in etwa konstant bleibt. In dem Bereich wird der Wert von ζ maßgeblich durch die Zunahme der Grenzschichtdicke z_i beeinflusst, wie in Abbildung 3.3c zu erkennen.

Der latente Wärmestrom in Abbildung 3.3a weist ebenso wie der fühlbare Wärmestrom ein Maximum bei $d = 10$ km auf, mit einem Wert von 300 Wm^{-2} , und ist ab $d \approx 30$ km nahezu konstant. Das Verhältnis vom fühlbaren zum latenten oberflächennahen Wärmestrom, welches als Bowen-Verhältnis bezeichnet wird, erreicht bei $d = 10$ km einen Wert von 2,5 und sinkt bis zum Ausströmrand ($d = 162$ km) auf 2 ab. Die Abnahme des Bowen-Verhältnisses mit zunehmender Distanz zur Eiskante wurde schon in vielen KLA beobachtet. Brümmer (1997) untersuchte 22 KLA und ermittelte ein Bowen-Verhältnis von 1,49 nahe der Eiskante und im Bereich zwischen 30 km und 150 km einen Wert von 1,21. Für einen extremen KLA wurde sogar eine Abnahme des Bowen-Verhältnisses von 5 auf 3 gemessen (Renfrew und Moore, 1999). Diese Beobachtungen zeigen, dass die Werte des simulierten KLA in einem typischen Wertebereich liegen.

Um die Ausbreitung der Rollen zu Beginn der Simulation zu zeigen, sind in Abbildung 3.5 horizontale Schnitte der Wolkenalbedo zu den Zeitpunkten $t = 1$ h, 2 h und 3 h dargestellt. Darin ist deutlich zu sehen, dass die Rollen von der Eiskante aus über den Ozean mit einer Geschwindigkeit von etwa 50 km h^{-1} advehiert werden (Vergleich der einzelnen Schnitte in Abb. 3.5). Dieser Wert stimmt mit dem Wert des mittleren Grenzschichtwindes v_{CBL} überein. Außerdem ist die Rollenachse in Richtung des mittleren Grenzschichtwindes ausgerichtet, wie in Abbildung 3.3d zu sehen. Dies zeigt, dass die Rollen aufgrund der Oberflächenheterogenität im Übergangsbereich zwischen Eis und Wasser entstehen und mit dem mittleren Wind advehiert werden, wie in Gryschka et al. (2008) für erzwungene Rollen beschrieben. Rollen, die sich aufgrund einer Strömungsinstabilität ausbilden (wie z. B. in Gryschka und Raasch, 2005), würden hingegen überall

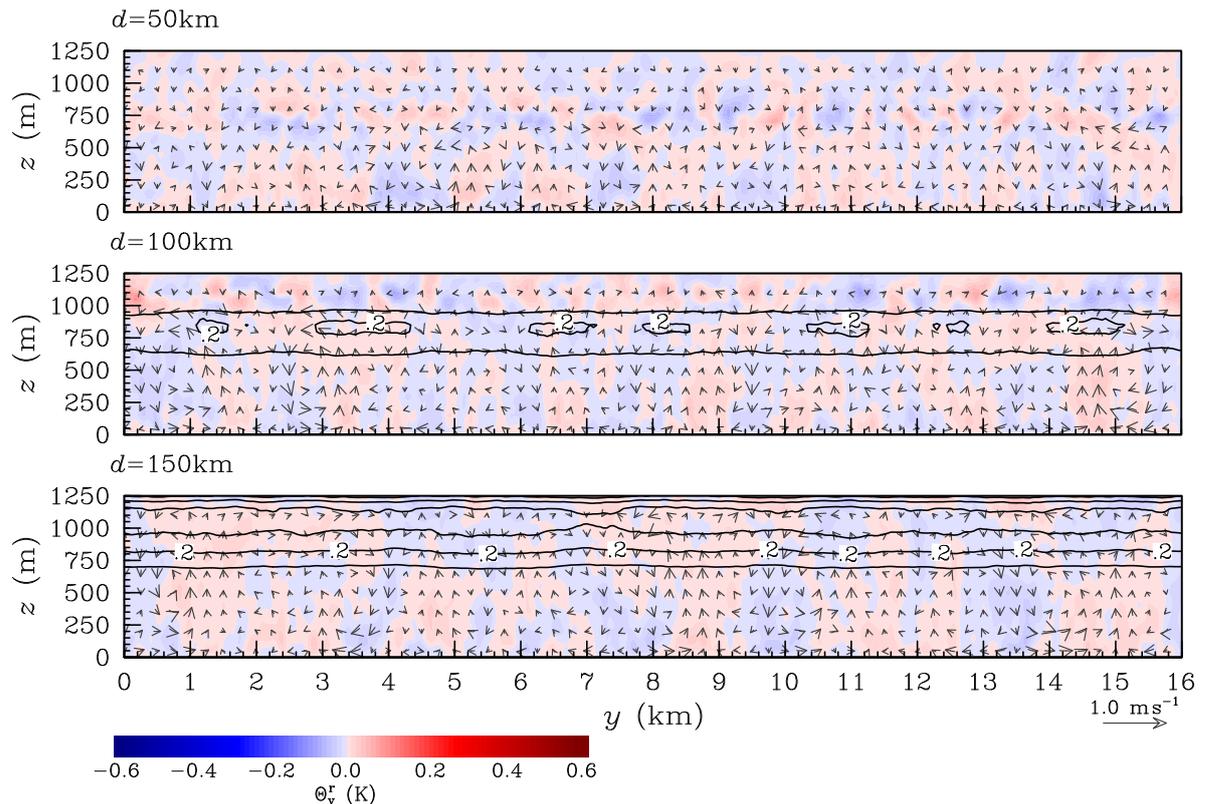


Abbildung 3.7: Simulation T25V15SE zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene an unterschiedlichen Entfernungen hinter der Eiskante. Die Vektorpfeile zeigen die Sekundärströmung (v^r, w^r) , die farblich markierten Bereiche den Rollenanteil der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v^r (proportional zur Auftriebskraft) und die schwarzen Isolinien den Flüssigwassergehalt \bar{q}_l in g kg^{-1} .

gleichzeitig entstehen.

Abbildung 3.6d zeigt das Feld der Wolkenalbedo von der Simulation T25V10SE mit gerader Eiskante. In diesem Fall sind, wie zu erwarten, keine Bänder zu erkennen und die Vertikalschnitte der Sekundärzirkulation an den Stellen $d = 50$ km, 100 km und 150 km (Abb. 3.7) zeigen keine organisierten Strukturen. Außerdem weist θ_v^r an keiner der Positionen einen stärkeren Gradienten als $0,1 \text{ K}$ auf, wie es für T25V15 λ 4 (Abb. 3.4) der Fall ist. Die Verläufe für die fühlbaren und latenten Wärmeströme sowie für u_* , θ_* , ζ und z_i (Abb. 3.6a-c) entsprechen im Allgemeinen denen aus T25V15 λ 4. Lediglich im Übergangsbereich zwischen Eis und Wasser kommt es aufgrund der unterschiedlich strukturierten Eiskante zur Ausnahme. Wie schon oben diskutiert, liegt ζ eher in einem Bereich in dem theoretisch keine freien Rollen angeregt werden. Wie in Abbildung 3.6d im Feld der Wolkenalbedo zu erkennen, haben sich wie erwartet keine Rollen ausgebildet.

3.2.2 Vertikalprofile der Temperatur und des Wassergehaltes

In diesem Abschnitt werden zeitlich und entlang der y -Achse gemittelte Vertikalprofile für unterschiedliche Größen in ausgewählten Abständen zur Eiskante zwischen den Simulationen mit gerader (T25V15SE) und strukturierter Eiskante (T25V15 λ 4) verglichen. Damit soll untersucht werden, ob das Auftreten erzwungener Rollen einen Einfluss auf die Entwicklung der mittleren Strömung hat. Abbildungen 3.8a bzw. 3.8c zeigen die vertikalen kinematischen Gesamtflüsse der virtuellen potentiellen Temperatur $\langle w'\theta_v^r \rangle$ bzw. die vertikalen kinematischen Gesamtflüsse des Gesamtwassergehaltes $\langle w'q' \rangle$ in verschiedenen Abständen zur Eiskante ($d = 50$ km, 100 km und

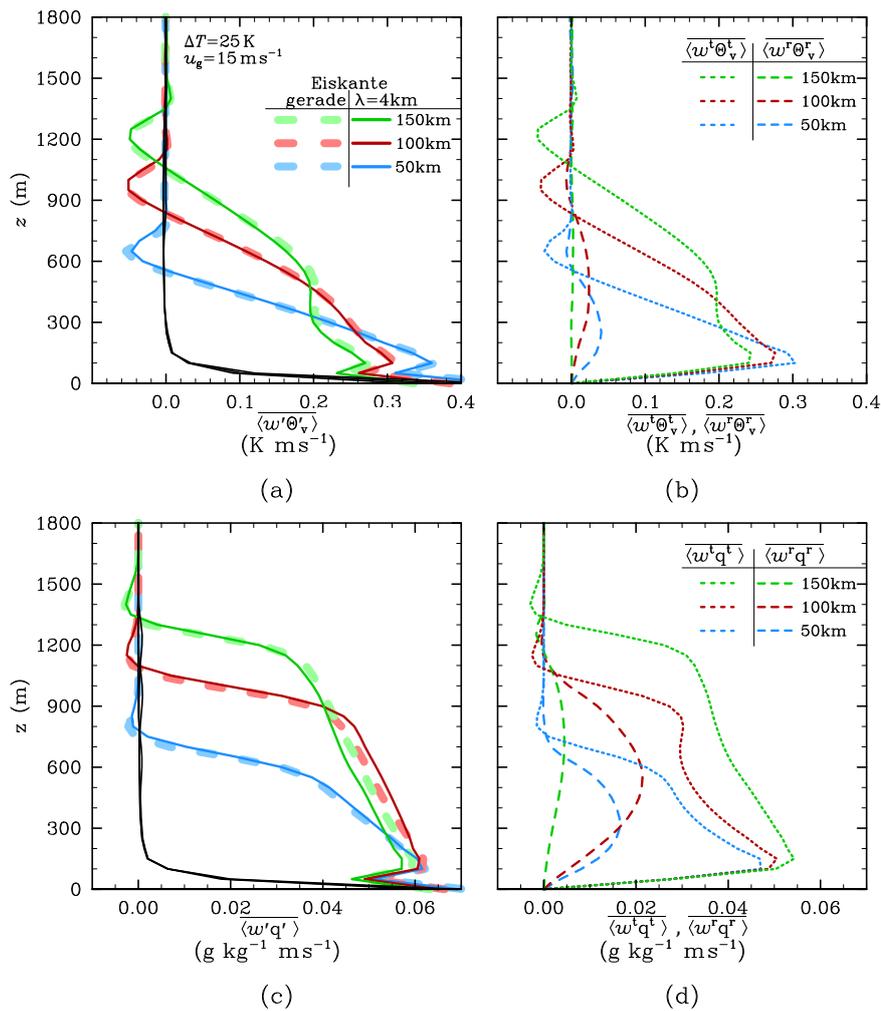


Abbildung 3.8: Vertikale Profile zum Zeitpunkt $t = 17$ h gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (farbliche Unterscheidung): (a,b) vertikale kinematische Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur und (c,d) des Gesamtwassergehaltes. In (a,c) sind die turbulenten Gesamtflüsse für T25V15λ4 (durchgezogene farbige Linien) und T25V15SE (gestrichelte farbige Linien) gezeigt sowie die subskaligen Anteile (schwarze Linien). In (b,d) sind die aufgelösten Anteile der Rollen (gestrichelte Linien) und der unorganisierten Turbulenz (gepunktete Linien) für T25V15λ4 dargestellt.

150 km). Des Weiteren sind die subskaligen Anteile dargestellt (schwarze Linien), welche nur in den untersten 100 m bis 200 m einen signifikanten Anteil am Gesamttransport haben² und darüber hinaus um mehrere Größenordnungen geringer sind als die aufgelösten Flüsse. Dieses zeigt, dass die Turbulenz im Modell weitestgehend aufgelöst ist.

Die vertikalen kinematischen Gesamtflüsse der virtuellen potentiellen Temperatur (s. Abb. 3.8a) weisen an der Meeresoberfläche ein Maximum auf und nehmen bis zu ihrem Minimum innerhalb der Entrainment-Schicht mit der Höhe ab. Das Minimum entspricht ca. 10% des Oberflächenwertes, allerdings im negativen Wertebereich. Die Abnahme des Wärmestroms mit der Höhe weist mit zwei begründbaren Ausnahmen einen linearen Verlauf auf, wie es typisch für eine gut durchmischte konvektive Grenzschicht ist. Die Abweichungen vom linearen Verlauf von $\langle w'\theta_v' \rangle$ zwischen $z \approx 200$ m und $z \approx 600$ m bei $d = 100$ km und 150 km lassen sich auf das Freisetzen latenter

²Große subskalige Flüsse an festen Rändern sind eine generelle Eigenschaft von LES-Modellen.

Wärme durch Kondensation an der Wolkenbasis erklären. Die Höhe der Wolkenbasis ist in den Vertikalprofilen des Flüssigwassergehaltes q_l in Abbildung 3.9b zu erkennen. Weiterhin ist die Abweichung nahe der Oberfläche auffällig. Diese ist darauf zurückzuführen, dass die vertikalen Flüsse für die Auswertung anders berechnet wurden, als im Advektionsverfahren innerhalb der Modellphysik. Die Abweichungen treten jedoch nur bei der Auswertung in den Bereichen auf, wo die subskaligen Flüsse relativ groß sind (Sühling, 2012). Dass diese Abweichung nur in der Auswertung vorkommt und nicht innerhalb der Modellphysik, ist in den Profilen von $\langle \theta_v \rangle$ zu sehen (Abb. 3.9). Dort müsste ansonsten die Temperatur im Bereich des positiven Gradienten von $\langle w'\theta'_v \rangle$ mit zunehmendem Abstand zur Eiskante abnehmen, was nicht zu erkennen ist.

Die vertikalen kinematischen Gesamtflüsse des Gesamtwassergehaltes (s. Abb. 3.8c) sind an der Meeresoberfläche am größten, aufgrund der dortigen Verdunstung, und nehmen bis zur Inversion linear mit der Höhe ab. Nahe der Inversion ist die Abnahme deutlich stärker, aufgrund des Einmischens trockener Luft aus der freien Atmosphäre. Wie die kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur weisen auch die des Gesamtwassergehaltes eine Abweichung von der linearen Abnahme nahe der Oberfläche, aufgrund der unterschiedlichen Berechnung der vertikalen turbulenten Flüsse für die Auswertung und innerhalb der Modellphysik, auf. Ein Vergleich der Profile zwischen der Simulation T25V15SE und T25V15 λ 4 zeigt keine signifikanten Unterschiede.

Die Profile der virtuellen potentiellen Temperatur und des Flüssigwassergehaltes (Abb. 3.9) zeigen die typische Entwicklung der konvektiven Grenzschicht über dem Ozean während eines KLA. Die Profile von q_l zeigen, dass die Wolkenbasis bei $d = 50$ km nahe der Oberfläche, bei $d = 100$ km in einer Höhe von ca. 200 m und bei $d = 150$ km in einer Höhe von ca. 300 m liegt. In der Studie von Hartmann et al. (1999, Abb. 4.13), auf deren Beobachtung das hier verwendete Set-up basiert, wurden Wolkenuntergrenzen von ca. 300 m in 84 km zur Eiskante und ca. 500 m in 158 km zur Eiskante beobachtet. Damit liegen die simulierten Wolkenuntergrenzen unterhalb der beobachteten, was zwei Gründe haben dürfte. Zum einen ist die vertikale Gitterweite von 50 m zu grob für eine gute Auflösung der Wolkenbasis. Dadurch ist gerade im Bereich von $d = 50$ km die Wolkenbasis im Bereich wo die Anteile der subskaligen Flüsse noch groß sind. Zum anderen wird hier ein einfaches Schema zur Bestimmung des Flüssigwassergehaltes verwendet, so dass ein Gittervolumen entweder vollständig gesättigte Luft oder vollständig ungesättigte Luft beinhaltet (vgl. Kap. 2.1.3). Da der Fokus dieser Studie allerdings nicht auf der Wolkenphysik liegt, sind die hier verwendeten Modelleinstellungen ausreichend. Die beobachtete Zunahme der Wolkenbasishöhe mit zunehmendem Abstand zur Eiskante findet sich in den Simulationen wieder. Die Verschiebung der Wolkenbasis in größere Höhen kann auf die zunehmende Erwärmung der Luft und somit auf einen höheren Sättigungsdampfdruck zurückgeführt werden. Oberhalb der Wolkenbasis nimmt q_l zunächst linear zu, bis ungefähr 100 m unterhalb der Inversion ein Maximum erreicht wird. Oberhalb des Maximums nimmt der Flüssigwassergehalt, aufgrund des Einmischens trockenerer Luft aus der freien Atmosphäre, mit der Höhe ab. Der generelle Verlauf stimmt mit dem beobachteten Profil von Hartmann et al. (1999, Abb. 4.13) überein. Die mittleren Profile von θ_v und q_l weisen erwartungsgemäß keine Unterschiede zwischen den Fällen T25V15SE und T25V15 λ 4 auf, da bereits die Profile des vertikalen Transports von θ_v und q keine Unterschiede zeigten.

Wie bereits erwähnt, weisen die Profile von T25V15 λ 4 und T25V15SE in den Abbildungen 3.8a und 3.8c, sowie in Abbildung 3.9 keine signifikanten Unterschiede zueinander auf, d. h. die Rollen haben keinen signifikanten Einfluss auf den vertikalen Gesamttransport und auf die Entwicklung der mittleren Grenzschichteigenschaften. Abbildungen 3.8b und 3.8d zeigen den jeweiligen Vertikaltransport der Rollen sowie der unorganisierten Turbulenz von Wärme und Feuchte für den Fall T25V15 λ 4. Dabei liegt das Maximum des Rollentransportes für beide Größen in der Mitte der Grenzschicht. Den größten Anteil am vertikalen kinematischen Gesamtfluss der virtuellen potentiellen Temperatur haben die Rollen bei $d = 50$ km, in einer Höhe von 250 m mit ca. 15%. Für den Gesamtwassergehalt beträgt der größte Anteil der Rollen 40% am Gesamttransport, bei

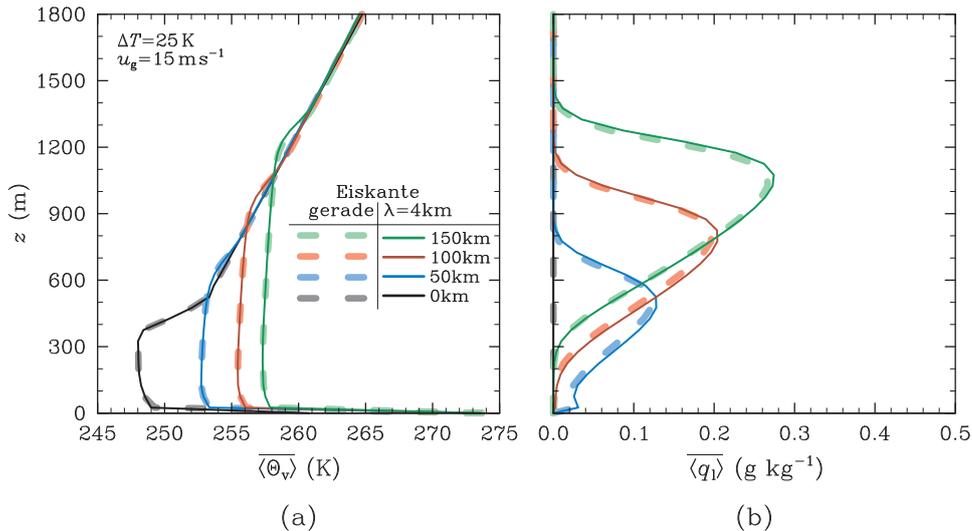


Abbildung 3.9: Vertikale Profile zum Zeitpunkt $t = 17 \text{ h}$ gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (farbliche Unterscheidung) für T25V15λ4 (durchgezogene Linien) und T25V15SE (gestrichelte Linien): (a) der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v und (b) des Flüssigwassergehaltes q_l .

$d = 100 \text{ km}$ in einer Höhe von 500 m . Sowohl für den vertikalen kinematischen Fluss der virtuellen potentiellen Temperatur als auch für den des Gesamtwassergehaltes ist der geringste Rollenanteil bei $d = 150 \text{ km}$ zu erkennen, da dort die Rollen schon stark abgeschwächt sind (s. Abb. 3.4). Bei Auswertungen von Flugmessungen von insgesamt 13 KLA, während der ARKTIS 1991 und ARKTIS 1993 Messkampagnen, ermittelte Brümmer (1999) die Anteile der organisierten Konvektion in Form von Rollen und Zellen am turbulenten Gesamttransport. Der Vergleich mit den beobachteten Werten von Brümmer (1999) zeigt, dass die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Anteile der Rollen am vertikalen Gesamttransport von Wärme und Feuchte im selben Wertebereich liegen.

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt zeigen, dass die Rollen einen deutlichen Anteil am vertikalen Transport von Wärme und Feuchte haben. Der Vergleich des vertikalen Gesamttransportes von Wärme sowie Feuchte zwischen der Simulation mit ausgebildeten Rollen und ohne Rollen zeigt jedoch, dass der Gesamttransport davon nicht beeinflusst wird. Das bedeutet, dass die Rollen nur einen Anteil des Transportes von der unorganisierten Turbulenz übernehmen.

3.2.3 Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeit

Als nächstes werden die Windgeschwindigkeiten und vertikalen turbulenten Impulsflüsse diskutiert. Die Vertikalprofile des Betrages des vertikalen Impulsflussvektors $|\langle w' \mathbf{v}'_h \rangle| = \sqrt{\langle w'u' \rangle^2 + \langle w'v' \rangle^2}$ werden in Abbildung 3.10a gezeigt, die jeweiligen Komponenten $\langle w'u' \rangle$ und $\langle w'v' \rangle$ in Abbildung 3.10c und Abbildung 3.10e. Dargestellt ist jeweils die Summe der aufgelösten (farbige Linien) und subskaligen Flüsse (schwarze Linien). Wie schon für die vertikalen kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur und des Gesamtwassergehaltes im vorherigen Abschnitt, weisen die subskaligen Anteile nur nahe der Oberfläche signifikante Abweichungen von null auf, d. h. die Turbulenz ist im Modell weitestgehend aufgelöst. Des Weiteren sind in diesen Profilen die Abweichungen vom linearen Verlauf nahe der Oberfläche zu sehen, welche durch die unterschiedliche Methodik der Auswertung und der Parametrisierung entstehen, wie bereits in Kapitel 3.2.2 diskutiert.

Wie in Abbildung 3.10a zu sehen, nimmt $|\langle w' \mathbf{v}'_h \rangle|$ von der Oberfläche ausgehend linear mit der Höhe ab, bis in $z \approx 400 \text{ m}$ Werte von etwa 10% des oberflächennahen Wertes erreicht sind.

Oberhalb nimmt der Wert wieder zu, bis dieser im oberen Drittel der Grenzschicht einem maximalen Wert von bis zu 60 % des Oberflächenwertes entspricht. Über diesem Maximum nimmt der Impulsfluss mit der Höhe ab, bis er oberhalb der Inversion den Wert null hat. Das lokale Minimum von $|\overline{\langle w'v'_h \rangle}|$ in etwa 400 m Höhe geht mit einem Nulldurchgang von $\overline{\langle w'u' \rangle}$ einher (s. Abb. 3.10c). Dieser Nulldurchgang entsteht aufgrund des Geschwindigkeitsmaximums in der Mitte der Grenzschicht (s. Abb. 3.2b). Unterhalb des Nulldurchgangs wird der Impuls nach unten ($\overline{\langle w'u' \rangle} > 0$) und oberhalb des Nulldurchgangs nach oben ($\overline{\langle w'u' \rangle} < 0$) transportiert. Dieses gilt entsprechend auch für den gesamten Impulstransport. Oberhalb des Windmaximums, in dem Höhenbereich mit einem positiven Gradienten des Impulsflusses, wird Impuls nach oben transportiert und unterhalb des Windmaximums wird Impuls nach unten transportiert. Das Windmaximum entsteht aufgrund der Baroklinität und wird in Kapitel 3.3.4 näher diskutiert.

Ein Vergleich der jeweiligen Komponenten des vertikalen Impulsflussvektors (Abb. 3.10c und Abb. 3.10e) zeigt, dass aufgrund der Ausrichtung des Antriebes in x -Richtung $\overline{\langle w'u' \rangle}$ den wesentlichen Beitrag am gesamten Impulstransport liefert. Nur bei $d = 50$ km ist $\overline{\langle w'v' \rangle}$ in der oberen Hälfte der Grenzschicht größer als $\overline{\langle w'u' \rangle}$.

Die Anteile der Rollen und der unorganisierten Turbulenz sind in der rechten Spalte von Abbildung 3.10 zu sehen. Den größten prozentualen Anteil am Gesamttransport haben die Rollen bei $d = 100$ km (s. Abb. 3.10a und 3.10b). Im Bereich des maximalen Transports in der oberen Grenzschicht, für $d = 100$ km an der Stelle $z = 800$ m, ist der Rollenanteil bei ca. 50 %. An den Stellen $d = 50$ km und 150 km sind die Rollenanteile sehr gering. Ein Vergleich der einzelnen Komponenten des Impulsflussvektors zeigt, dass die Rollen fast ausschließlich Impuls der Windkomponente in Hauptströmungsrichtung vertikal transportieren (s. Abb. 3.10d und 3.10f).

Ein Vergleich zwischen T25V15SE und T25V15λ4 an der Stelle mit großem Rollenanteil am Gesamttransport, $d = 100$ km und $z \approx 700$ m, zeigt, dass im Falle der Grenzschicht mit Rollen der Transport um etwa 20 % größer ist als im Fall ohne Rollen (Abb. 3.10a). Im Gegensatz dazu ist bei $d = 50$ km im Höhenbereich zwischen 300 m und 600 m der gesamte Impulsfluss von T25V15SE um ca. 30 % größer als für T25V15λ4, obwohl hier der Anteil der Rollen am Gesamttransport ungefähr 20 % ausmacht. Die Unterschiede zwischen T25V15SE und T25V15λ4 können somit nicht auf den Einfluss der Rollen zurückgeführt werden, da diese dann sowohl eine Zunahme als auch eine Abnahme des Gesamttransportes verursachen müssten. Dieser Umstand wäre allerdings physikalisch nicht zu begründen. Daher wurde für eine untersuchte Parameterkombination (T35V15SE/-λ4) die Simulation auf 25 h ausgedehnt. Dabei zeichnete sich sowohl in T35V15SE als auch in T35V15λ4 eine Oszillation ab, die allerdings phasenverschoben zwischen den beiden Fällen war. Somit sind die Geschwindigkeiten noch nicht stationär obwohl dieses bereits für skalare Größen und Transporte der Fall ist. Da zu dem Zeitpunkt von 25 h noch nicht ganz eine Periode ab dem stationären Zeitpunkt der skalaren Größen ($t = 13$ h) zu Ende war, kann nicht mit Gewissheit gesagt werden, ob es sich bei dieser Oszillation um die Trägheitsschwingung handelt, welche an dem Breitengrad eine Periode von ca. 12,8 h hat. Unabhängig von der Ursache dieser internen Schwingung, hätten die Ergebnisse der Geschwindigkeitsgrößen über eine gesamte Periode gemittelt werden müssen, um die Schwingung zu filtern. Um dann die Rollenanteile zu bestimmen, hätte außerdem jede Simulation über diesen Zeitraum zweimal simuliert werden müssen, so wie es für die drei Stunden des Mittelungszeitraumes umgesetzt wurde. Dieses war aufgrund der großen Anzahl an Simulationen und dem damit verbundenen Rechenaufwand nicht möglich.

Abbildung 3.11 zeigt Vertikalprofile des Absolutbetrages der horizontalen Windgeschwindigkeit. Im Bereich der Eiskante weist das Profil im Höhenbereich zwischen 0 m und 500 m eine starke vertikale Scherung auf, welche aufgrund der Durchmischung über dem Ozean weniger stark ausgeprägt ist. Die Geschwindigkeitsprofile über dem Ozean weisen in der unteren Hälfte der Grenzschicht ein Maximum auf, welches dem durch die Baroklinität entstehenden Windmaximum in Abbildung 3.2b entspricht und in Abschnitt 3.3.4 diskutiert wird. Die mittlere Windgeschwindigkeit ist im Fall T25V15SE im gesamten Bereich der Grenzschicht um ca. $0,6 \text{ m s}^{-1}$ höher als

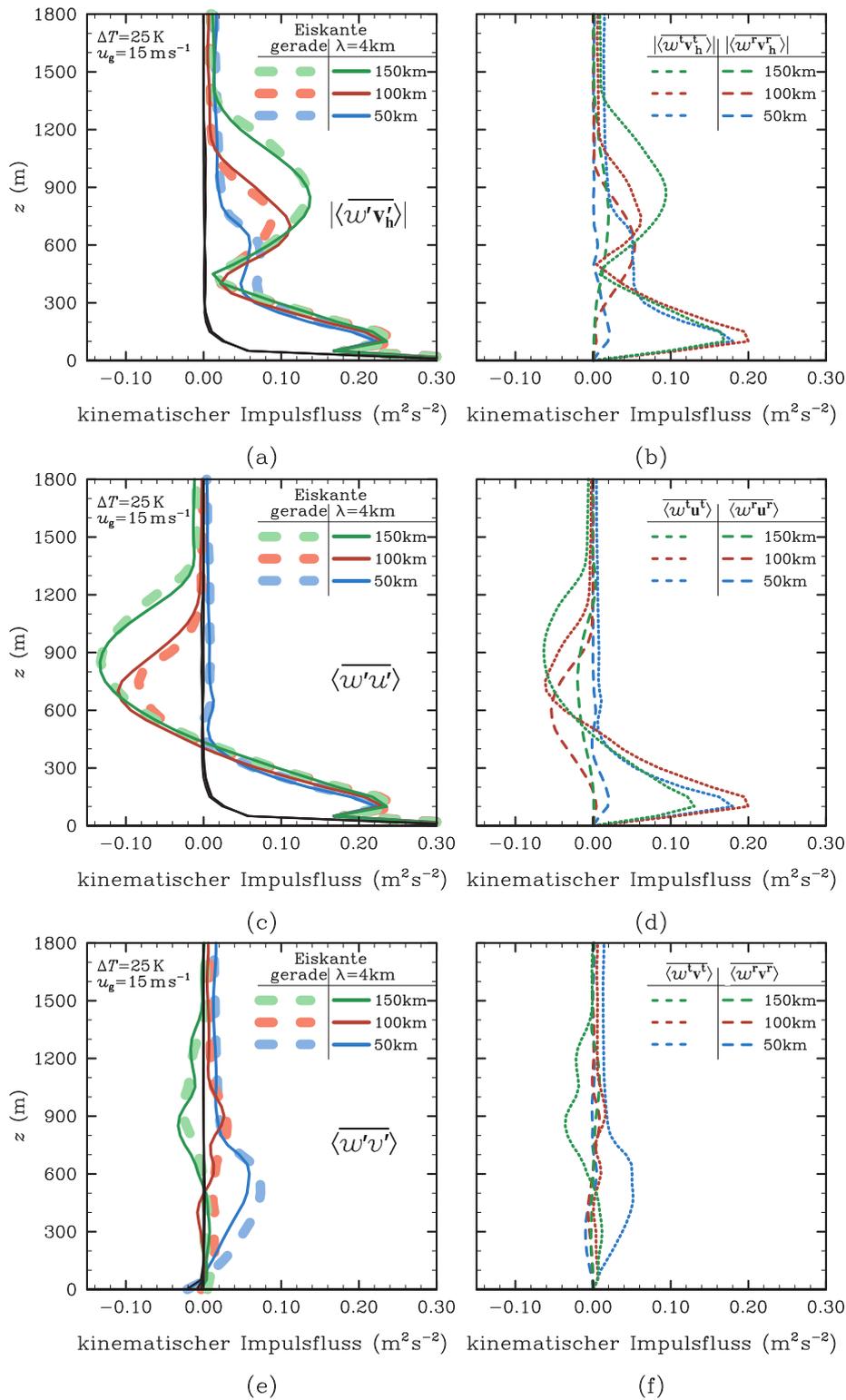


Abbildung 3.10: Vertikale Profile zum Zeitpunkt $t = 17 \text{ h}$ gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (farbliche Unterscheidung): (a,c,d) Totale turbulente Flüsse für T25V15 λ 4 und T25V15SE sowie die subskaligen Anteile (schwarze Linien) und (b,d,e) die aufgelösten Anteile der Rollen sowie der unorganisierten Turbulenz am vertikalen Gesamttransport für T25V15 λ 4. Dabei ist in (a,b) der Absolutbetrag des vertikalen turbulenten Impulsflussvektors $\langle w'v'_h \rangle$, (c,d) die Komponente senkrecht zur Eiskante $\langle w'u' \rangle$ und (e,f) die Komponente parallel zur Eiskante $\langle w'v' \rangle$ dargestellt.

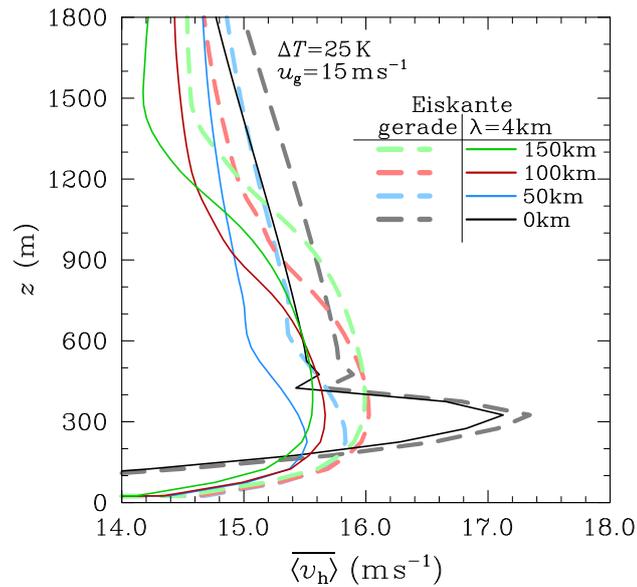


Abbildung 3.11: Vertikale Profile der horizontalen Geschwindigkeit v_h zum Zeitpunkt $t = 17$ h gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (farbliche Unterscheidung) für T25V15 λ 4 (durchgezogene Linien) und T25V15SE (gestrichelte Linien).

für T25V15 λ 4. Dieser Unterschied in der Windgeschwindigkeit zwischen den Simulationen tritt zum einen schon im Bereich der Eiskante und davor auf (letzteres nicht gezeigt) und zum anderen ist er ebenfalls in der freien Atmosphäre vorhanden. Diese Unterschiede können durch die Grenzschichtrollen nur verursacht werden, wenn sie zu einer stärkeren Erwärmung und somit zu einer stärkeren Baroklinität beitragen würden. In dem Fall würde sich die Eis-Seewind Zirkulation verstärken und die Luftmasse über dem Eis verändern. Wie in Abschnitt 3.2.2 bereits gezeigt, führen die Rollen jedoch zu keiner zusätzlichen Erwärmung und können somit nicht die Unterschiede in der Windgeschwindigkeit verursachen. Vielmehr lassen sich, wie bereits oben diskutiert, diese Unterschiede in der Geschwindigkeit auf eine Oszillation zurückführen, die dafür sorgt, dass die Geschwindigkeitsgrößen in den Simulationen noch nicht stationär waren.

Aufgrund der Oszillation konnte nicht eindeutig gezeigt werden, dass die Rollen keinen Einfluss auf den gesamten vertikalen Impulstransport haben. Die Ergebnisse deuten allerdings darauf hin, dass die Rollen auch hier nur einen Teil des Gesamttransportes von der unorganisierten Turbulenz übernehmen.

3.2.4 Varianzprofile

Die gemittelten Vertikalprofile der Varianzen der Geschwindigkeitskomponenten u , v und w , der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v , des Gesamtwassergehaltes q und des Flüssigwassergehaltes q_l werden in Abbildung 3.12 präsentiert. Der generelle Verlauf dieser Profile ist vergleichbar mit denen einer typischen konvektiven Grenzschicht mit Hintergrundwind (z. B. Stull, 1988; Moeng und Sullivan, 1994). Die Varianzen von u und v haben nahe der Oberfläche und im unteren Inversionsbereich ein ausgeprägtes Maximum. Diese entstehen durch die Konvergenz- und Divergenzbereiche der einzelnen Warmluftblasen, die sich nahe der Oberfläche und der Inversionsschicht ausbilden. Die Varianz von v ist an der Stelle $d = 50$ km im Falle von T25V15 λ 4 um bis zu 40 % größer als für T25V15SE, bei $d = 100$ km um bis zu 20 % und bei $d = 150$ km treten keine signi-

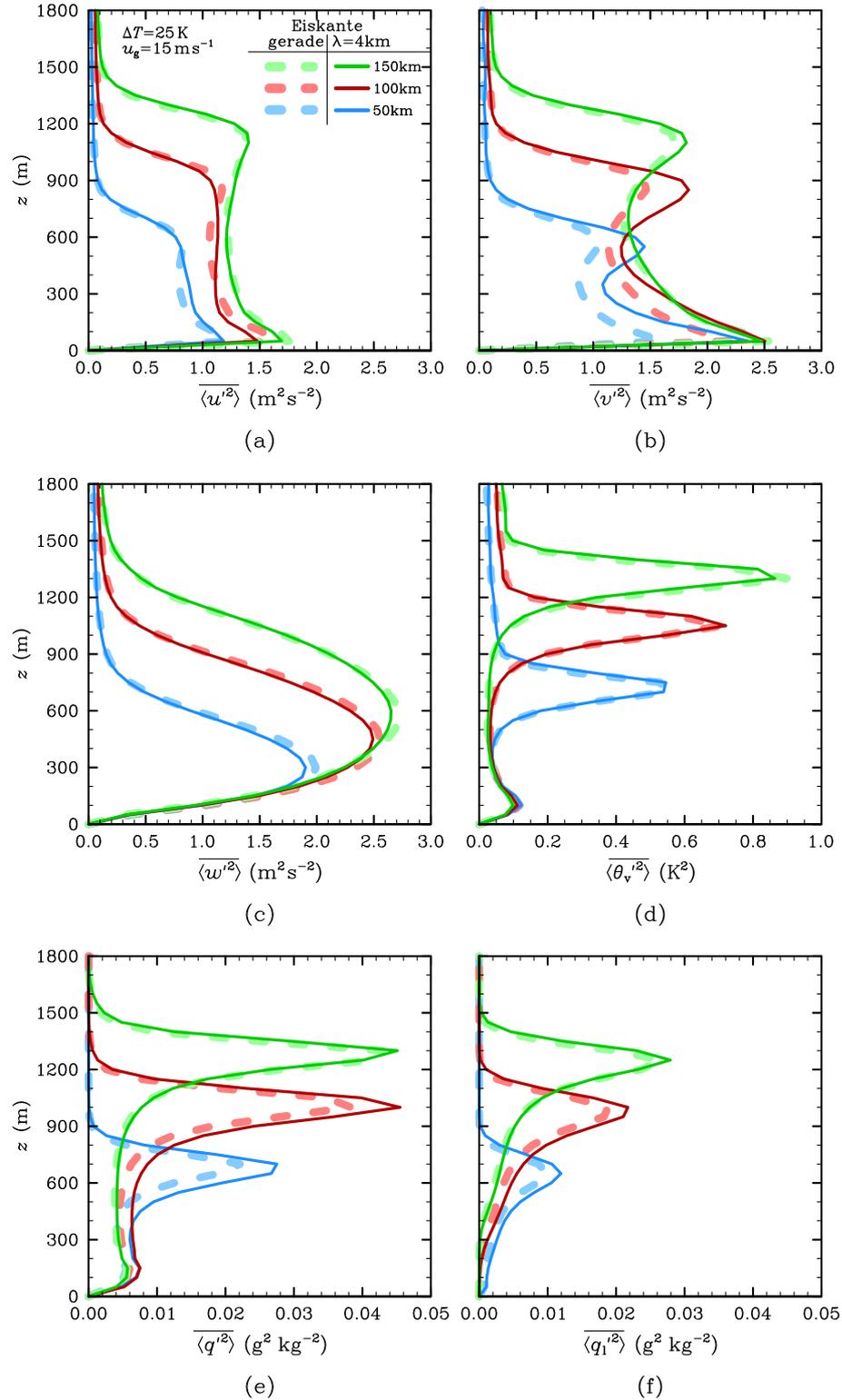


Abbildung 3.12: Vertikale Profile der aufgelösten Varianzen zum Zeitpunkt $t = 17 \text{ h}$ gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (farbliche Unterscheidung) für T25V15 λ 4 (durchgezogene Linien) und T25V15SE (gestrichelte Linien) für: Die Geschwindigkeitskomponenten (a) u , (b) v , und (c) w sowie (d) der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v , (e) des Gesamtwassergehaltes q und (f) des Flüssigwassergehaltes q_l .

fikanten Unterschiede mehr auf. Wie in Abbildung 3.4 zu sehen, entstehen zwischen den Rollen Konvergenz- und Divergenzbereiche, die die Variabilität in der Querkomponente zur Rollennachse erhöhen. Da die Rollennachse hier nahezu parallel zur x -Achse ausgerichtet ist (s. Abb. 3.3), erhöht sich die Varianz von v . Bei $d = 150$ km sind die Rollen nur noch sehr schwach ausgeprägt bzw. nahezu aufgelöst, so dass es keine Unterschiede mehr in $\overline{\langle v'^2 \rangle}$ gibt, wie in Abbildung 3.4 zu sehen.

Die Varianz der vertikalen Geschwindigkeitskomponente w weist ein Maximum bei ca. $0,4z_i$ auf, wie es typischerweise in der konvektiven Grenzschicht vorkommt. Dieses entsteht aufgrund der Warmluftblasen. Diese werden nahe der Oberfläche beschleunigt und während des Aufstieges durch die Vermischung mit der Umgebungsluft, die Reibung und die stabile Schichtung in der Inversionsschicht abgebremst (Stull, 1988, S.127). In dieser Komponente ist kein Unterschied zwischen den Simulationen T25V15SE und T25V15 λ 4 zu erkennen.

Die Varianz von θ_v hat sowohl ein Maximum nahe der Oberfläche, welches aufgrund der sich dort ausbildenden Warmluftblasen entsteht, als auch ein deutlich ausgeprägteres Maximum in der Entrainment-Schicht. Letzteres entsteht durch das Überschießen der Warmluftblasen in den wärmeren Inversionsbereich und das damit verbundene Entrainment (Stull, 1988, S.132). Für die Temperaturvarianz lässt sich, wie auch für die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit, kein signifikanter Unterschied zwischen den Simulationen mit und ohne Rollen erkennen.

Die Varianzen von q und q_1 weisen, ebenso wie die Temperaturvarianz, ein Maximum in der Inversionsschicht auf. Dieses entsteht, da die Luft innerhalb der Grenzschicht einen deutlich höheren Wassergehalt aufweist als die relativ trockenere Luft in der Inversion, so dass es zu einer hohen räumlichen Variabilität aufgrund von Entrainment-Prozessen und von durch die Warmluftblasen angeregten Schwerewellen kommt (Stull, 1988, S.131). Für T25V15 λ 4 sind die Varianzen von q und q_1 bei $d = 50$ km um bis zu 20 % und bei $d = 100$ km um bis zu 15 % erhöht. Bei $d = 150$ km ist für $\overline{\langle q'^2 \rangle}$ und $\overline{\langle q_1'^2 \rangle}$ kein Unterschied mehr zwischen T25V15 λ 4 und T25V15SE zu erkennen, ähnlich wie für $\overline{\langle v'^2 \rangle}$. Die Unterschiede im Flüssigwassergehalt lassen sich ebenfalls bei einem Vergleich von Abbildung 3.4 und Abbildung 3.7 erkennen, da sich das flüssige Wasser im Mittel in den Aufwindgebieten der Rollen konzentriert. Im Gegensatz zum Fall ohne Rollen, wo der Flüssigwassergehalt eher homogen verteilt ist.

3.2.5 Flächenanteil der Auf- und Abwindgebiete

Ein Ansatz, um die Konvektion innerhalb von mesoskaligen Modellen und Globalmodellen zu parametrisieren, ist der sogenannte Massenflussansatz. Dieser basiert u. a. auf dem Parameter σ , welcher den Flächenanteil eines Aufwindgebiets innerhalb einer Gitterbox angibt (z. B. Randall et al., 1992; Lappen und Randall, 2001; Mironov, 2009). Dabei ist σ keine Konstante, sondern hängt von der meteorologischen Situation ab, wie z. B. der Schichtung, der Hintergrundströmung sowie von der Höhe (z. B. Randall et al., 1992; Duynkerke et al., 1999). Abbildung 3.13 zeigt einen dz -Schnitt des zeitlich und entlang y gemittelten σ für T25V15SE und T25V15 λ 4, wobei hier σ der prozentuale Anteil von der Anzahl der Gitterpunkte mit $w > 0 \text{ m s}^{-1}$ in y -Richtung durch die Gesamtanzahl der Gitterpunkte in y -Richtung ist. Die Werte von σ liegen im Bereich zwischen 40 % und 45 %, wobei σ nahe der Oberfläche ein Maximum aufweist, oberhalb leicht abnimmt und im Bereich der Inversion wieder zunimmt. Diese Werte liegen in dem typischen Wertebereich für konvektive Grenzschichten von 40 % bis 50 % (z. B. Randall et al., 1992; Duynkerke et al., 1999). Ein Vergleich zwischen T25V15SE und T25V15 λ 4 zeigt keine signifikanten Unterschiede.

Die in Kapitel 3.2 gezeigten Ergebnisse zeigen, dass die Rollen einen deutlichen Anteil am Vertikaltransport von Wärme, Feuchte und Impuls haben. Dabei erhöhen die Rollen nicht den Gesamttransport, sondern übernehmen nur einen Teil des Transports durch die unorganisierte Turbulenz.

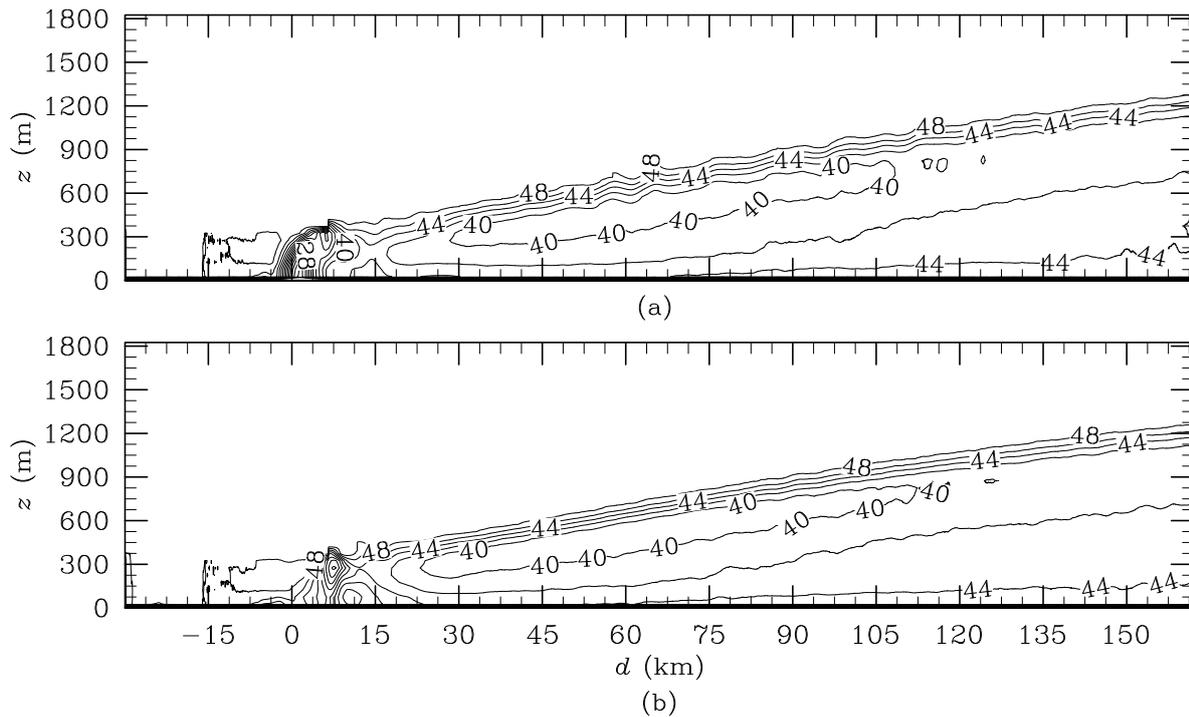


Abbildung 3.13: Vertikalschnitt in der dz -Ebene des Flächenanteils aufsteigender Luft σ in Prozent zum Zeitpunkt $t = 17$ h: (a) T25V15 λ 4 und (b) T25V15SE. Die Größen sind gemittelt entlang der y -Achse und über die letzten drei Stunden. Werte für $z > z_i$ sind nicht dargestellt.

3.3 Sensitivitätsstudien

Um zu zeigen, dass die Ergebnisse aus dem vorherigen Kapitel nicht nur für eine ausgewählte Parameterkombination gelten, werden in diesem Abschnitt weitere Ergebnisse aus dem untersuchten Parameterraum (s. Tab. 3.1) gezeigt. Aufgrund der Größe des untersuchten Parameterraums kann nur eine Auswahl der Ergebnisse gezeigt werden.

3.3.1 Windgeschwindigkeit und Temperaturdifferenz zwischen Eis und Ozean

Zunächst wird untersucht, ob die in Kapitel 3.2 getroffenen Aussagen auch für andere Werte des geostrophischen Windes und der Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser gelten. Dazu werden die Ergebnisse mit den größten und kleinsten untersuchten Werten von ΔT und u_g , welche den typischen Parameterraum von starken KLA abdecken, für eine Wellenlänge von 4 km wie in Kapitel 3.2 gezeigt, d. h. T20V10SE/- λ 4, T35V10SE/- λ 4, T20V20SE/- λ 4 und T35V20SE/- λ 4.

Die Wolkenfelder dieser Fälle sind in Abbildung 3.15 dargestellt. In allen Fällen mit strukturierter Eiskante sind Rollen zu erkennen, wohingegen in den entsprechenden Simulationen mit gerader Eiskante keine ausgebildet sind. Anhand der Stromlinien ist zu sehen, dass die Rollennachse in allen Fällen entlang dem mittleren Grenzschichtwind v_{CBL} ausgerichtet ist. Die Orientierung der Rollennachse variiert dabei zwischen den einzelnen Fällen und die Ablenkung zur x -Achse entspricht dem Winkel β (für die Definition s. Kap. 3.1.1), welcher Werte von -5° (T20V20 λ 4) bis 10° (T35V10 λ 4) über dem Meer annimmt. Die Abweichung der Windrichtung von v_{CBL} zur Richtung des vorgegebenen höhenkonstanten geostrophischen Windes v_g , welcher parallel zur x -Achse strömt, wird verursacht durch die Baroklinität sowie die Ekman-Drehung. Die Baroklinität in x -Richtung induziert einen thermischen Wind v_t . Dieser bildet zusammen mit dem vorgegebenen höhenkonstanten geostrophischen Wind v_g (repräsentiert den großräumigen barotropen Antrieb)

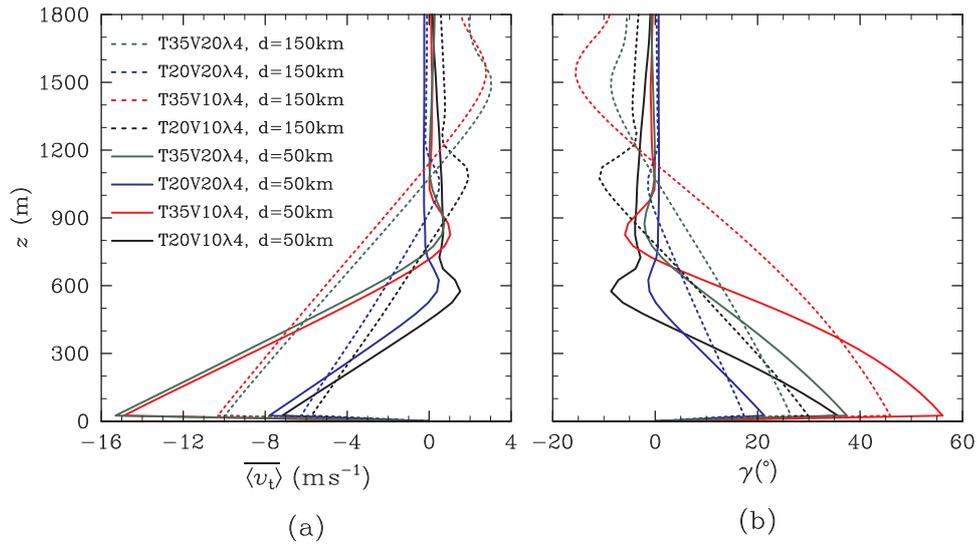


Abbildung 3.14: Vertikale Profile zum Zeitpunkt $t = 17$ h gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (durchgezogene und gestrichelte Linien) für: (a) den thermischen Wind v_t und (b) den Ablenkungswinkel γ , welcher die Ablenkung des geostrophischen Windes $v_{g,t}$ zur x -Achse beschreibt. Dargestellt sind die Fälle T20V10 λ 4, T35V10 λ 4, T20V20 λ 4 und T35V20 λ 4 (farbliche Unterscheidung).

den geostrophischen Windvektor $\mathbf{v}_{g,t}$ der Strömung über:

$$\mathbf{v}_{g,t} = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_t. \quad (3.12)$$

Um den thermisch induzierten Anteil zu bestimmen, kann folgende Gleichung verwendet werden, unter der Berücksichtigung das hier gilt $\partial_z \mathbf{v}_g = 0$, (z. B. Stull, 1988, S. 522):

$$\partial_z \mathbf{v}_{g,t} = \partial_z \mathbf{v}_t = \frac{g}{fT_v} \mathbf{k} \times \nabla_h \bar{T}_v. \quad (3.13)$$

Um den thermischen Wind in dieser Arbeit zu bestimmen, wird die Gleichung zwischen den Höhen z und z_g integriert. Dabei ist z_g die Höhe, in der der horizontale Temperaturgradient $\nabla_h \bar{T}_v$ nahe null ist. Außerdem gilt in dieser Studie $\langle \partial_y \bar{T}_v \rangle = 0$, so dass sich die Komponenten von \mathbf{v}_t ergeben zu:

$$\langle u_t \rangle = 0 \text{ m s}^{-1}, \quad \langle v_t \rangle(z) \approx -\frac{g}{f} \int_z^{z_g} dz \frac{\langle \partial_x \bar{\theta}_v \rangle}{\langle \bar{\theta}_v \rangle}. \quad (3.14)$$

Dabei wurde anstatt der virtuellen Temperatur T_v die virtuelle potentielle Temperatur θ_v verwendet, da diese Größe in allen Simulationen ausgegeben wurde. Ein exemplarischer Vergleich hatte gezeigt, dass dadurch v_t lediglich um bis zu 4% innerhalb der Grenzschicht abweicht, was für die nachfolgende Betrachtung ausreichend ist. Aufgrund von Gleichung 3.14 und der in den Simulationen gemachten Vorgabe von $\mathbf{v}_g = (u_g, 0)$, ergibt sich in dieser Arbeit $\mathbf{v}_{g,t} = (u_g, v_t)$.

Der thermische Wind wird nach Gleichung 3.14 berechnet. Das Vertikalprofil der thermischen Windkomponente $\langle v_t \rangle$ ist in Abbildung 3.14a dargestellt für die Fälle T20V10 λ 4, T35V10 λ 4, T20V20 λ 4 und T35V20 λ 4. Der Betrag des thermischen Windes hat sein Maximum nahe der Oberfläche und nimmt linear mit der Höhe ab. Im Bereich der Entrainment-Schicht erreicht \mathbf{v}_t positive Werte, bevor er in der freien Atmosphäre nahezu null ist. Dabei erreicht $\langle v_t \rangle$ oberflächennahe Werte von -7 m s^{-1} (T20V20 λ 4) bis -16 m s^{-1} (T35V20 λ 4). Das Profil ist umgekehrt proportional zum Vertikalprofil des vertikalen kinematischen Flusses der virtuellen potentiellen Temperatur (s. Abb. 3.16) außer in den Bereichen in denen diabatische Prozesse stattfinden.

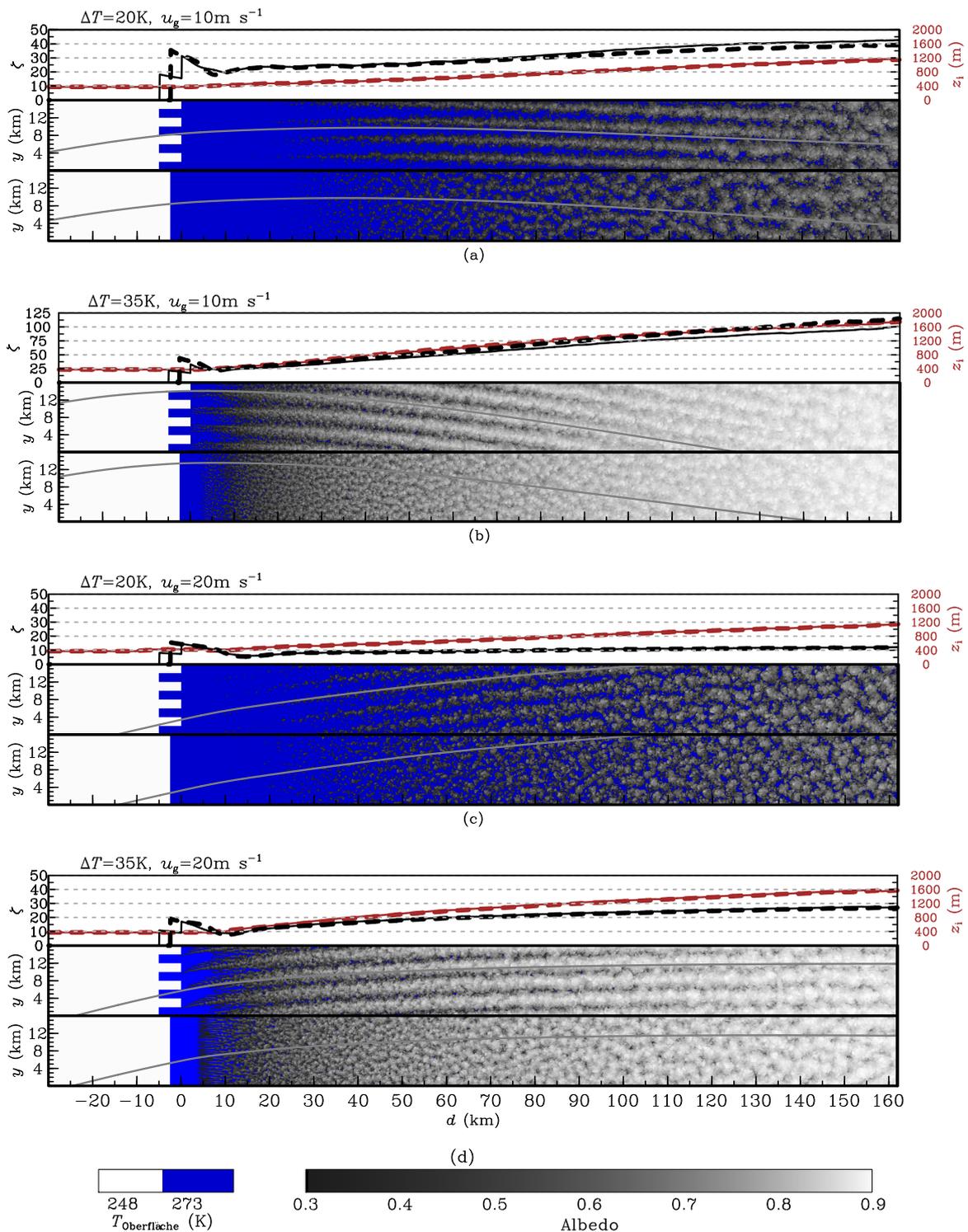


Abbildung 3.15: Stabilitätsparameter ζ (schwarze Linie) und Grenzschichtdicke z_i (braune Linie), gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation, sowie das instantane Feld der Wolkenalbedo zum Zeitpunkt $t = 17\text{h}$ für: (a) T20V10 λ 4/-SE, (b) T35V10 λ 4/-SE, (c) T20V20 λ 4/-SE und (d) T35V10 λ 4/-SE. In jeder Abbildung repräsentieren die durchgezogenen Linien von ζ und z_i sowie der obere horizontale Schnitt die Fälle mit strukturierter Eiskante und die gestrichelten Linien sowie die unteren Horizontalschnitte den entsprechenden Fall mit gerader Eiskante. Die grauen Linien in den Horizontalschnitten zeigen die Strömungsrichtung berechnet über den zeitlich gemittelten Grenzschichtwind v_{CBL} .

Der hier gezeigte thermische Wind ist der Grund für das in Kapitel 3.2.1 beobachtete Geschwindigkeitsmaximum des mittleren Grenzschichtwindes, welches näher in Kapitel 3.3.4 untersucht wird.

Der Winkel γ , der die Ablenkung des geostrophischen Windes $\mathbf{v}_{g,t}$ von der x -Achse angibt, ist in Abbildung 3.14b gezeigt. γ hat den größten Wert nahe der Oberfläche, mit Werten zwischen 18° (T20V10SE/- λ_4) und 58° (T35V10SE/- λ_4), und nimmt mit der Höhe ab. Das Profil von γ entspricht einer Linksdrehung des geostrophischen Windes mit zunehmender Höhe, wie es für eine Kaltluftadvektion zu erwarten ist.

Neben dem durch die Baroklinität verursachten thermischen Wind hat zusätzlich die Ekman-Drehung einen Einfluss auf den mittleren Wind. Dieses soll anhand der Stromlinien im Bereich der Eisfläche zwischen $d = -30$ km und $d \approx 0$ km in Abbildung 3.15 gezeigt werden. In allen Fällen müsste über dem Eis die Stromlinie bzw. \mathbf{v}_{CBL} parallel zur x -Achse verlaufen, da $\mathbf{v}_g = (u_g, 0 \text{ m s}^{-1})$ gilt. Allerdings weisen in allen Fällen die Stromlinien bzw. \mathbf{v}_{CBL} einen negativen Winkel β zur x -Achse (Nord-Süd Achse) und damit zu \mathbf{v}_g auf. Dabei liegt β in den hier gezeigten Fällen im Bereich zwischen -8° und -10° , abhängig von der Windgeschwindigkeit. Die Baroklinität kann über dem Eis als Einflussfaktor ausgeschlossen werden, da die potentielle Temperatur θ dort innerhalb der Grenzschicht sowohl horizontal als auch vertikal homogen ist (s. Abb. 3.2) und somit $\mathbf{v}_t = 0 \text{ m s}^{-1}$. Die Änderung der Windrichtung von \mathbf{v}_{CBL} zu \mathbf{v}_g lässt sich hier auf die Ekman-Drehung zurückführen. Diese entsteht zum einen aufgrund des abnehmenden Einflusses der Reibung auf die Strömung mit der Höhe und zum anderen aufgrund der Corioliskraft. Die Ekman-Drehung wirkt nicht nur über dem Eis, sondern auch über dem Ozean, wobei sich der Winkel dort aufgrund der veränderten Rauigkeit ändert. Der Ablenkungswinkel aufgrund der Ekman-Drehung, oben als Wert von β angegeben, weist negative Werte auf. Hingegen liegt der durch die Baroklinität verursachte Ablenkungswinkel γ unterhalb des Inversionsbereiches im positiven Wertebereich (s. Abb. 3.14). Somit wirken die Ekman-Drehung und die Baroklinität gegensätzlich auf die mittlere Windrichtung. Dieses ist gut anhand der starken Krümmung der Stromlinie zwischen Eis und Ozean für die Fälle T35V10SE/- λ_4 in Abbildung 3.15b zu sehen, welche die Parameterkombination mit den größten Werten von γ ist (s. Abb. 3.14).

In Abbildung 3.15 ist neben der Wolkenalbedo die Obergrenze der Grenzschicht bzw. die Grenzschichtdicke z_i und der Stabilitätsparameter ζ dargestellt. In allen Fällen ist kein signifikanter Unterschied zwischen den Simulationen mit gerader und strukturierter Eiskante zu erkennen. Für die Simulationen mit einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 35$ K ist das Grenzschichtwachstum größer als in den Fällen mit niedrigeren Temperaturdifferenzen und die Grenzschichtdicke erreicht Werte von bis zu 1700 m (T35V10SE/- λ_4) am Ausströmrand. In den Simulationen mit derselben Temperaturdifferenz und höheren Windgeschwindigkeiten (T35V20SE/- λ_4) ist die Grenzschichtdicke etwas niedriger mit $z_i \approx 1600$ m. Ein Vergleich von Abbildung 3.15b und 3.15d zeigt, dass die Stromlinie im Fall von T35V10SE/- λ_4 stärker gekrümmt ist als für T35V20SE/- λ_4 . Demnach hat am Ausströmrand die Strömung im Falle von T35V10SE/- λ_4 einen längeren Weg zurückgelegt und somit bis zum Ausströmrand einen größeren Wärmeeintrag erhalten als im Falle von T35V20SE/- λ_4 . Dies erklärt in dem Fall die unterschiedlichen Grenzschichtdicken am Ausströmrand.

Der Stabilitätsparameter ζ erreicht die größten Werte für den Fall T35V10SE/- λ_4 mit Werten zwischen 25 nahe der Eiskante und 115 am Ausströmrand. Dass in dem Fall die größten Werte auftreten, ist zu erwarten, wie Gleichung 1.1 zeigt. Zum einen treten bei hohen ΔT größere Wärmeströme auf als bei niedrigeren ΔT und zum anderen ist die Schubspannungsgeschwindigkeit niedriger als in den Fällen mit höheren Windgeschwindigkeiten. Diese Ergebnisse bestätigen die Beobachtungen von Gryschka et al. (2008), dass erzwungene Rollen auch bei großen Werten für ζ auftreten können. Die geringsten Werte für ζ treten demnach für die Parameterkombination T20V20SE/- λ_4 auf, wo die Werte zwischen 8 und 12 liegen. Der Wertebereich von ζ in dieser Arbeit liegt innerhalb des bisher beobachteten Wertebereichs für KLA (z. B. Brümmer, 1999).

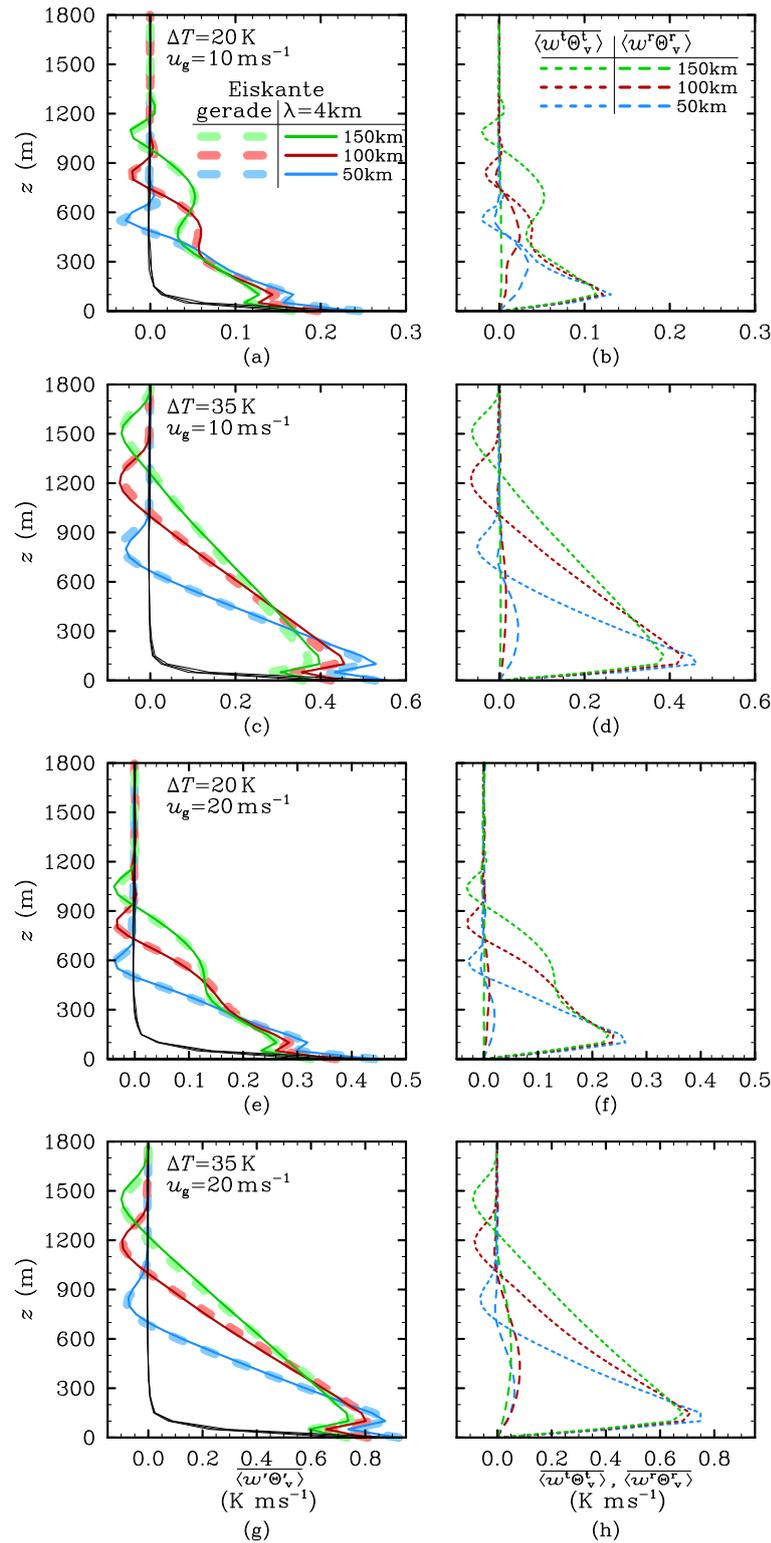


Abbildung 3.16: Vertikale Profile des vertikalen kinematischen Flusses der virtuellen potentiellen Temperatur in unterschiedlichen Entfernungen zur Eiskante (farbliche Unterscheidung) zum Zeitpunkt $t = 17\text{ h}$ gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation. In (a,c,e,g) sind die totalen turbulenten Flüsse für die Simulationen mit Rollen (durchgezogene farbige Linien) und ohne Rollen (gestrichelte farbige Linien) gezeigt sowie die subskaligen Anteile (schwarze Linien). In (b,d,f,h) sind die aufgelösten Anteile der Rollen (gestrichelte Linien) und der unorganisierten Turbulenz (gepunktete Linien) für die Simulationen mit Rollen dargestellt. Abgebildet sind die Ergebnisse folgender Simulationen: (a,b) T20V10 λ 4/-SE, (c,d) T35V10 λ 4/-SE, (e,f) T20V20 λ 4/-SE und (g,h) T35V20 λ 4/-SE.

Obwohl die Werte zum Teil in einem Bereich sind in dem sich freie Rollen ausbilden können, sind solche nicht in Abbildung 3.14 für die Simulationen mit gerader Eiskante zu erkennen.

In Abbildung 3.16 sind die vertikalen kinematischen Gesamtflüsse der virtuellen potentiellen Temperatur sowie die Anteile der Rollen und der unorganisierten Turbulenz dargestellt (vgl. Kap. 3.2.2). Wie schon für den Vergleich zwischen T25V15 λ 4 und T25V15SE, sind für die vier hier gezeigten Parameterkombinationen keine Unterschiede im vertikalen kinematischen Gesamtfluss von θ_v zwischen den Simulationen mit gerader und strukturierter Eiskante zu sehen. Der größte Anteil der Rollen am Gesamtfluss lag für T25V15 λ 4 bei 15 % (vgl. Kap. 3.2.2). Die Anteile der Rollen am vertikalen Transport für die in diesem Abschnitt betrachteten Parameterkombinationen sind in der rechten Spalte von Abbildung 3.16 zu sehen. Dabei übernehmen die Rollen bis zu 50 % des Gesamttransports im Fall von T20V10 λ 4 und bis zu ca. 17 % in den anderen Fällen. Wie schon in Abbildung 3.8 gezeigt, ist der Rollenanteil in der Mitte der Grenzschicht am größten. Insgesamt fällt der Rollenanteil sehr unterschiedlich aus. Für den Fall T35V10 λ 4 ist nur bei $d = 50$ km ein signifikanter Rollenanteil zu erkennen, wohingegen sich für T35V20 λ 4 der Rollenanteil zwar prozentual verringert, aber auch bei $d = 150$ km noch im Bereich von 10 % liegt.

Dieser Abschnitt hat gezeigt, dass die Ergebnisse für die in Kapitel 3.2 betrachtete Parameterkombination auch für einen größeren Parameterraum von u_g und ΔT , welcher typisch für starke KLA ist, gelten. Das bedeutet, dass die Rollen auch für den erweiterten Parameterraum nur einen Teil des Transportes von der unorganisierten Turbulenz übernehmen und nicht den Gesamttransport erhöhen. Allerdings fällt der Rollenanteil am Gesamttransport sehr unterschiedlich aus, sowohl abhängig vom Abstand zur Eiskante als auch von ΔT und u_g . Es sei noch angemerkt, dass die Ergebnisse der nicht gezeigten Parameterkombinationen, die in Tabelle 3.1 aufgelistet sind, innerhalb der in diesem Abschnitt angegebenen Wertebereiche liegen.

3.3.2 Wellenlänge der Heterogenität

Als weiterer Parameter wurde die Wellenlänge der erzwungenen Rollen λ variiert. Dazu wurde die Form der Eiskante modifiziert. Diese Untersuchung wurde für die in Abschnitt 3.2 diskutierte Parameterkombination mit einer Temperaturdifferenz von 25 K und einem vorgegebenen geostrophischen Wind von 15 ms^{-1} durchgeführt. Für die Untersuchungen in Abschnitt 3.2 und 3.3.1 wurde eine Wellenlänge von 4 km verwendet. Um den Einfluss der Wellenlänge auf die bisherigen Ergebnisse zu untersuchen, wurden Simulationen mit Wellenlängen von 2 km (T25V15 λ 2), 6 km (T25V15 λ 6) und 8 km (T25V15 λ 8) durchgeführt.

Abbildung 3.17 zeigt für alle untersuchten Wellenlängen die Grenzschichtdicke z_i (oberste Abbildung), den Stabilitätsparameter ζ (zweite Abbildung von oben) sowie die horizontalen Felder der Wolkenalbedo (untere Abbildungen). Wie in der Abbildung zu sehen, ist die Entwicklung von z_i und ζ für alle untersuchten Wellenlängen gleich. Die Wolkenalbedo weist für alle Wellenlängen die Entwicklung von Wolkenstraßen auf, welche, mit Ausnahme von T25V15 λ 2, bis zum Ausströmrand reichen. Für T25V15 λ 2 lösen sich die Rollen bereits zwischen $d \approx 50$ km und $d \approx 70$ km auf. Die Obergrenze der Grenzschicht liegt in dem Bereich zwischen 750 m und 850 m, wodurch sich ein Aspektverhältnis $A = \lambda/z_i$ zwischen 2,7 und 2,4 für T25V15 λ 2 ergibt (vgl. Abb. 3.19c). In den 13 analysierten KLA von Brümmer (1999) liegt das kleinste beobachtete Aspektverhältnis für Rollen bei 2,6. Eine Übersicht über zahlreiche Studien mit beobachteten Aspektverhältnissen von Rollen ist in Atkinson und Zhang (1996, Tab. 1) gegeben und zeigt, dass in den meisten Studien $A > 2$ war. Vermutlich bilden sich unterhalb eines kritischen Aspektverhältnisses keine Rollen mehr aus. Diese Beobachtung stimmen mit den Studien von Shen und Leclerc (1995) und Liu et al. (2011) überein, welche Sekundärzirkulationen, die durch idealisierte Heterogenitäten im Oberflächenwärmestrom induziert wurden, untersuchten. Dabei zeigte sich, dass für abnehmende Heterogenitätsskalen unterhalb der Grenzschichtdicke der Einfluss der sich ausbildenden Sekundärzirkulationen auf die Grenzschicht abnahm. Die Sekundärzirkulationen erstreckten sich in den Fällen nicht mehr über die gesamte Grenzschichtdicke. Außerdem lösten sich die durch Oberflä-

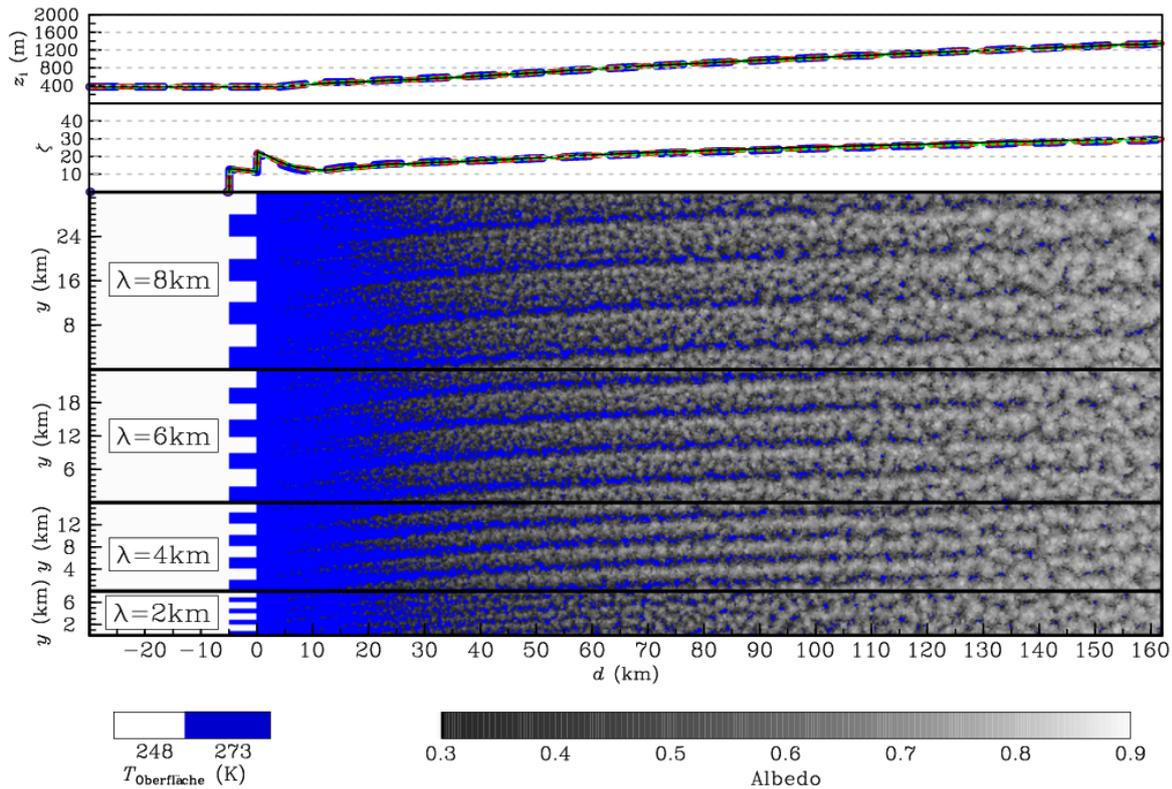


Abbildung 3.17: Grenzschichtdicke z_i (oben) und Stabilitätsparameter ζ zum Zeitpunkt $t = 17$ h, gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation, für: T25V15 λ 2 (rote Linien), T25V15 λ 4 (schwarze Linien), T25V15 λ 6 (blaue Linien) und T25V15 λ 8 (grüne Linien). Darunter sind die instantanen Felder der Wolkenalbedo für die entsprechenden Fälle gezeigt.

chenheterogenitäten verursachten Sekundärzirkulationen auf, wenn die Grenzschichtdicke mit der Zeit zunahm und das Aspektverhältnis zu groß wurde (Shen und Leclerc, 1995; Liu et al., 2011). Maronga und Raasch (2013) konnten diese Ergebnisse unter Verwendung von realen Landoberflächenheterogenitäten im oberflächennahen Wärmestrom bei schwachem Hintergrundwind (bis zu 6 ms^{-1}) und der Simulation eines Tagesgangs bestätigen. Für den Windgeschwindigkeitsbereich von 3 ms^{-1} bis 6 ms^{-1} waren die Sekundärzirkulationen den einzelnen Oberflächenheterogenitäten nicht mehr zuzuordnen und gingen in rollenartige Strukturen über. In ihren Simulationen wuchs die Grenzschichtdicke im Tagesverlauf an, wobei kleinere Heterogenitätsskalen an Bedeutung verloren und die Skala der rollenartigen Sekundärzirkulationen zunahm. Maronga und Raasch (2013) führten dies auf die Zunahme der Grenzschichtdicke zurück. Dadurch konnten die Ergebnisse von z. B. Shen und Leclerc (1995) für unregelmäßige Landoberflächenheterogenitäten verallgemeinert werden. Für KLA mit realistischer Eiskante zeigt die Arbeit von Gryschka et al. (2008), dass die Wellenlänge der Rollen mit zunehmendem Abstand zur Eiskante bzw. mit zunehmendem Anwachsen der Grenzschichtdicke stromabwärts der Eiskante zunimmt. In der vorliegenden Studie wurde allerdings immer nur eine spezifische Wellenlänge für die Heterogenität vorgegeben. Somit lösen sich die Rollen im Falle T25V15 λ 2 auf. Das Auflösen der Rollen mit zunehmender Grenzschichtdicke und zunehmendem Aspektverhältnis für T25V15 λ 2 ordnet sich in die oben genannten Ergebnisse zu Sekundärzirkulationen mit und ohne Hintergrundwind ein.

Die Rollen (v^r, w^r) für T25V15 λ 8 sind in Abbildung 3.18 zu sehen. Dabei fällt auf, dass die Stärke der Aufwindgebiete variiert. An der Stelle $d = 100$ km sind die Aufwindgebiete z. B. an den Stellen $y = 3$ km und $y = 11$ km jeweils stark ausgeprägt. Dieser Abstand entspricht der Wellenlänge von 8 km. Im Bereich $y = 6,5$ km und $y = 8,5$ km ist das Aufwindgebiet hingegen

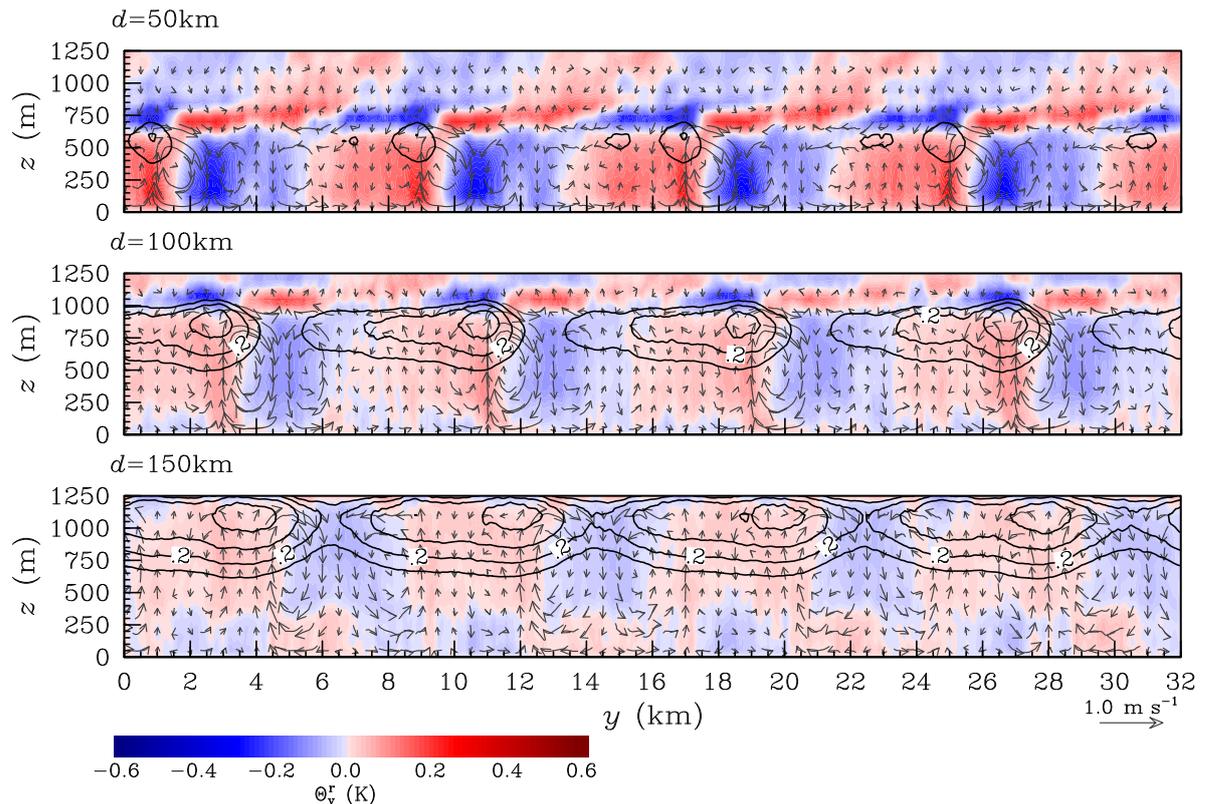


Abbildung 3.18: Simulation T25V15 λ 8 zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene an unterschiedlichen Entfernungen hinter der Eiskante. Die Vektorpfeile zeigen die Sekundärströmung (v^r, w^r) , die farblich markierten Bereiche den Rollenanteil der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v^r (proportional zur Auftriebskraft) und die schwarzen Isolinien den Flüssigwassergehalt \bar{q}_l in g kg^{-1} .

deutlich schwächer ausgeprägt. Demnach ist die Stärke der Aufwindgebiete asymmetrisch verteilt, im Gegensatz zu T25V15 λ 4 (vgl. Abb. 3.4). Dasselbe gilt für die Abwindgebiete. Dies ist vermutlich auf das größere Aspektverhältnis im Bereich der Eiskante zurückzuführen, wo die Rollen entstehen.

Die Profile der vertikalen kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur an der Stelle $d = 50$ km sind in Abbildung 3.19a zu sehen. Der gesamte Vertikalfluss ist für alle untersuchten Wellenlängen (T25V15 λ 2, - λ 4, - λ 6 und - λ 8) und den Fall ohne Rollen (T25V15SE) nahezu identisch. Der Rollenanteil am vertikalen kinematischen Fluss von θ_v (Abb. 3.19b) ist in der Mitte der Grenzschicht für alle Wellenlängen am größten, jedoch variiert die Stärke dieses Maximums für die einzelnen Wellenlängen. Für $\lambda = 4$ km ist der Rollenanteil am Transport am größten und beträgt ca. 15% des Gesamttransports, für $\lambda = 2$ km ist der Anteil mit ca. 5% am geringsten. Diese Ergebnisse stimmen mit denen von Patton et al. (2005) überein. Diese fanden in ihrer LES Studie über idealisierten Landoberflächenheterogenitäten heraus, dass eine optimale Wellenlänge mit der stärksten Sekundärzirkulation und dem größten Anteil am Gesamttransport existiert. Dabei war in der Studie von Patton et al. (2005) die Zirkulation am stärksten, wenn das Aspektverhältnis zwischen 4 und 9 lag.

Die Entwicklung des prozentualen Rollenanteils am Gesamttransport sowie des Aspektverhältnisses mit zunehmendem Abstand zur Eiskante ist in Abbildung 3.19c gezeigt. Der Rollenanteil erreicht bei $d \approx 8$ km ein Maximum und nimmt dann mit zunehmendem Abstand zur Eiskante ab, aufgrund der Zunahme der Grenzschichtdicke und der damit einhergehenden Abschwächung der Rollen. Für T25V15 λ 2 tritt noch ein weiteres lokales Maximum bei $d \approx 40$ km auf, welches

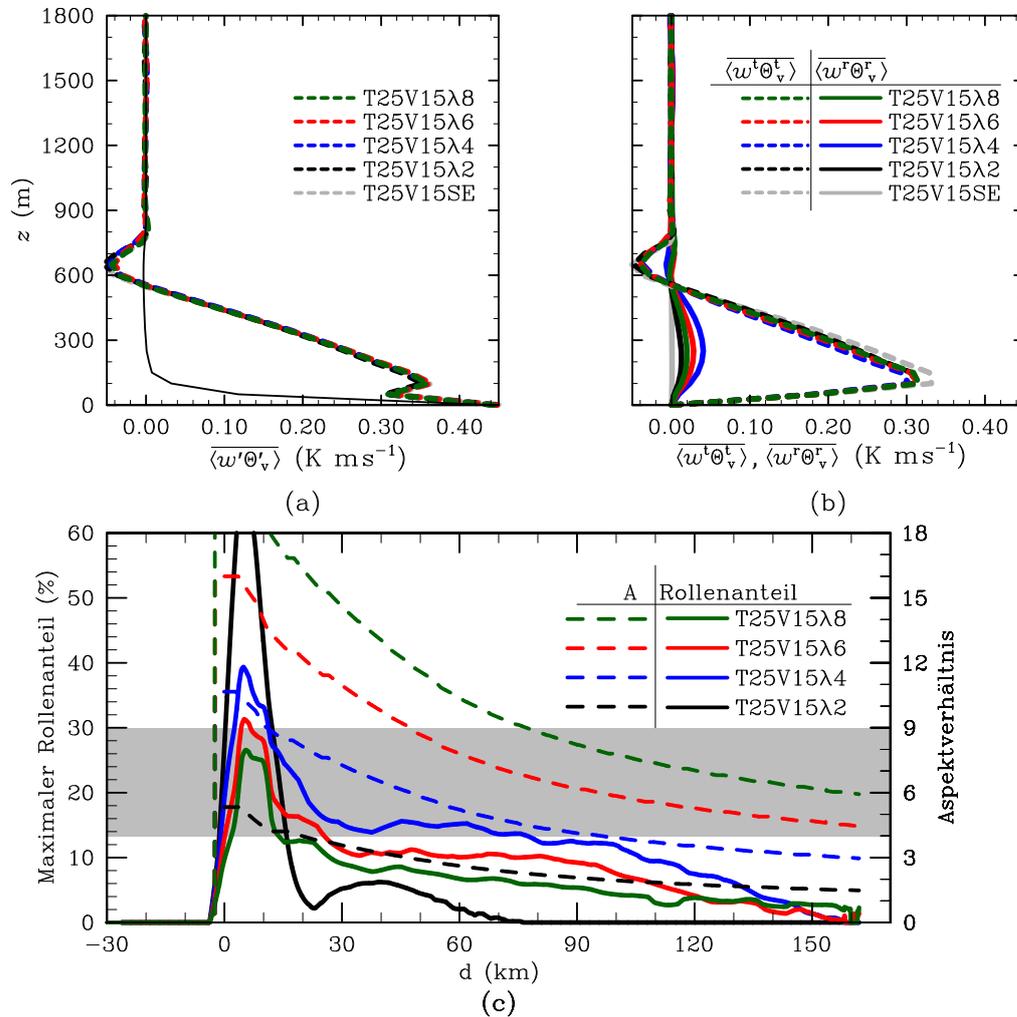


Abbildung 3.19: (a,b) Vertikale Profile zum Zeitpunkt $t = 17$ h, gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation, des vertikalen kinematischen Flusses der virtuellen potentiellen Temperatur an der Stelle $d = 50$ km für T25V15λ2, -λ4, -λ6, λ8 und -SE (farbliche Unterscheidung). In (a) sind die totalen turbulenten Flüsse sowie die subskaligen Flüsse (schwarze Linien) zu sehen und in (b) der aufgelöste Anteil der Rollen und der Anteil der unorganisierten Turbulenz. (c) Größter prozentualer Anteil der Rollen am Vertikaltransport entlang der Vertikalachse an einem Punkt (x, y) , gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation, und das Aspektverhältnis A aufgetragen als Funktion des Abstands zur Eiskante. Der grau unterlegte Bereich markiert das von Patton et al. (2005) angegebene Aspektverhältnis in dem die optimale Wellenlänge mit dem größten Rollenanteil auftrat.

allerdings deutlich kleiner ist als das erste Maximum. Das Aspektverhältnis hat ein Maximum im Bereich der Eiskante und nimmt dann aufgrund der Zunahme der Grenzschichtdicke kontinuierlich ab. Bis etwa 12 km hinter der Eiskante ist der prozentuale Rollenanteil für T25V15 λ 2 am größten und das Aspektverhältnis für T25V15 λ 2 liegt auch in dem angegebenen Bereich von Patton et al. (2005) (grau markierter Bereich in Abb. 3.19c). Ab $d \approx 12$ km hat T25V15 λ 4 den größten Rollenanteil und dort hat das Aspektverhältnis einen Wert von ungefähr 9 erreicht. Der Rollenanteil bleibt für T25V15 λ 4 bis $d \approx 145$ km am größten, obwohl das Aspektverhältnis schon ab $d \approx 100$ km kleiner 4 ist. Im Gegensatz dazu liegt das Aspektverhältnis ab $d \approx 100$ km bis zum Ausströmrand für T25V15 λ 6 und T25V15 λ 8 im Wertebereich zwischen 4,5 und 8. Allerdings sind die Vertikalgeschwindigkeiten w^r für T25V15 λ 4 an der Stelle 50 km und 100 km stromabwärts hinter der Eiskante größer als bei T25V15 λ 8. Bei $d = 150$ km sind sie in beiden Fällen gleich groß (vgl. Abb. 3.4 und 3.18). Somit ist der Anteil der Rollen am vertikalen Transport in dem Bereich für T25V15 λ 4 größer als für T25V15 λ 8. Erst ab $d \approx 145$ km ist der Rollenanteil von T25V15 λ 8 am größten, wobei der Anteil nur noch ungefähr 1% ausmacht, da die Rollen schon stark abgeschwächt sind (s. Abb. 3.4, 3.18 und 3.19). Diese Ergebnisse zeigen, dass das Aspektverhältnis der Wellenlänge mit dem größten Anteil am Gesamttransport über eine große Strecke nicht im angegebenen Bereich von Patton et al. (2005) liegt. Dieses konnte bereits von van Heerwaarden et al. (2014) gezeigt werden. Diese untersuchten mittels DNS und LES eine heterogen geheizte konvektive Grenzschicht und bestimmten über das Maximum der kinetischen Energie für unterschiedliche Heterogenitätswellenlängen und -amplituden die optimale Wellenlänge. Van Heerwaarden et al. (2014) konnten aus ihren Ergebnissen schließen, dass die optimale Wellenlänge nicht bei einem bestimmten Aspektverhältnis auftritt, sondern stark von der Amplitude der Heterogenität abhängt. Dabei sei darauf hingewiesen, dass in den Studien von Patton et al. (2005) und Van Heerwaarden et al. (2014) die Sekundärzirkulationen während der gesamten Simulation durch die Oberflächenheterogenitäten angetrieben wurden. In dieser Arbeit tritt hingegen die Heterogenität nur im Bereich der Eiskante auf und stromabwärts dahinter wurde eine konstante homogene Oberflächentemperatur vorgegeben. Somit sind die Ergebnisse der Studien nur unter Einschränkungen vergleichbar.

Wie bereits erwähnt, zeigt Abbildung 3.19c eine Abnahme des Aspektverhältnisses mit zunehmendem Abstand zur Eiskante, was im Widerspruch zu Beobachtungen von Rollen in KLA steht. Wie z. B. in Miura (1986) gezeigt, nimmt das Aspektverhältnis mit zunehmendem Abstand zur Eiskante zu, obwohl die Grenzschichtdicke ebenfalls anwächst. Demnach muss die Wellenlänge der Rollen stärker zunehmen als die Grenzschichtdicke. In der Hinsicht stehen die Ergebnisse dieser Studie zunächst im Widerspruch zu den Beobachtungen. Dieses könnte zwei Ursachen haben. Zum einen treten in der Natur unregelmäßige Heterogenitäten auf, so dass erzwungene Rollen unterschiedlichster Wellenlängen angeregt werden. Dabei lösen sich stromabwärts Rollen mit geringeren Wellenlängen eher auf als Rollen mit größeren Wellenlängen. Zum anderen können benachbarte Rollen mit unterschiedlichen Wellenlängen zusammenwachsen, so dass die Wellenlänge zunimmt. In dieser Studie wurden allerdings nur Rollen mit derselben Wellenlänge angeregt, welche nicht zusammenwachsen. Dadurch blieb die Wellenlänge konstant und das Aspektverhältnis nahm aufgrund der anwachsenden Grenzschicht stromabwärts ab. Ab der Unterschreitung eines kritischen Wertes lösen sich die Rollen auf. Simulationen mit einer realistischen Eiskante zur Anregung erzwungener Rollen in denen das Aspektverhältnis stromabwärts zunahm wurden in Gryscha et al. (2008) gezeigt. Da in den meisten Simulationen der vorliegenden Studie die Rollen bis zum Ausströmrand reichen, d. h. das Modellgebiet nicht ausreichend groß genug war, kann keine Aussage über die Größe des kritischen Aspektverhältnis getroffen werden.

3.3.3 Trockene Atmosphäre

In einigen Untersuchungen zu KLA mit mesoskaligen Modellen wird die Feuchte bzw. Wolken oftmals nicht berücksichtigt (z. B. Lüpkes und Schlünzen, 1996; Chechin et al., 2013). Dieses

wird mit dem geringen Einfluss der Feuchte begründet, da das Bowen-Verhältnis sehr groß ist (z. B. Chechin et al., 2013). Außerdem zeigte ein Vergleich zwischen Messungen eines KLA mit Wolken und einer LES ohne Feuchte gute Übereinstimmungen (Gryanik und Hartmann, 2002). In diesem Abschnitt soll daher ein KLA ohne die Berücksichtigung von Feuchte dahingehend untersucht werden, ob es einen Einfluss auf die Rollen gibt und inwieweit sich der prozentuale Anteil am Gesamttransport verändert.

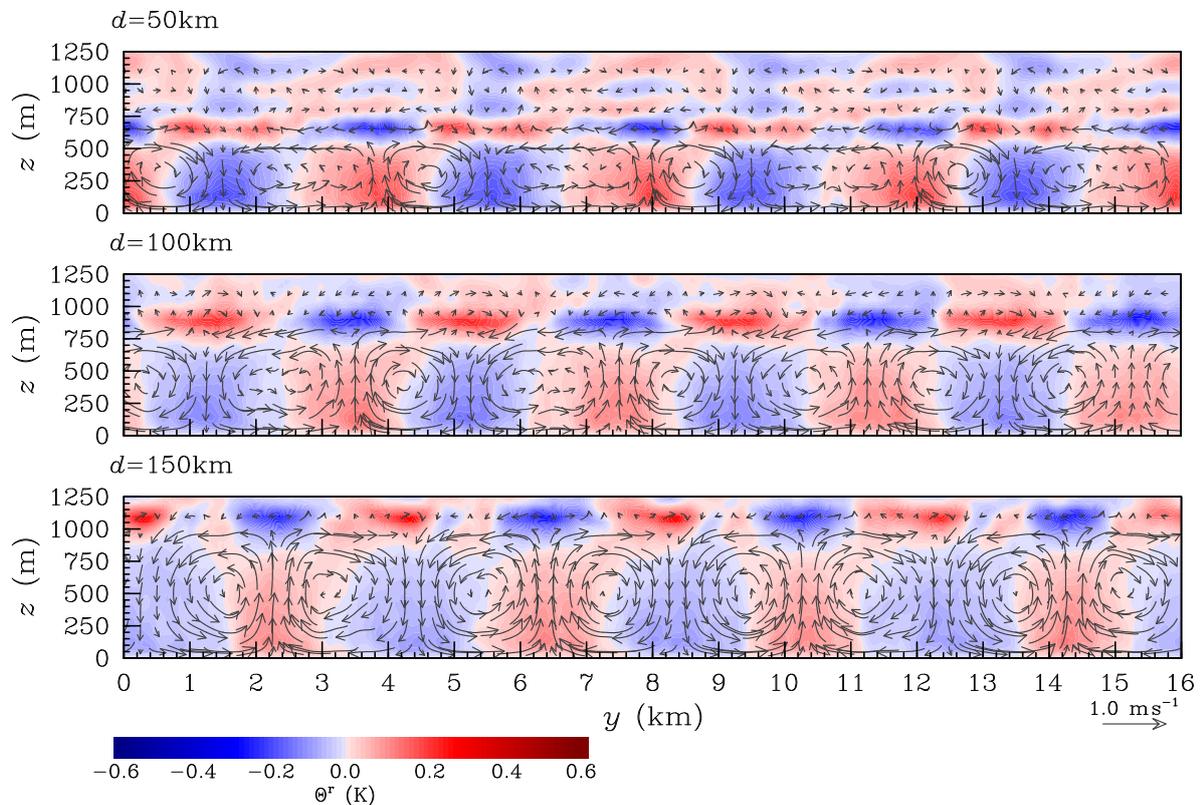


Abbildung 3.20: Simulation T25V15λ4DRY zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene an unterschiedlichen Entfernungen hinter der Eiskante. Die Vektorpfeile zeigen die Sekundärströmung (v^r, w^r) und die farblich markierten Bereiche den Rollenanteil der potentiellen Temperatur θ^r (proportional zur Auftriebskraft).

Die ausgebildeten Rollen in der Simulation T25V15λ4DRY sind in den Vertikalschnitten in Abbildung 3.20 zu erkennen. Dabei sind die Rollen im Vergleich zu T25V15λ4 (s. Abb. 3.4) in 50 km und 100 km Abstand zur Eiskante schwächer. An der Stelle $d = 150$ km sind sie hingegen in T25V15λ4DRY deutlich stärker ausgeprägt und eine Auflösung wie in T25V15λ4 ist noch nicht zu erkennen. Dieser Unterschied zwischen T25V15λ4 und T25V15λ4DRY ist in Abbildung 3.21 verdeutlicht, in der der prozentuale Anteil der Rollen am vertikalen kinematischen Gesamtfluss der virtuellen potentiellen Temperatur (T25V15λ4) bzw. der potentiellen Temperatur (T25V15λ4DRY) mit zunehmendem Abstand zur Eiskante gezeigt ist. Für T25V15λ4 liegt der Rollenanteil im Bereich zwischen $d \approx 30$ km und $d \approx 100$ km zwischen 12 % und 14 % und nimmt danach stark ab, so dass dieser schon bei $d \approx 130$ km auf 5 % abgesunken ist. Für T25V15λ4DRY liegt der Rollenanteil ab $d \approx 30$ km nahezu konstant um die 8 % bis zum Ausströmrand. Das zeigt, dass die Feuchte einen starken Einfluss auf die Lebensdauer der erzwungenen Rollen hat. Welche Prozesse dafür im Einzelnen verantwortlich sind, wurde nicht im Rahmen dieser Studie analysiert und bedarf weiterer Untersuchungen.

Die Entwicklung der Grenzschichtdicke z_1 ist ebenfalls in Abbildung 3.21 dargestellt und zeigt, dass nahe dem Ausströmrand die Grenzschichtdicke für T25V15λ4DRY um etwa 200 m geringer

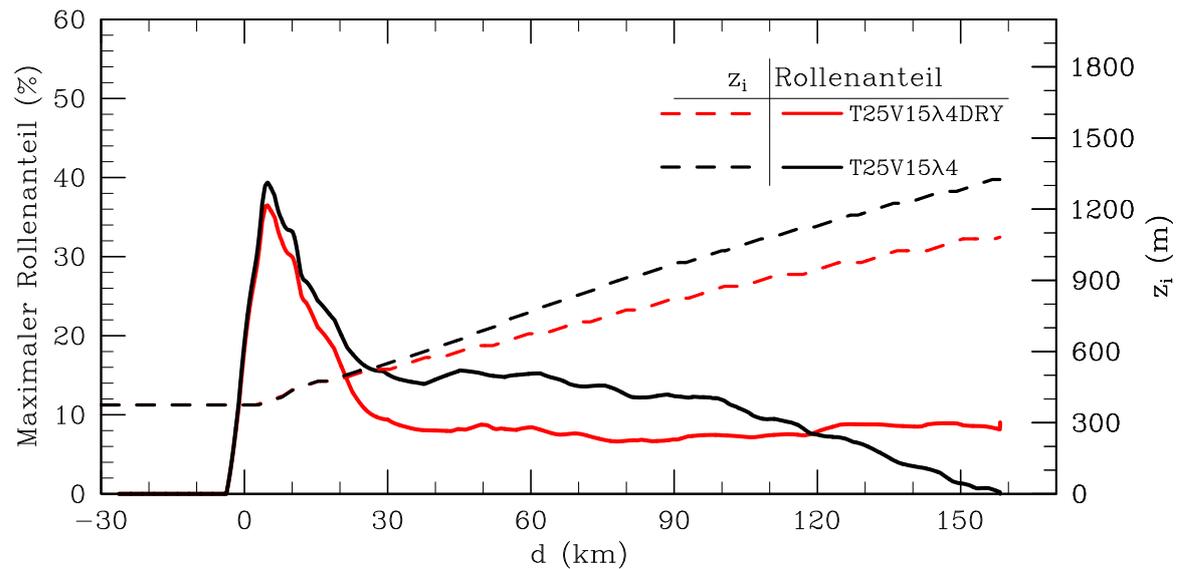


Abbildung 3.21: Größter prozentualer Rollenanteil am vertikalen kinematischen Fluss der virtuellen potentiellen Temperatur (T25V15λ4 bzw. der potentiellen Temperatur (T25V15λ4DRY) entlang der Vertikalachse an einem Punkt (x, y) und Grenzschichtdicke z_i aufgetragen als Funktion des Abstands zur Eiskante für T25V15λ4 (schwarze Linien) und T25V15λ4DRY (rote Linien), jeweils gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation.

ist, aufgrund des fehlenden latenten Wärmestroms. Die Grenzschichtdicke wächst proportional zu $d^{1/2}$ an (z. B. Stull, 1988, S. 599f) und die Wellenlänge der Rollen bleibt konstant, so dass sich das Aspektverhältnis in beiden Fällen mit zunehmendem Abstand zur Eiskante verringert. Dennoch bleibt der prozentuale Anteil der Rollen am gesamten Vertikaltransport in der Simulation T25V15λ4DRY gleich. Dieses bestätigt die Aussage aus Abschnitt 3.3.2, dass der prozentuale Anteil der Rollen am Gesamttransport nicht vom Aspektverhältnis abhängt. Eine mögliche Erklärung für den unterschiedlichen Rollenanteil zwischen T25V15λ4 und T25V15λ4DRY könnte die unterschiedliche Amplitude der Heterogenität sein, wie Van Heerwaarden et al. (2014) vermuten. Die Amplitude unterscheidet sich für die beiden Simulationen hier um den Betrag des latenten Wärmestroms. Dieser macht im Bereich der Heterogenität ca. 28 % des oberflächennahen Gesamtwärmestroms aus und nahe dem Ausströmrund ca. 33 % (s. Abb. 3.3). Da in der vorliegenden Arbeit in den Simulationen mit Feuchte die Kondensationsprozesse bereits in wenigen hundert Meter Höhe einsetzen (vgl. Kap. 3.2.2), hat der latente Wärmefluss einen Einfluss auf den Großteil der atmosphärischen Grenzschicht. Wie auch in den vorherigen Kapiteln ist der Gesamttransport von Wärme und Impuls für T25V15λ4DRY und T25V15SEDRY gleich groß (nicht gezeigt).

Diese Ergebnisse zeigen, dass die Feuchte sowohl einen Einfluss auf den Anteil der Rollen am Gesamttransport hat als auch auf die Lebensdauer und Stärke der Rollen. Dabei wird durch die Feuchte die Amplitude der Heterogenität, aufgrund des zusätzlichen latenten Wärmestroms, verstärkt, so dass die Rollen zunächst stärker sind als im trockenen Fall. Weiter stromabwärts lösen sich die Rollen bei der Berücksichtigung von Feuchte in der Simulation allerdings früher auf (vgl. Abb. 3.20 und Abb. 3.4 bei $d = 150$ km). Dabei liegt das Aspektverhältnis für T25V15λ4DRY bei $d = 150$ km bei ca. 3,8, hingegen bei T25V15λ4 bereits bei 3,1. Ein Aspektverhältnis von 3,8 wird bei T25V15λ4 bereits an der Position $d \approx 110$ km erreicht (s. Abb. 3.19), aufgrund des stärkeren Grenzschichtwachstums.

Die Ergebnisse dieses Abschnittes zeigen, dass Rollen während eines KLA ohne die Berücksichtigung von Feuchte zunächst einen geringeren Anteil am Gesamttransport von Wärme ausmachen. Allerdings blieb der Rollenanteil für T25V15λ4DRY über den hier simulierten Bereich relativ

konstant, wobei dieser für T25V15λ4 mit größerem Abstand zur Eiskante deutlich abnahm. Dieses zeigt, dass der Rollenanteil auch von der Feuchte abhängt. Wie einleitend erwähnt, sind die Einflussfaktoren auf den Rollenanteil für Anpassungen von Parametrisierungen in gröberskaligen Modellen interessant.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse in Abschnitt 3.3.1 bis 3.3.3, dass die Rollen auch für einen größeren Parameterraum polarer KLA nicht den vertikalen turbulenten Gesamttransport von Wärme, Feuchte und Impuls erhöhen, sondern lediglich einen Teil des Transportes der unorganisierten Turbulenz übernehmen. Des Weiteren zeigen die Ergebnisse, dass der prozentuale Anteil der Rollen am Gesamttransport von allen hier untersuchten Parametern: Der geostrophischen Windgeschwindigkeit, der Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser und damit der Stärke der Baroklinität, der Wellenlänge der Rollen sowie der Feuchte abhängig ist. Das Verständnis dieser Einflussfaktoren ist wichtig für die Anpassung von Parametrisierungen in mesoskaligen Modellen, falls diese, bei entsprechend feiner Gitterauflösung, anfangen einen Teil der Turbulenz, insbesondere Rollen, aufzulösen.

3.3.4 Untersuchungen zur Eis-Seewind Zirkulation

In diesem Abschnitt soll das in Abbildung 3.2 gezeigte Windmaximum für die in dieser Arbeit durchgeführte Parameterstudie näher untersucht und mit den Ergebnissen von Chechin et al. (2013) verglichen werden. Die Beschleunigung des mittleren Windes in der atmosphärischen Grenzschicht auf supergeostrophische Windgeschwindigkeiten wurde schon in verschiedenen Studien beobachtet (z. B. Overland et al., 1983; Langland et al., 1989; Guest et al., 1995; Lüpkes und Schlünzen, 1996). Dieses Phänomen konnte auf die barokline Situation während eines KLA zurückgeführt werden. Dabei entsteht eine Eis-Seewind Zirkulation aufgrund des großräumigen Temperaturunterschiedes zwischen der Eisfläche und dem Ozean. Der dadurch induzierte thermische Wind v_t , welcher für eine zusätzliche Beschleunigung des mittleren Windes innerhalb der Grenzschicht sorgt, wurde bereits in Kapitel 3.3.1 bestimmt. Durch die zusätzliche Beschleunigung zum barotropen Antrieb entsteht ein Windmaximum stromabwärts von der Eiskante im Bereich zwischen $d \approx 50$ km und $d \approx 150$ km mit um die 10% höheren Windgeschwindigkeiten als weiter stromabwärts. Chechin et al. (2013) benannten dieses Phänomen als Eis-Seewind Jet und führten zum ersten Mal eine systematische Studie über den Einfluss externer Faktoren durch. Dabei variierten sie den barotropen Anteil des geostrophischen Windes, die Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser, die Inversionshöhe und die Anströmrichtung. Sie verwendeten quasi-zweidimensionale mesoskalige Modelle, welche die gesamte Turbulenz innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht parametrisierten, wobei keine Feuchte berücksichtigt wurde. Außerdem untersuchten sie den Einfluss der Gitterweite mit Werten zwischen 1,25 km und 60 km, wobei die größeren Auflösungen vergleichbar mit Gitterweiten in Klima- und Reanalysemodellen sind. Die Ergebnisse von Chechin et al. (2013) zeigen, dass bei gröberer Auflösung das Windmaximum um bis zu 15% unterschätzt wird und somit die Wärmeströme und Impulsflüsse nahe der Oberfläche. Diese Unterschätzung erstreckt sich über einen Bereich zwischen der Eiskante und 200 km stromabwärts und hat somit über eine große Fläche hinter der Eiskante Einfluss auf die Energiebilanz in einigen Klimamodellen. Um die Ergebnisse von Chechin et al. (2013) einer ersten Prüfung zu unterziehen, werden die Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Parameterstudie mit denen von Chechin et al. (2013) soweit wie möglich verglichen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass es sich dabei nicht um einen direkten Vergleich handelt bei dem das Set-up zwischen den mesoskaligen Modell und dem LES Modell aufeinander abgestimmt ist. Ein wesentlicher Unterschied besteht darin, dass das mesoskalige Modell keine Feuchte berücksichtigt. Der Einfluss der Feuchte auf die LES-Ergebnisse wurde im vorherigen Abschnitt dargestellt. Außerdem überschneiden sich die untersuchten Parameterräume von ΔT und u_g nur zum Teil. Allerdings kann dieser Vergleich erste Anhaltspunkte geben wie groß die Unsicherheiten aufgrund der Turbulenzparametrisierung in der Studie von Chechin et al. (2013) sind.

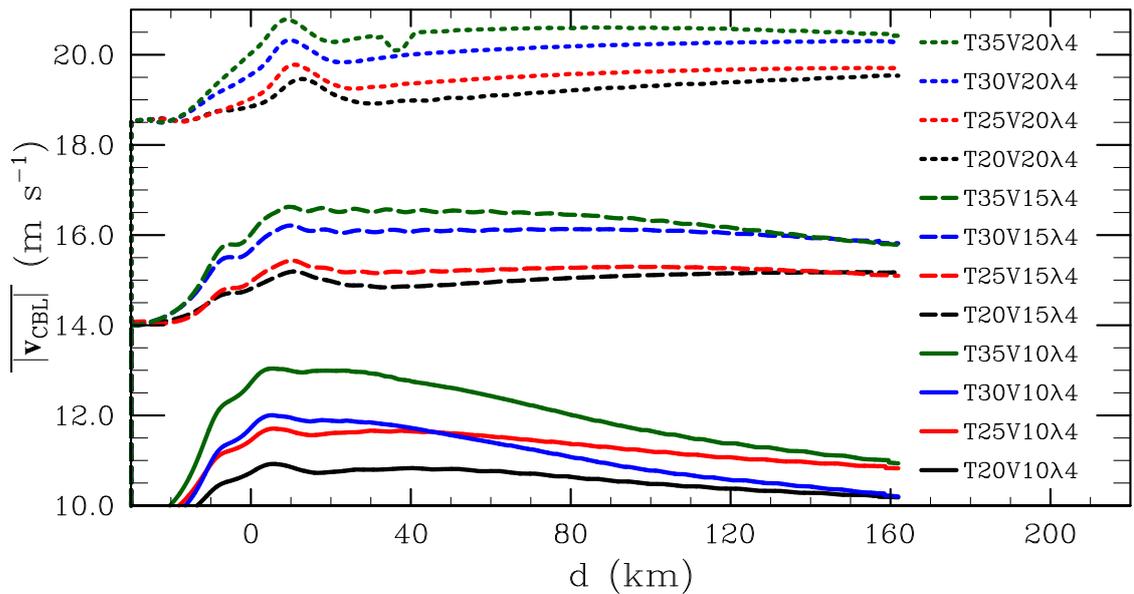


Abbildung 3.22: Grenzsichtwind v_{CBL} , gemittelt entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation, aufgetragen als Funktion des Abstands zur Eiskante für alle untersuchten Parameterkombinationen von ΔT und u_g .

Abbildung 3.22 zeigt den mittleren Grenzsichtwind für unterschiedliche Parameterkombinationen von ΔT und u_g mit ausgebildeten Rollen. Für alle Simulationen mit $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ ist hinter der Eiskante $|v_{\text{CBL}}|$ größer als u_g . Das Maximum liegt im Bereich zwischen $d = 20 \text{ km}$ und 50 km und ist für T35V10λ4 aufgrund der größeren Baroklinität am stärksten ausgeprägt. In den Simulationen mit höheren geostrophischen Windgeschwindigkeiten sind deutlich größere Werte von $|v_{\text{CBL}}|$ im Vergleich zu u_g nur für T30- und T35V15λ4 sowie T35V20λ4 zu erkennen.

Zur Untersuchung des Eis-Seewind Jets wurden in Chechin et al. (2013) Kriterien für dessen horizontale Ausdehnung, dessen Stärke und die Position des Windmaximums definiert. Die horizontale Ausdehnung des Eis-Seewind Jets liegt im Bereich von 75 km bis 300 km (Chechin et al., 2013), in dieser Arbeit reicht das Modellgebiet jedoch nur bis 162 km hinter die Eiskante. Aufgrund dessen wird im Folgenden nur die Position und die Stärke des Windmaximums bestimmt und nicht die horizontale Ausdehnung. Um zu bestimmen ob sich ein Eis-Seewind Jet in den Simulationen ausgebildet hat, muss die Stärke des Windmaximums M die Ungleichung (Chechin et al., 2013):

$$M = \frac{|v_{\text{Max}}| - |v_g|}{|v_g|} \geq C_M \quad (3.15)$$

erfüllen. Dabei ist $|v_{\text{Max}}|$ der Betrag des maximalen Windes in der Grenzsicht und C_M ein Grenzwert der von Chechin et al. (2013) auf den Wert $0,1$ gesetzt wurde.

Die Stärke des Windmaximums M als Funktion des geostrophischen Windes ist in Abbildung 3.23a gezeigt und entspricht der Abbildung 13(a2) in Chechin et al. (2013). Sowohl die Werte von den Simulationen mit Rollen (schwarz) und denen ohne Rollen (rot) sind in der Abbildung dargestellt. Da die Strömung in den Simulationen bezüglich der Windgeschwindigkeit nicht stationär gewesen ist (vgl. Kap. 3.2), weichen die Werte zwischen den Simulationen mit und ohne Rollen für dieselbe Parameterkombination voneinander ab. Generell zeigt sich, dass M mit zunehmendem geostrophischen Wind abnimmt, wie in Chechin et al. (2013) gezeigt. Allerdings wurden in Chechin et al. (2013) Werte für $|v_g|$ zwischen 5 m s^{-1} und 14 m s^{-1} untersucht. Des Weiteren wird M mit zunehmender Temperaturdifferenz größer, da dadurch die Stärke der Eis-Seewind Zirkulation zunimmt. Für $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ befinden sich alle Werte oberhalb des angegebenen

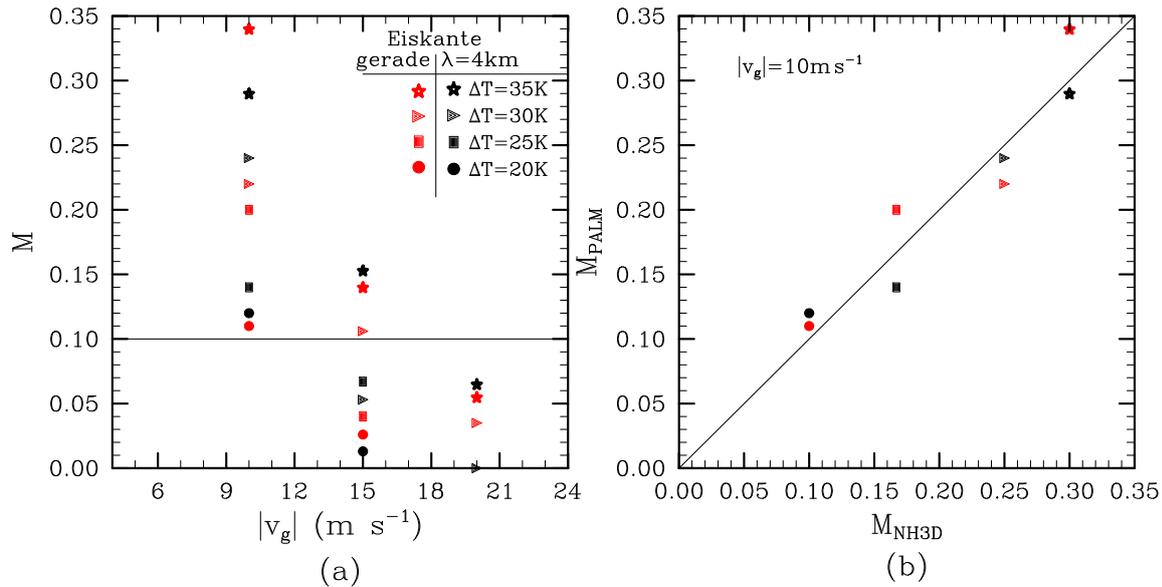


Abbildung 3.23: (a) Stärke des Windmaximums M in Abhängigkeit des geostrophischen Windes für alle untersuchten Parameterkombinationen von ΔT und u_g . (b) Vergleich der Stärke des Windmaximums aus dieser Studie M_{PALM} mit der aus der Arbeit von Chechin et al. (2013, Abb. 20 (a2)) M_{NH3D} für einen geostrophischen Wind von 10 m s^{-1} .

Grenzwertes $C_M = 0,1$ (schwarze Linie), wohingegen für alle Simulationen mit $u_g = 20 \text{ m s}^{-1}$ die Werte unterhalb davon liegen (Abb. 3.23a). Für T20V20SE/ $-\lambda_4$ und T25V20SE/ $-\lambda_4$ sind die Werte negativ und nicht in der Abbildung zu sehen.

In der Studie von Chechin et al. (2013) war der Wert von M für $|v_g| = 14 \text{ m s}^{-1}$ nahe dem definierten Grenzwert und sollte somit gerade noch im Bereich liegen, in dem ein Eis-Seewind Jet auftritt. Dieses stimmt mit den Ergebnissen in der vorliegenden Studie überein, wo M bei der Vorgabe eines geostrophischen Windes von 15 m s^{-1} nur für T35V15SE/ λ_4 eindeutig oberhalb des Grenzwertes liegt. Der Wert von T30V15SE liegt zwar ebenfalls oberhalb des Grenzwertes, allerdings der von T30V15 λ_4 deutlich darunter. Somit ist es nicht eindeutig, ob im stationären Zustand der Simulation der Wert von M noch oberhalb des Grenzwertes für diese Parameterkombination liegt. Alle anderen Fälle mit geringeren Temperaturdifferenzen aber gleichem geostrophischen Antrieb liegen bereits unter dem Grenzwert.

Die Simulationen mit einem geostrophischen Wind von 10 m s^{-1} liegen im untersuchten Parameterraum von Chechin et al. (2013) und die Stärke des Eis-Seewind Jets kann direkt zwischen dem mesoskaligen Modell NH3D und dem LES Modell PALM verglichen werden (s. Abb. 3.23b). Die eingezeichnete schwarze Linie würde eine direkte Übereinstimmung zwischen den Werten bedeuten. Werte oberhalb der Linie bedeuten, dass M_{PALM} größer als M_{NH3D} ist und unterhalb der Linie ist M_{PALM} kleiner. Der Vergleich zeigt, dass die Werte des mesoskaligen Modells nahe an den Werten des LES Modells liegen. Obwohl die gewählten Set-ups sich unterscheiden (s. o.), liegen die relativen Abweichungen zwischen 3,4 % und 20 %, wobei keine systematische Über- oder Unterschätzung von M zu erkennen ist. Da die Windgeschwindigkeiten im LES Modell noch nicht stationär waren, könnten die Abweichungen noch geringer ausfallen, wie die weite Spreizung der Ergebnisse von T25V10 λ_4 und T25V10SE sowie T35V10 λ_4 und T35V10SE vermuten lässt. Insgesamt können die Ergebnisse von Chechin et al. (2013) und der gewählte Grenzwert des Parameters M als plausibel angesehen werden.

Ein weiteres Ergebnis von Chechin et al. (2013) war, dass das Windmaximum abhängig von der Anströmrichtung ist. Dabei wird in einem Fall der gesamte geostrophische Wind $v_{g,t}$ durch den thermischen Wind v_t verstärkt und im anderen Fall abgeschwächt. Chechin et al. (2013) fanden

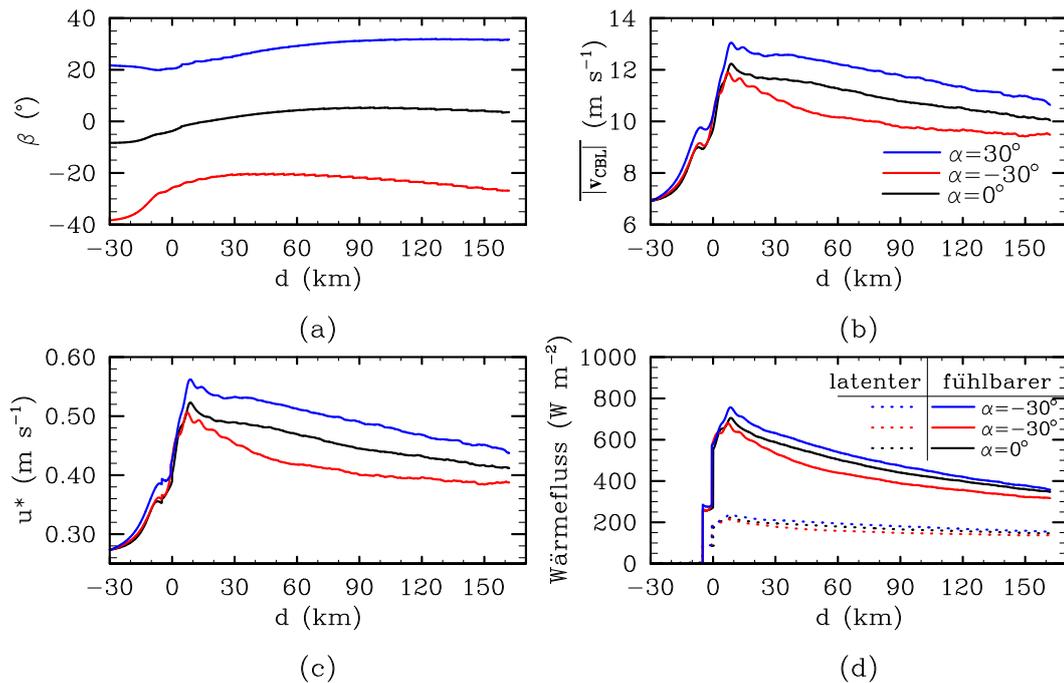


Abbildung 3.24: Entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation gemittelte Größen aufgetragen als Funktion des Abstands zur Eiskante für die Fälle T30V10 λ 4 (schwarze Linien), T30V10 λ 4 α p30 (blaue Linien) und T30V10 λ 4 α m30 (rote Linien): (a) Ablenkwinkel β zwischen dem mittleren Grenzschichtwind v_{CBL} und der x -Achse, (b) mittlerer Grenzschichtwind v_{CBL} , (c) Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und (d) der latente und fühlbare oberflächennahe Wärmestrom.

z. B. für $v_g = 11,26 m s^{-1}$ und $\Delta T = 30 K$ einen Unterschied im maximalen fühlbaren Wärmestrom von $100 W m^{-2}$ zwischen einem Anströmwinkel von $\alpha = 33,4^\circ$ und $\alpha = -33,4^\circ$. Zum Vergleich wurden in dieser Studie die Simulationen T30V10 λ 4 α p30 und T30V10 λ 4 α m30 durchgeführt, die einen entsprechenden Anströmwinkel von $\alpha = 30^\circ$ und $\alpha = -30^\circ$ besitzen. Abbildung 3.24 zeigt die Größe der Unterschiede zwischen den Anströmrichtungen. Das Windmaximum ist für T30V10 λ 4 α p30 mit $12,5 m s^{-1}$ um $1 m s^{-1}$ größer als für T30V10 λ 4 (s. Abb. 3.24b). Dabei werden nicht die Werte unmittelbar hinter der Eiskante (bis zu $d \approx 15$ km) ausgewertet. Dort kommt es zu einem Überschießen aufgrund der noch nicht vollentwickelten Turbulenz in dem Bereich und der Anteil der SGS-Flüsse am Gesamtfluss ist noch sehr groß. Für T30V10 λ 4 α m30 ist schon ab $d \approx 30$ km $v_{CBL} < 11 m s^{-1}$ (s. Abb. 3.24b) und somit liegen die Werte von M bereits ab da unterhalb des Grenzwertes von 0,1. Somit ist für T30V10 λ 4 α m30 kein Eis-Seewind Jet ausgebildet. In Chechin et al. (2013, Abb. 15) wies v_{CBL} für $\alpha = -30^\circ$ im gesamten Modellgebiet subgeostrophische Werte auf. Dieses ist in dieser Arbeit erst ab $d \approx 80$ km der Fall (s. Abb. 3.24b). Aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht bei unterschiedlichen Anströmrichtungen wird die Schubspannungsgeschwindigkeit (Abb. 3.24c) und darüber die oberflächennahen Wärmeströme (Abb. 3.24d) beeinflusst. Der fühlbare Wärmestrom ist um $100 W m^{-2}$ größer für T30V10 λ 4 α p30 als für T30V10 λ 4 α m30, was im Bereich von $d = 50$ km einen relativen Unterschied von 22 % ausmacht. Dieser verringert sich bis zum Auströmrund auf $40 W m^{-2}$, was einer relativen Differenz zwischen den beiden Fällen von 13 % entspricht. Diese Werte stimmen gut mit denen von Chechin et al. (2013) überein. Im Gegensatz zum mesoskaligen Modell wurde in dieser Studie mit Feuchte gerechnet, so dass der Einfluss der Windrichtung auf den latenten oberflächennahen Wärmestrom untersucht werden kann. Dabei beträgt der Unterschied zwischen T30V10 λ 4 α p30 und T30V10 λ 4 α m30 $36 W m^{-2}$

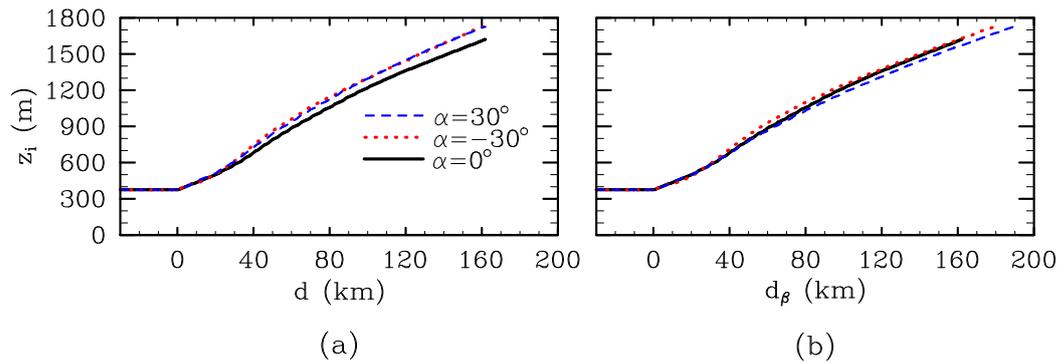


Abbildung 3.25: Entlang y und über die letzten drei Stunden der Simulation gemittelte Grenzschichthöhe z_i für die Fälle T30V10 λ 4 (schwarze Linien), T30V10 λ 4 α p30 (blaue Linien) und T30V10 λ 4 α m30 (rote Linien): (a) aufgetragen als Funktion des Abstands zur Eiskante und (b) aufgetragen zur überströmten Strecke im Abstand zur Eiskante.

an der Stelle $d = 50$ km und 17 Wm^{-2} nahe dem Ausströmrind. Dieses entspricht prozentualen Differenzen von 22 % bzw. 12,5 %, ähnlich wie die des fühlbaren Wärmestroms.

Die Entwicklung der Grenzschichtdicke ist in Abbildung 3.25a dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass sowohl für T30V10 λ 4 α p30 als auch für T30V10 λ 4 α m30 z_i stärker zunimmt mit zunehmendem Abstand zur Eiskante als im Fall von T30V10 λ 4. Der Grund dafür ist, dass eine Luftmasse, welche schräg zur Eiskante advehiert wird ($\beta \neq 0$), an einer beliebigen Position $d > 0$ km eine größere Strecke über Wasser zurückgelegt hat, als eine Luftmasse die senkrecht zur Eiskante ($\beta = 0$) advehiert wird. Um dennoch den Einfluss des Windmaximums auf das Grenzschichtwachstum zu untersuchen, wird mithilfe des Ablenkungswinkels β (s. Abb. 3.24a) die zurückgelegte Strecke der Luftmasse über dem Wasser d_β bestimmt:

$$d_\beta = \frac{d}{\cos \beta}. \quad (3.16)$$

Abbildung 3.25b zeigt z_i als Funktion von d_β . Die Grenzschicht wächst am stärksten im Falle von T30V10 λ 4 α m30 an, obwohl der fühlbare und latente Wärmestrom nahe der Oberfläche in diesem Fall am geringsten sind (s. Abb. 3.24d). Grund dafür ist die geringere Advektion kalter Luft, da auch der mittlere Wind innerhalb der Grenzschicht schwächer ausgeprägt ist (s. Abb. 3.24b).

In diesem Abschnitt konnte mit LES-Simulationen das Auftreten eines Eis-Seewind Jets, wie er in der Studie von Chechin et al. (2013) mithilfe eines mesoskaligen Modells untersucht wurde, bestätigt werden. Dabei zeigte sich wie in Chechin et al. (2013), dass die Ausbildung des Eis-Seewind Jets abhängig ist von dem geostrophischen Wind, der Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser sowie der Anströmrichtung. Zunächst konnte das in Chechin et al. (2013) aufgestellte Kriterium zur Bestimmung des Auftretens des Eis-Seewind Jets bestätigt werden. Außerdem konnte der in Chechin et al. (2013) gefundene Einfluss der Einströmrichtung auf die Ausbildung des Eis-Seewind Jets reproduziert werden. Es konnte gezeigt werden, dass sich für eine Nord-Ost Strömung ein Eis-Seewind Jet ausbildet der stärker ausgeprägt ist als bei einer vergleichbaren Nord Strömung und sich für eine Nord-West Strömung sogar gar kein Eis-Seewind Jet mehr ausbildet. Insgesamt kann der hier gezeigte Vergleich als erste Bestätigung der Ergebnisse von Chechin et al. (2013) angesehen werden. Für eine genauere Analyse müssten die Set-ups zwischen dem mesoskaligen Modell und dem LES Modell besser angepasst und derselbe Parameterraum untersucht werden.

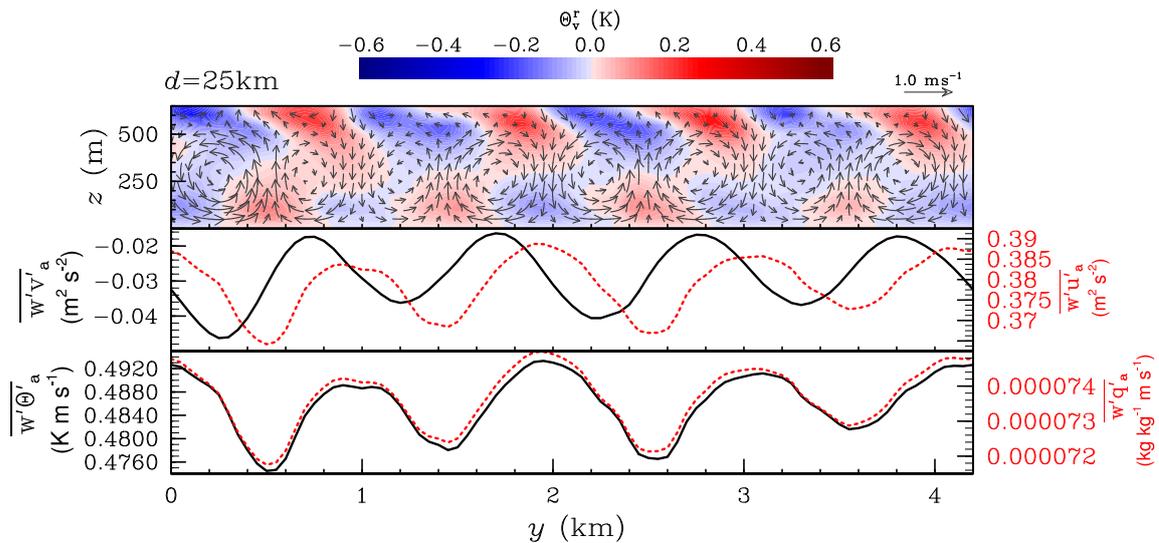


Abbildung 3.26: Simulation T25V15 λ 1 zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Die oberste Abbildung zeigt einen Vertikalschnitt in der yz -Ebene. Die Vektorpfeile zeigen die Sekundärströmung (v^r, w^r) und die farblich markierten Bereiche den Rollenanteil der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v^r (äquivalent zur Auftriebskraft). Die mittlere Abbildung zeigt die oberflächennahen Impulsflüsse $\overline{w'u'_a}$ und $\overline{w'v'_a}$, und die untere Grafik die vertikalen kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur $\overline{w'\theta'_a}$ sowie des Gesamtwassergehaltes $\overline{w'q'_a}$.

3.4 Einfluss atmosphärischer Rollen auf die oberflächennahen Flüsse

Mehrere Studien haben gezeigt, dass die Wellenlänge der Rollen an der Meeresoberfläche anhand einer veränderten Oberflächenrauigkeit zu erkennen ist (z. B. Vandemark et al., 2001; Müller et al., 2013). Damit ist zu vermuten, dass auch die oberflächennahen kinematischen Flüsse des Impulses $\overline{w'u'_a}$ und $\overline{w'v'_a}$, der Wärme $\overline{w'\theta'_a}$ sowie des Gesamtwassergehaltes $\overline{w'q'_a}$ davon beeinflusst werden, wie in diesem Abschnitt untersucht werden soll. Dabei bezeichnet der Index a atmosphärische Größen nahe der Meeresoberfläche. Der Einfluss der Rollen auf die oberflächennahen Flüsse ist interessant im Hinblick auf die Ozeanströmung nahe der Meeresoberfläche, da diese zum größten Teil durch die Atmosphäre angetrieben wird. Im Gegenzug sind die Bedingungen an der Meeresoberfläche entscheidend für den Energieeintrag in die Atmosphäre, so dass Änderungen der Ozeanströmung zu Rückkopplungseffekten auf die atmosphärische Strömung führen können.

Bei den bisher ausgewerteten Simulationen in diesem Kapitel wurden die oberflächennahen Flüsse allerdings nicht flächendeckend ausgegeben, weshalb die Simulationen erneut durchgeführt werden mussten. Aufgrund technischer Änderungen (s. Kap. 2.3), die sich in der Zwischenzeit ergaben, änderte sich die Wellenlänge der atmosphärischen Rollen bei erneuter Durchführung der Simulationen. Insgesamt wurden vier Simulationen mit einer Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser von 25 K, einem geostrophischen Wind von 15 m s^{-1} sowie den Wellenlängen 1050 m, 2100 m, 4200 m und 8400 m durchgeführt. Alle weiteren Modelleinstellungen sind wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben. Die Simulationen sollen im weiteren als T25V15 λ 1, T25V15 λ 2.1, T25V15 λ 4.2 und T25V15 λ 8.4 bezeichnet werden.

Abbildung 3.26 zeigt einen Querschnitt der Rollen (v^r, w^r) und θ_v^r an der Position $d = 25$ km für $\lambda = 1050$ m. Zudem sind die oberflächennahen vertikalen kinematischen Impulsflüsse und die oberflächennahen vertikalen kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur und des

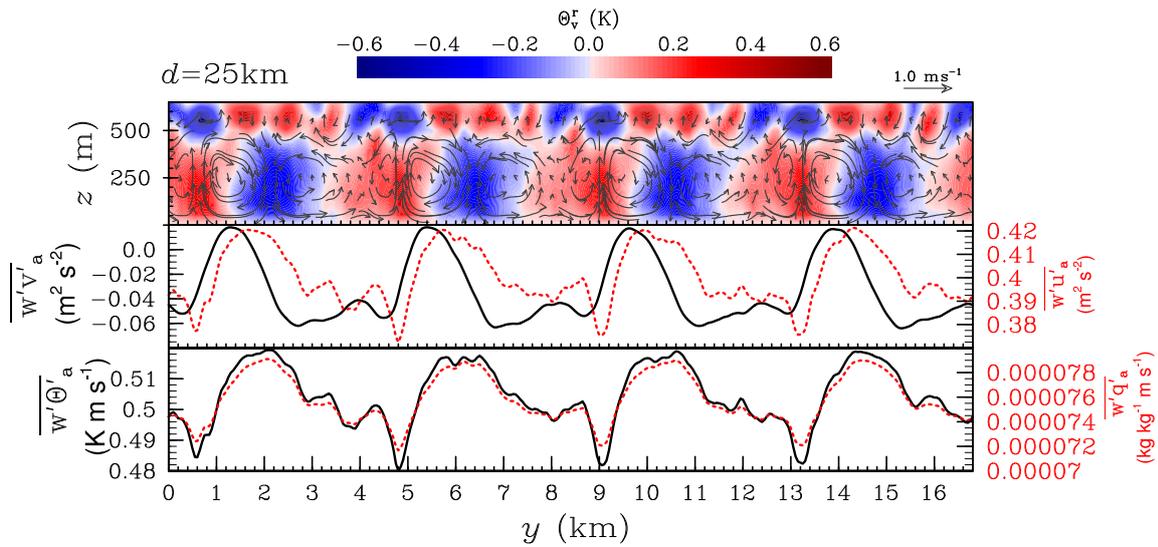


Abbildung 3.27: Simulation T25V15 λ 4.2 zum Zeitpunkt $t = 17$ h. Die oberste Abbildung zeigt einen Vertikalschnitt in der yz -Ebene. Die Vektorpfeile zeigen die Sekundärströmung (v^r, w^r) und die farblich markierten Bereiche den Rollenanteil der virtuellen potentiellen Temperatur θ_v^r (äquivalent zur Auftriebskraft). Die mittlere Abbildung zeigt die oberflächennahen Impulsflüsse $\overline{w'u'_a}$ und $\overline{w'v'_a}$, und die untere Grafik die vertikalen kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur $\overline{w'\theta'_a}$ sowie des Gesamtwassergehaltes $\overline{w'q'_a}$.

Gesamtwassergehaltes als Funktion von y dargestellt, wobei die y -Achse in West-Ost Richtung ausgerichtet ist. Der vertikale kinematische Impulsfluss $\overline{w'v'_a}$ hat seine Maxima und Minima zwischen den Auf- und Abwindgebieten der Rollen, dort wo v^r am größten ist. $\overline{w'u'_a}$ ist dazu um $\lambda/4$ verschoben und hat die maximalen Werte unterhalb der Absinkgebiete und die niedrigsten Werte unterhalb der Aufwindgebiete. Generell wird Impuls aus größeren Höhen, in denen die Strömungsgeschwindigkeit größer ist, nach unten bis zur Meeresoberfläche gemischt. In den Absinkgebieten der Rollen wird dieser Effekt verstärkt, wodurch sich für $\overline{w'u'_a}$ ein lokales Maximum ausbildet, wohingegen in den Aufwindgebieten der Rollen dieser vertikale Impulsaustausch abgeschwächt wird. Gleichzeitig wird in den Absinkgebieten kühlere und trockenere Luft zur Meeresoberfläche transportiert, so dass dort $\overline{w'\theta'_a}$ und $\overline{w'q'_a}$ ihre lokalen Maxima ausbilden. Während des Transportes oberhalb der Meeresoberfläche in Richtung des Aufwindgebietes, wird die Luft wärmer und feuchter, so dass sich die vertikalen Gradienten zwischen dem Meer und der Luft abbauen. Dementsprechend nehmen die oberflächennahen Flüsse vom Absinkgebiet in Richtung Aufwindgebiet ab. Die lokalen Minima von $\overline{w'\theta'_a}$ und $\overline{w'q'_a}$ liegen demnach unterhalb der Aufwindgebiete.

Der in $\lambda = 1050$ m nahezu sinusförmige Verlauf der Vertikalflüsse gilt nicht für größere Wellenlängen, wie z. B. für $\lambda = 4200$ m in Abbildung 3.27 zu sehen ist. Für $\overline{w'v'_a}$ sind die Bereiche um die lokalen Maxima schmaler als die der Minima, was zu stärkeren horizontalen Gradienten führt. $\overline{w'u'_a}$ ist weniger als $\lambda/4$ zu $\overline{w'v'_a}$ verschoben und hat deutlich ausgeprägte Minima unterhalb der Absinkgebiete, was dort zu einem starken horizontalen Gradienten führt (s. z. B. den Bereich zwischen $y = 8,5$ km und $y = 9,5$ km in der mittleren Grafik von Abbildung 3.27). Die vertikalen kinematischen Flüsse der virtuellen potentiellen Temperatur und des Gesamtwassergehaltes gleichen vom Verlauf her dem kinematischen Impulsfluss $\overline{w'v'_a}$. Diese Verteilung der Flüsse zeigt, dass zumindest für erzwungene Rollen die oberflächennahen Flüsse nicht für alle Wellenlängen mit einer Sinusfunktion nachgebildet werden können, wie es z. B. in der Studie von Müller et al. (2013) für freie Rollen gemacht wurde. Bei großen Wellenlängen würden so die horizontalen Gradienten

der Flüsse mit einer Sinusfunktion unterschätzt, welches zu einer schwächeren Heterogenität im Antriebsfeld führen würde.

Im nachfolgenden Kapitel 4 wird untersucht, welchen Einfluss die durch die Rollen modifizierten oberflächennahen Flüsse auf die Ozeanströmung haben. Dabei stehen die Fragen im Vordergrund, ob die atmosphärischen Rollen eine ähnliche Zirkulation im Ozean anregen und welchen Einfluss sie auf die Entwicklung der mittleren Ozeanschicht bzw. im speziellen auf die Meeresoberfläche haben. Die Meeresoberfläche liegt dabei im Fokus, da diese den Energieeintrag in die Atmosphäre mitbestimmt und hier Änderungen zu Rückkopplungseffekten auf die atmosphärische Strömung führen können.

4 Ozeanische Mischungsschicht während eines atmosphärischen KLA mit homogenem und heterogenem Antrieb

Wie in Kapitel 3.4 gezeigt, modifizieren atmosphärische Grenzschichtrollen die turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte nahe der Meeresoberfläche. Dabei weisen die Flüsse ein periodisches Signal senkrecht zur Rollennachse entsprechend der Wellenlänge der atmosphärischen Rollen auf. In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit atmosphärische Grenzschichtrollen in der ozeanischen Mischungsschicht eine Zirkulation anregen und ob dadurch der turbulente Transport im Ozean verändert wird. Das Augenmerk liegt dabei auf Veränderungen an der Meeresoberfläche. Dortige Änderungen in der Temperatur oder im Salzgehalt beeinflussen den Wärme- oder Feuchteeintrag in die Atmosphäre und somit die dortige Grenzschichtströmung. Um diese Frage zu untersuchen werden LES-Simulationen der ozeanischen Mischungsschicht durchgeführt, die durch turbulente Flüsse an der Meeresoberfläche angetrieben werden. Zum einen werden Simulationen mit den turbulenten Flüssen aus den Simulationen mit erzwungenen atmosphärischen Grenzschichtrollen aus Kapitel 3.4 durchgeführt, welche in einer Richtung ein heterogenes Signal aufweisen. Zum anderen werden Simulationen mit einem homogenen Antrieb durchgeführt, die denselben Mittelwert wie die heterogen angetriebenen Simulationen aufweisen. Wie in Kapitel 3 werden die Simulationen miteinander verglichen, um den Einfluss der atmosphärischen Grenzschichtrollen auf die ozeanische Mischungsschicht zu quantifizieren. Bereits Müller et al. (2013) untersuchten den Einfluss atmosphärischer Grenzschichtrollen. Im Unterschied zu der vorliegenden Studie wurde von Müller et al. (2013) ein nicht turbulenzauflösendes Modell verwendet. Des Weiteren untersuchten Müller et al. (2013) freie Rollen mit unterschiedlicher Wellenlänge, wobei die Rollen nicht stationär waren. Im Gegensatz dazu werden in dieser Arbeit erzwungene Rollen untersucht, welche stationär sind und dadurch eine deutlich längere Wirkdauer auf den Ozean haben.

In Abschnitt 4.1 wird das Set-up der Ozeansimulationen beschrieben. Anschließend wird in Abschnitt 4.2 eine ausführliche Analyse der Ozeansimulation dargestellt, wobei ein Vergleich zwischen heterogenem und homogenem Antrieb für eine Wellenlänge vorgenommen wird. Abschnitt 4.3 zeigt den Einfluss der Wellenlänge der Heterogenität. In Kapitel 4.4 wird der Einfluss der Langmuir-Zirkulation auf die vorherigen Ergebnisse untersucht.

4.1 Beschreibung/Aufbau der Ozeansimulationen

Für Simulationen mit einem horizontalen homogenen atmosphärischen Antrieb liegt die Modellgebietsbreite in y -Richtung bei 2100 m. Die Ausdehnung des Modellgebietes für die Ozeansimulationen mit heterogenem atmosphärischen Antrieb richtet sich in y -Richtung nach der zu untersuchenden Wellenlänge der Rollen. Dabei entspricht die Modellgebietsbreite der jeweiligen Wellenlänge, welche zwischen 1050 m und 8400 m variiert (s. Kap. 3.4). In x -Richtung erstreckt sich das Modellgebiet über 1050 m. Die horizontale Gitterweite beträgt 1 m. Die vertikale Gitterweite ist 1 m bis zu einer Tiefe von 90 m. Darunter wird Δz um den Faktor $f_{\text{strecht}} = 1,08$ bis zu einer Gitterweite von 5 m gestreckt. Insgesamt reicht das Modellgebiet bis in eine Tiefe von 187 m.

Angetrieben werden die Simulationen über die Vorgabe der Vertikalflüsse für Impuls, Wärme und Salz am oberen Rand. Diese werden in dieser Arbeit aus den oberflächennahen Flüssen

Tabelle 4.1: Vorgegebene Flüsse am Oberrand der Ozeansimulationen.

$\overline{w'u'_w}$ (m ² s ⁻²)	$\overline{w'v'_w}$ (m ² s ⁻²)	$\overline{w'\theta'_w}$ (K m s ⁻¹)	$\overline{w'S'_w}$ (psu m s ⁻¹)
$-2,80947 \times 10^{-5}$	$3,791994 \times 10^{-4}$	$1,572603 \times 10^{-4}$	$-2,80947 \times 10^{-9}$

atmosphärischer Simulationen, wie sie in Kapitel 3.4 gezeigt wurden, abgeleitet. Dabei ist zu beachten, dass in PALM sowohl in der Atmosphäre als auch im Ozean positive Flüsse nach oben und negative Flüsse nach unten gerichtet sind. Die Impulsflüsse für den Ozean lassen sich bestimmen über (z. B. Glazunov und Lykossov, 2003)¹:

$$\overline{w'u'_w} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \overline{w'u'_a}, \quad (4.1)$$

$$\overline{w'v'_w} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \overline{w'v'_a}. \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet der Index w und a ozeanische bzw. atmosphärische Größen nahe der Meeresoberfläche. Der Wärmestrom in den Ozean hängt vom fühlbaren und vom latenten Wärmestrom in die Atmosphäre ab. Ist $\overline{w'\theta'_a}$ positiv, erwärmt sich die Luft nahe der Meeresoberfläche, was zu einer Abkühlung des Ozeans führt, und somit ist $\overline{w'\theta'_w}$ ebenfalls positiv. Ein positiver latenter kinematischer Wärmestrom $\overline{w'q'_a}$ entspricht einer Verdunstung von Wasser, wobei die benötigte Energie dafür dem Ozean entzogen wird. Somit ergibt sich für den Wärmestrom im Ozean an der Meeresoberfläche (z. B. Glazunov und Lykossov, 2003):

$$\overline{w'\theta'_w} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{c_{p,a}}{c_{p,w}} \overline{w'\theta'_a} + \frac{l_w}{c_{p,w}} \overline{w'q'_a} \right). \quad (4.3)$$

Für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck gilt $c_{p,a} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und $c_{p,w} = 4218 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Die spezifische Verdampfungswärme l_w hat den Wert $2,5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$. Beim Verdampfungsprozess des Wassers an der Meeresoberfläche (positiver latenter Wärmestrom) verbleibt das Salz im Ozean, so dass sich der Salzgehalt unterhalb der Meeresoberfläche erhöht. Dieses ist nach Steinhorn (1991) über einen nach unten gerichteten kinematischen Salzfluss modelliert:

$$\overline{w'S'_w} = -\frac{\rho_a}{\rho_w} \frac{S}{1-S} \overline{w'q'_a}. \quad (4.4)$$

¹Aufgrund einer anderen Achsendefinition haben in der Arbeit von Glazunov und Lykossov (2003) die Ozeanflüsse ein anderes Vorzeichen als die Atmosphärenflüsse.

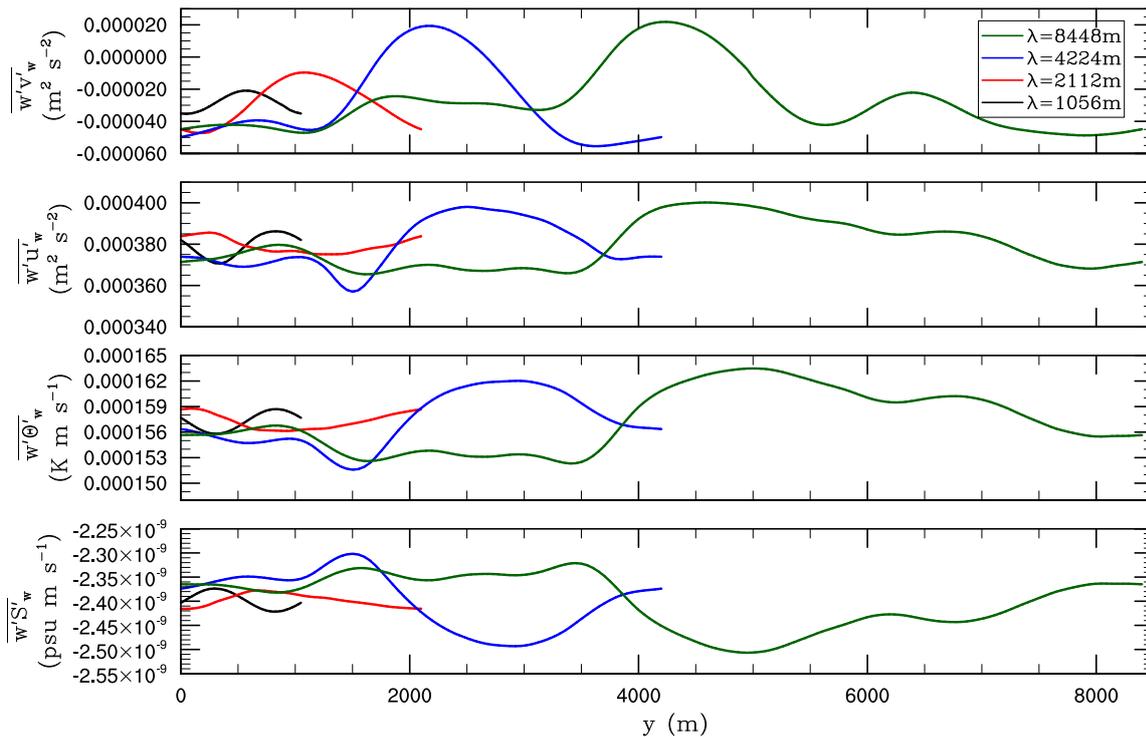


Abbildung 4.1: Vorgegebene Flüsse an der Meeresoberfläche für Impuls, Wärme und Salz für vier unterschiedliche Wellenlängen (farbliche Unterscheidung). Die Flüsse sind sowohl zeitlich als auch phasengemittelt.

Aus den Simulationen T25V15λ1, T25V15λ2.1, T25V15λ4.2 und T25V15λ8.4 (s. Kap. 3.4) werden die für die Ozeansimulationen verwendeten Flüsse für die Meeresoberfläche nach Gleichungen 4.1 bis 4.4 bestimmt. Diese sind für die unterschiedlichen Wellenlängen in Abbildung 4.1 gezeigt. Neben dem zeitlichen Mittel wurde noch ein Phasenmittel über die vier Rollen in der Atmosphäre angewendet, da aus Rechenzeitgründen im Ozean nur ein Rollenpaar verwendet wird. Damit die Entwicklung der ozeanischen Mischungsschicht in den vier heterogenen Simulationen sowie in der homogenen Simulation vergleichbar ist, wurden die Mittelwerte der Flüsse in allen Fällen auf das in Tabelle 4.1 angegebene Niveau gebracht. Für $\lambda = 1050 \text{ m}$ und $\lambda = 2100 \text{ m}$ ist die Heterogenität ähnlich einer Sinusfunktion. Bei größeren Wellenlängen ist dieses nicht mehr der Fall, wie beispielsweise für $\lambda = 8400 \text{ m}$ anhand von $\overline{w'u'_w}$ deutlich zu erkennen ist. Des Weiteren nimmt die Amplitude mit zunehmender Wellenlänge zu. Somit wäre in diesem Fall die Annahme einer Sinusfunktion mit unterschiedlichen Wellenlängen, wie sie in der Arbeit von Müller et al. (2013) gemacht wurde, nicht gerechtfertigt.

In den Simulationen mit heterogenem Antrieb werden die in Abbildung 4.1 gezeigten Verläufe an jeder Position von x vorgegeben. Dabei kann im Ozean eine Zirkulation zum einen durch die Impulsflüsse (mechanischer Antrieb) und zum anderen durch den Wärmestrom und den Salzfluss (thermohaliner Antrieb) angetrieben werden. Im Folgenden soll zunächst theoretisch diskutiert werden, an welcher Stelle im Ozean durch den mechanischen und thermohalinen Antrieb ein Gebiet mit absinkenden Wasser bzw. aufsteigenden Wasser entstehen müsste.

Für den mechanischen Antrieb wäre zu erwarten, dass dieser eine Strömung äquivalent zur atmosphärischen Strömung verursacht. Unterhalb eines Absinkgebiets in der Atmosphäre divergiert die Luft nahe der Meeresoberfläche, wobei die Ozeanströmung ebenfalls zu beiden Seiten senkrecht zur Rollenachse transportiert wird. Demnach bildet sich an der Meeresoberfläche unterhalb eines Absinkgebietes eine Divergenzzone aus. Aus Kontinuitätsgründen muss im Ozean das

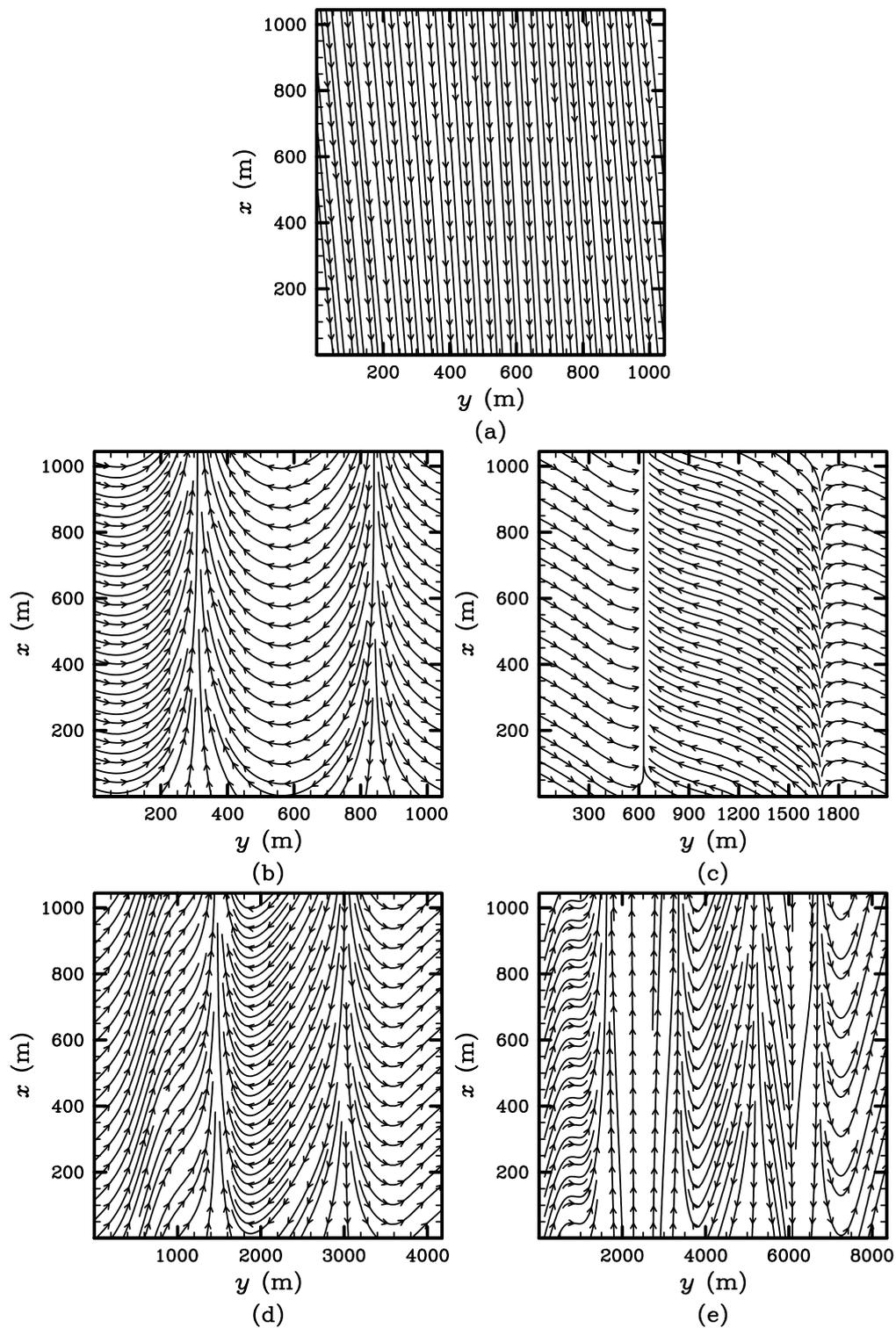


Abbildung 4.2: Zweidimensionales Feld des kinematischen Impulsflusses ($-\overline{w'u'_w}, -\overline{w'v'_w}$) in Form von Stromlinien an der Meeresoberfläche. (a) Gesamter kinematischer Impulsfluss für $\lambda = 1050$ m. Kinematischer Impulsfluss nach Abzug des mittleren Wertes (sekundäres Antriebsfeld) für: (b) $\lambda = 1050$ m, (c) $\lambda = 2100$ m, (d) $\lambda = 4200$ m und (e) $\lambda = 8400$ m.

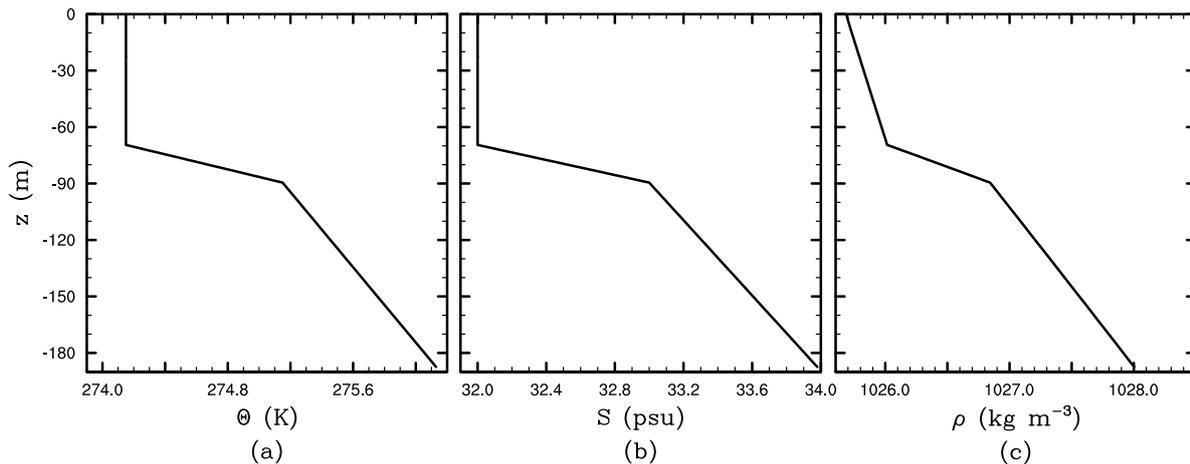


Abbildung 4.3: Vertikale Initialisierungsprofile (a) der potentiellen Temperatur θ , (b) des Salzgehaltes S und (c) der Dichte ρ .

Wasser dort aufsteigen. Unter einem Aufwindgebiet in der Atmosphäre bildet sich wiederum ein Konvergenzbereich, sowohl in der Atmosphäre als auch an der Meeresoberfläche im Ozean. Aus Kontinuitätsgründen muss dort das Wasser im Ozean absinken.

Abbildung 4.2a zeigt das zweidimensionale Feld des kinematischen Impulsflusses ($-\overline{w'u'_w}$, $\overline{w'v'_w}$) für den Fall $\lambda = 1050$ m. Die Heterogenität ist dabei nicht zu erkennen, da sie durch das mittlere Feld überlagert wird. Wird der mittlere kinematische Impulsfluss abgezogen, ist die Heterogenität durch die atmosphärischen Rollen sichtbar, wie in Abbildung 4.2b zu sehen. Dabei ist eine Konvergenzlinie bei $y \approx 300$ m und eine Divergenzlinie bei $y \approx 850$ m zu erkennen. Ein Vergleich mit Abbildung 4.1 zeigt, dass an der Position der Konvergenzlinie ($y \approx 300$ m) $\overline{w'u'_w}$ ein Minimum hat und dieses liegt wiederum unterhalb des Aufwindgebietes einer atmosphärischen Rolle, wie in Abbildung 3.26 zu sehen. Im Ozean sollte unterhalb der Konvergenzlinie ein Absinkgebiet entstehen. Die Divergenzlinie liegt entsprechend unterhalb eines Absinkgebietes einer atmosphärischen Rolle und sollte zu einem Gebiet aufsteigendem Wassers innerhalb des Ozeans führen.

Für $\lambda = 2100$ m bildet sich ebenfalls eine Konvergenzlinie ($y \approx 650$ m) und eine Divergenzlinie ($y \approx 1700$ m) aus. Für $\lambda = 4200$ m (s. Abb. 4.2d) liegt die Konvergenzlinie bei $y \approx 1500$ m und die Divergenzlinie bei $y \approx 3000$ m, allerdings ist das Stromlinienfeld nicht mehr symmetrisch wie für die kleineren Wellenlängen. Bei der größten untersuchten Wellenlänge $\lambda = 8400$ m existieren sogar mehrere Konvergenz- und Divergenzlinien. Die Konvergenzlinien liegen auf der y -Achse ungefähr an den Positionen 1500 m, 3500 m und 6000 m und die Divergenzlinien an den Positionen 2500 m, 5250 m und 6750 m.

Für den thermohalinen Antrieb können in Abbildung 4.1 die Wärmeströme und Salzflüsse analysiert werden. Für $\lambda = 1050$ m befindet sich die größte Abkühlung des Wassers und die stärkste Zunahme der Salinität an der Stelle $y \approx 825$ m. Beides führt zu einer Zunahme der Dichte und folglich müsste sich dort ein Absinkgebiet ausbilden. Wie oben gezeigt, divergiert das Wasser in dem Bereich aufgrund des mechanischen Antriebs und verursacht aufsteigendes Wasser. Das bedeutet, dass der mechanische und der thermohaline Antrieb an der Stelle entgegengesetzt wirken. Für die anderen untersuchten Wellenlängen führen der mechanische Antrieb und der thermohaline Antrieb ebenfalls nicht zu derselben Zirkulation, was im Einzelnen bei der Auswertung der Ergebnisse diskutiert wird. Wie stark die gegenseitige Beeinflussung der beiden Antriebe und welcher stärker ist, wird in den nachfolgenden Abschnitten anhand der Simulationsergebnisse diskutiert.

Die Initialisierungsprofile der potentiellen Temperatur und Salinität, sowie der daraus bestimmten Dichte (s. Kap. 2.3.4) sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Um für den arktischen Ozean reprä-

Tabelle 4.2: Parameter und Bezeichnung der simulierten ozeanischen Fälle.

L_y (m)	L_{at}	λ (m) für $\frac{\lambda}{w'u'_w}, \frac{\lambda}{w'u'_w}$	λ (m) für $\frac{\lambda}{w'\theta'_w}, \frac{\lambda}{w'S'_w}$
	∞		
	0, 34		
1050	l λ 1A λ 1Linf	1050	1050
2100	l λ 2A λ 2Linf	2100	2100
	lhoAhoLinf	-	-
	l λ 2AhoLinf	2100	-
	lhoA λ 2Linf	-	2100
4200	l λ 4A λ 4Linf	4200	4200
8400	l λ 8A λ 8Linf	8400	8400

sentative Profile vorzugeben, wurden Profile aus mehreren Quellen zugrunde gelegt, um daraus eigens für die Simulationen angepasste Vertikalprofile zu erstellen. Dabei wurden zum einen die von Helber et al. (2012, Abb. 7c) im Februar gemessenen Profile im Golf von Alaska berücksichtigt. Zum anderen wurden weitere Messdaten der elektrischen Spannung, Temperatur und Tiefe mit CTD-Rosetten (engl. *Conductivity, Temperature, Depth*) aus dem Ozean-Datensatz *World Ocean Data set (WOD) 2009*² des *National Oceanographic Data Center (NODC)*³ ausgewertet. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen, ist bis zu einer Tiefe von 70 m die Temperatur und der Salzgehalt konstant mit $\theta = 274,15$ K und $S = 32$ psu. An dieser Stelle sei angemerkt, dass sowohl die Temperatur des Dichtemaximums von Wasser (277,13 K für Frischwasser) als auch die Schmelztemperatur (273,15 K für Frischwasser) mit zunehmender Salinität abnehmen. Dabei nimmt die Temperatur des Dichtemaximums schneller ab als die Schmelztemperatur, so dass ab einem Salzgehalt von 24,8 psu das Dichtemaximum bei der Schmelztemperatur auftritt (Pinet, 2006, S. 154f). Für den in dieser Arbeit verwendeten Salzgehalt in der Mischungsschicht von 32 psu liegt die Schmelztemperatur und das Dichtemaximum bei ca. 271,36 K. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb des in dieser Arbeit gewählten Wertes von 274,15 K und wird auch während der gesamten Simulationszeit nicht durch die Abkühlung an der Meeresoberfläche erreicht. Somit traten in dieser Arbeit weder eine Dichteanomalie noch die Bedingungen für Eisbildung auf.

Die Mischungsschicht wird durch eine Inversion im Bereich von -70 m bis -90 m begrenzt, mit einem Temperaturgradienten von $\partial_z \theta = -0,05$ K m⁻¹ und einem Gradienten des Salzgehaltes von $\partial_z S = -0,05$ psu m⁻¹. Aufgrund der zunehmenden Temperatur wäre bei dem Salzgehalt des Wassers eine Abnahme der Dichte in dem Bereich zu erwarten und somit eine labile Schichtung. Allerdings wird der Effekt durch die starke Zunahme der Salinität kompensiert, so dass die Dichte insgesamt ebenfalls zunimmt und der Ozean in dem Bereich stabil geschichtet ist. Unterhalb der Inversion wird eine stabile Schichtung mit einem Temperaturgradienten von $\partial_z \theta = -0,01$ K m⁻¹ und einem Salinitätsgradienten von $\partial_z S = -0,01$ psu m⁻¹ angenommen. Diese Schicht erstreckt sich über 100 m im Modell, um die Schwerewellen ausreichend zu dämpfen (s. Kap. 2.3.3). Eine Grenzschicht, in der eine Schicht mit kühlerem frischerem Wasser über einer Schicht mit wärmerem salzigerem Wasser liegt, wie es hier der Fall ist, wurde beispielsweise in der Studie von Denbo und Skillingstad (1996) verwendet.

Die durchgeführten Ozeansimulationen werden in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Bezeichnung der einzelnen Fälle hat das Format lxxAyyLzzz, wobei an der Position xx entweder die Wellenlänge der Heterogenität in Kilometer steht oder die Angabe ho für die Vorgabe eines homogenen Impulsflusses an der Meeresoberfläche. Für yy werden dieselben Bezeichnungen wie für xx verwendet,

²http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOD09/pr_wod09.html, wobei aus den geografisch sortierten Daten die Quadranten 7515 und 7516 verwendet wurden.

³<http://www.noaa.gov/>

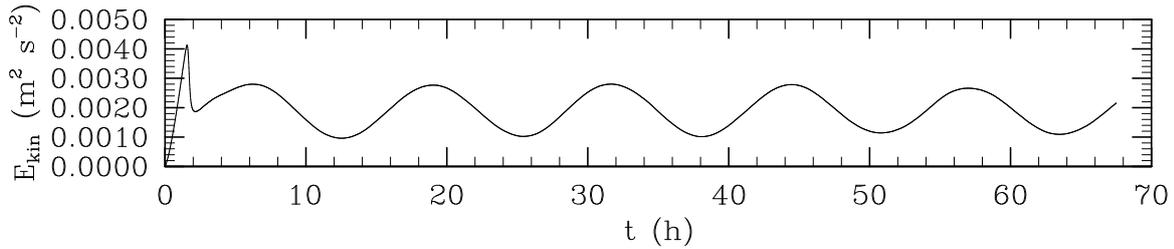


Abbildung 4.4: Zeitreihe der kinetischen Energie gemittelt über das gesamte Modellgebiet, exemplarisch für $1\lambda 2A\lambda 2Linf$.

allerdings bezogen auf den Wärmestrom und Salzfluss, welche beide den Auftriebsfluss beeinflussen. An der Stelle zzz wird der Wert der turbulenten Langmuir Zahl La_t gesetzt, dabei entspricht $La_t = \infty$ einem Fall ohne Langmuir-Turbulenz, welcher mit \inf (engl. *infinity*) abgekürzt wird. Ein Wert von $La_t = 0,34$ wird mit p34 bezeichnet. Die simulierte Zeit aller Ozeansimulationen beträgt 67,5 h.

4.2 Analyse und Vergleich für eine Wellenlänge

In diesem Abschnitt werden zunächst die Ergebnisse der Simulationen mit einem heterogenen Antrieb mit einer Wellenlänge von 2 km ($1\lambda 2A\lambda 2Linf$), sowohl für die Impulsflüsse als auch für die Auftriebsflüsse (Wärmestrom und Salzfluss), und der Simulation mit einem homogenen Antrieb ($1hoAhoLinf$) ausführlich diskutiert und miteinander verglichen. Außerdem werden die Simulationen ausgewertet, bei denen nur der mechanische Antrieb ($1\lambda 2AhoLinf$) oder nur der thermohaline Antrieb ($1hoA\lambda 2Linf$) eine Heterogenität aufweist. Damit soll untersucht werden, wie stark der Einfluss der einzelnen Heterogenitäten auf die Strömung ist und ob sie sich gegenseitig verstärken oder abschwächen.

4.2.1 Kinetische Energie und Mittelungsoperatoren

Abbildung 4.4 zeigt den zeitlichen Verlauf der gesamten kinetischen Energie von $1\lambda 2A\lambda 2Linf$, wobei angemerkt sei, dass dieser repräsentativ für alle Simulationen ist. Nach der Einstellphase von etwa 2,5 h ist eine Trägheitsschwingung mit der Periode $T \approx 13$ h zu erkennen. In der Atmosphäre wird die Trägheitsschwingung durch die feste Oberfläche am unteren Rand gedämpft. Im offenen Ozean gibt es für die obere Mischungsschicht jedoch keine feste Oberfläche am oberen oder unteren Rand, so dass die Trägheitsschwingung nicht gedämpft wird. Um den Einfluss der Trägheitsschwingung bei der Auswertung zu filtern, muss diese über einen Zeitraum entsprechend der Trägheitsperiode gemittelt werden. Die simulierte Zeit von 67,5 h umfasst fünf Trägheitsperioden (65 h). Ein zeitliches Mittel einer beliebigen Größe Ψ über eine Trägheitsperiode wird mit $\bar{\Psi}$ und über alle fünf Trägheitsperioden mit $\tilde{\Psi}$ gekennzeichnet. Ferner wird eine horizontal gemittelte Größe als $\{\Psi\}$, eine Größe gemittelt entlang der x -Achse (parallel zu den Konvergenz- und Divergenzlinien in Abb. 4.2) mit $[\Psi]$ dargestellt und gemittelt entlang der y -Achse mit $\langle \Psi \rangle$. Der Anteil der Sekundärzirkulation einer Größe Ψ wird über:

$$\Psi^{SZ} = [\tilde{\Psi} - \{\tilde{\Psi}\}] \quad (4.5)$$

bestimmt. Diese Berechnung ist analog zur Bestimmung des Rollenanteils in Gleichung 3.3, nur dass hier zusätzlich entlang der x - Achse gemittelt wird.

4.2.2 Großräumige Betrachtung

Zuerst wird die Simulation mit einem homogenen Antrieb IhoAhoLinf betrachtet, um die Entwicklung der Strömung in der Mischungsschicht für das hier gewählte Set-up zu prüfen. Dazu sind instantane Horizontalschnitte nach 67,5 h Simulationszeit in $z = -35$ m für die Vertikalgeschwindigkeit und in $z = -0,5$ m der horizontalen Geschwindigkeitskomponente v , sowie der Abweichung vom horizontalen Mittelwert der potentiellen Temperatur und des Salzgehaltes in Abbildung 4.5 abgebildet. Dort ist zu sehen, dass sich Rollen in der ozeanischen Mischungsschicht mit einer Wellenlänge von ca. 250 m ausgebildet haben. Dabei handelt es sich um Rollen die aufgrund von Scherungs- und Auftriebskräften entstehen, wie in Kapitel 1.3.1 und 1.2.3 (Entstehung von freien Rollen) beschrieben. Im Folgenden soll das in Gleichung 1.2 aufgestellte Verhältnis $\frac{u_*}{w_*}$ für das hier verwendete Set-up abgeschätzt werden, um zu sehen, ob es in einem typischen Wertebereich für Rollenentstehung liegt. Um das Verhältnis für die Strömung in dieser Arbeit abzuschätzen, wird w_* über (z. B. Li et al., 2005):

$$w_* = (B_0 z_i)^{\frac{1}{3}} \quad (4.6)$$

abgeschätzt, wobei der Auftriebsfluss an der Meeresoberfläche über (z. B. Thorpe, 2004):

$$B_0 = g (\alpha \overline{w'\theta'} - \beta \overline{w'S'}) \quad (4.7)$$

bestimmt werden kann. Dabei ist α der thermische Ausdehnungskoeffizient und β der Ausdehnungskoeffizient bezüglich des Salzgehaltes von Meerwasser. Sowohl eine Abkühlung ($\overline{w'\theta'} > 0$) als auch eine Erhöhung des Salzgehaltes ($\overline{w'S'} < 0$) führt zu einem positiven Auftriebsfluss ($B_0 > 0$). Mit $\alpha = 52 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\beta = 0,82 \text{ psu}^{-1}$ und den Werten aus Tabelle 4.1 ergibt sich $B_0 \approx 1 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Die Schubspannungsgeschwindigkeit an der Meeresoberfläche wird berechnet mit:

$$u_{*,w} = \sqrt{\sqrt{\overline{w'u_w'^2} + \overline{w'v_w'^2}}}. \quad (4.8)$$

Mit den Werten aus Tabelle 4.1 folgt $u_{*,w} = 0,0195 \text{ m s}^{-1}$. Somit ist $\frac{u_*}{w_*} = 2,185$ in dieser Arbeit. Dieser Wert liegt deutlich über dem in Kapitel 1.3.1 genannten Wertebereich des Grenzwertes von 0,3 bis 0,7, weswegen es zur Ausbildung der rollenartigen Strukturen in dieser Simulation kommt.

Wie in Abbildung 4.5b zu erkennen, bilden sich in der v -Komponente nahe der Meeresoberfläche Streifen mit positiven Strömungsgeschwindigkeiten aus (rote Bereiche). Ein Vergleich mit der potentiellen Temperatur in derselben Tiefe zeigt, dass sich in den Bereichen in denen die Strömung konvergiert (Übergangsbereiche von negativen zu positiven Werte für v) kühleres Wasser mit einer höheren Salinität sammelt (vgl. Abb. 4.5b, c und d). Wie in Abbildung 4.5a zu erkennen, sinkt das kühlere Wasser ab und es bilden sich streifenförmige Bereiche absinkenden Wassers äquivalent zu den Aufwindgebieten in der Atmosphäre. Neben der Arbeit von Heitmann und Backhaus (2005) sind die streifenförmigen Muster in der Vertikalgeschwindigkeit bereits in der LES Studie von Skillingstad und Denbo (1995) (Abb. 3, Fall CW) zu erkennen. Dort wurden diese Strukturen allerdings nicht weiter diskutiert, da sie deutlich schwächer ausgeprägt waren als die untersuchten Langmuir-Zirkulationen.

Die instantanen Felder sehen für den heterogenen Fall Iλ2Aλ2Linf ähnlich zu denen im homogenen Fall aus (nicht gezeigt). Interessant sind nun die einzelnen Größen der Sekundärzirkulation. Die Sekundärzirkulation für den Fall Iλ2Aλ2Linf ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Dabei markieren die aufeinander zeigenden Pfeile (\rightarrow | \leftarrow) die Lage der Konvergenzlinie und die auseinander gerichteten Pfeile (\leftarrow | \rightarrow) die Lage der Divergenzlinie, wie sie in Abbildung 4.2 gezeigt sind. Der Wärmeverlust ist mit den roten Pfeilen und der Salzeintrag mit den blauen Pfeilen markiert, wobei die längeren Pfeile das Gebiet mit dem größten Wärmeverlust bzw. dem größten Salzeintrag

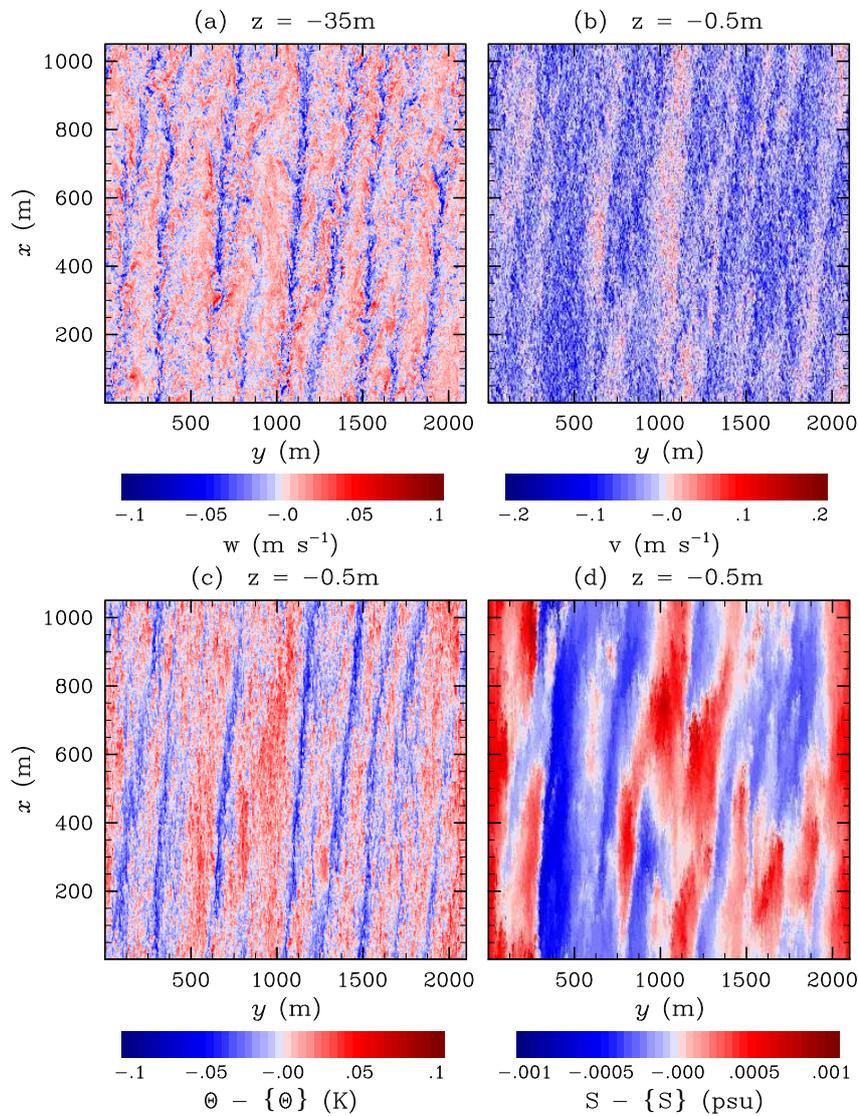


Abbildung 4.5: Simulation IhoAhoLinf zum Zeitpunkt $t = 67,5$ h. Instantane horizontale Schnitte der (a) Vertikalgeschwindigkeit w in einer Tiefe von 35 m (Mitte der Mischungsschicht) sowie (b) der horizontalen Geschwindigkeitskomponente v , (c) der Abweichung der potentiellen Temperatur θ vom horizontalen Mittelwert und (d) der Abweichung des Salzgehaltes S vom horizontalen Mittelwert nahe der Meeresoberfläche.

4.2 Analyse und Vergleich für eine Wellenlänge

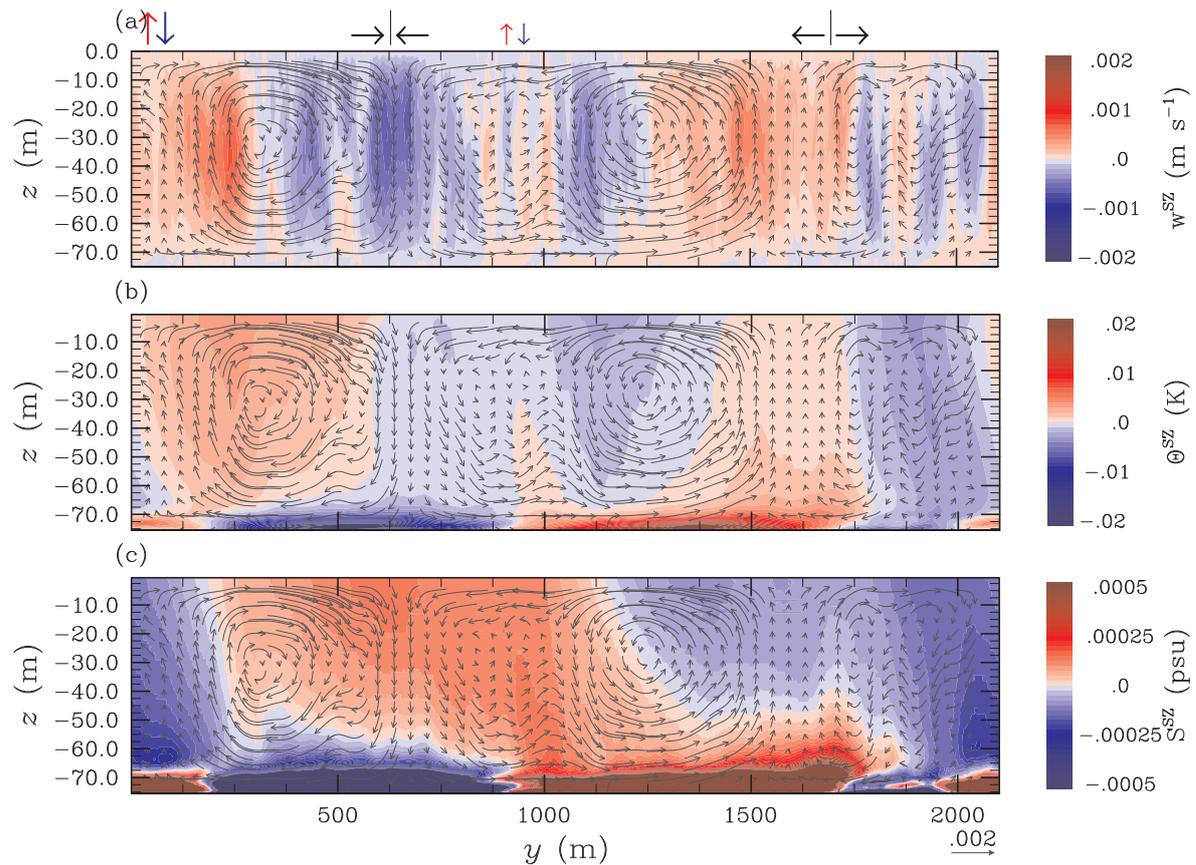


Abbildung 4.6: Simulation $\lambda 2 A \lambda 2 \text{Lin}$ zum Zeitpunkt $t = 67,5 \text{ h}$. Vertikalschnitte in der yz -Ebene der Sekundärströmung (v^{SZ}, w^{SZ}), markiert durch die Vektorpfeile. Außerdem ist (Oben) w^{SZ} , (Mitte) θ^{SZ} und (Unten) S^{SZ} dargestellt. Die schwarzen, aufeinander zeigenden Pfeile oberhalb der Abbildung markieren die Position der Konvergenzlinie und die voneinander zeigenden Pfeile die Divergenzlinie in den Impulsflüssen (s. Abb. 4.2). Die roten Pfeile stehen für den nach oben gerichteten Wärmestrom (Abkühlung im Ozean) und die nach unten gerichteten blauen Pfeile für den Salzfluss (Erhöhung des Salzgehaltes aufgrund der Verdunstung). Die längeren Pfeile markieren dabei die Stelle an dem der größte Wärmeverlust bzw. die stärkste Verdunstung stattfindet und die kürzeren Pfeile den Bereich mit dem geringsten Wärmeverlust bzw. der schwächsten Verdunstung.

zeigen. Die Sekundärströmung ist in allen Abbildungen anhand der Vektorpfeile markiert. Die oberste Abbildung zeigt den Anteil der Sekundärzirkulation der vertikalen Geschwindigkeit w^{SZ} , die mittlere Abbildung den Anteil an der potentiellen Temperatur θ^{SZ} und die untere Abbildung den Anteil an dem Salzgehalt S^{SZ} . An den Vektorpfeilen und der Vertikalgeschwindigkeit w^{SZ} ist deutlich zu erkennen, dass unterhalb der Konvergenzlinie ($y \approx 625 \text{ m}$) das Wasser im Ozean absinkt und unterhalb der Divergenzlinie ($y \approx 1700 \text{ m}$) aufsteigt. Zusätzlich existiert ein weiteres Gebiet mit aufsteigendem Wasser im Bereich von $y \approx 250 \text{ m}$ und mit absinkendem Wasser bei $y \approx 1125 \text{ m}$. Es haben sich zwei Wirbel ausgebildet, die einen Durchmesser von ca. 500 m besitzen und somit kleiner als die Rollen in der Atmosphäre sind. Im Bereich des größten Wärmeverlustes an der Meeresoberfläche ($y \approx 60 \text{ m}$) liegt ein Bereich mit aufsteigendem Wasser und nicht absinkendem Wasser, wie es aufgrund des Wärmeverlustes zu erwarten wäre. Demnach überwiegt die Heterogenität des mechanischen Antriebes die des thermohalinen Antriebes. Da die Heterogenität des thermohalinen Antriebes allerdings entgegen der des mechanischen Antriebes wirkt, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, könnte sie zur Abschwächung der Zirkulation beigetragen haben.

Dieses wird im Abschnitt 4.2.7 untersucht.

Die aufgrund der Oberflächenheterogenität ausgebildeten Sekundärzirkulationen weisen Vertikalgeschwindigkeiten in der Größenordnung von $0,001 \text{ ms}^{-1}$ auf, wohingegen die Vertikalgeschwindigkeit der gesamten Strömung in der Größenordnung von $0,1 \text{ ms}^{-1}$ liegt. Die durch die atmosphärischen Rollen induzierte Sekundärzirkulation ist somit deutlich schwächer als die Vertikalgeschwindigkeiten in der ozeanischen Grenzschicht.

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt haben gezeigt, dass erzwungene atmosphärische Rollen, welche stationär sind, eine Sekundärzirkulation im Ozean anregen, welche sich über die gesamte ozeanische Mischungsschicht ausdehnt. Dieses konnte so in Müller et al. (2013) nicht gefunden werden. Dort wurden freie Rollen in der Atmosphäre verwendet, welche nicht stationär waren. Aufgrund der Trägheit der Ozeanströmung bildeten sich bei Müller et al. (2013) somit keine Sekundärzirkulationen aus. Im Vergleich zu der mittleren Strömung in der ozeanischen Mischungsschicht ist die Sekundärzirkulation allerdings sehr schwach. Ob es dennoch einen Einfluss auf die Entwicklung der Mischungsschicht gibt, soll in den nächsten Abschnitten untersucht werden.

4.2.3 Vertikalprofile der Temperatur und Salinität

In diesem Abschnitt werden die über das gesamte Modellgebiet gemittelten Vertikalprofile der potentiellen Temperatur und der Salinität für die Fälle lhoAhoLinf und lλ2Aλ2Linf gezeigt und miteinander verglichen. In Abbildung 4.7 sind die über eine Trägheitsperiode (13 h) gemittelten Vertikalprofile von θ , S , $\overline{w'\theta'}$ und $\overline{w'S'}$ zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten dargestellt. Der kinematische Wärmestrom (Abb. 4.7c) hat sein Maximum an der Meeresoberfläche und nimmt mit zunehmender Tiefe linear ab, wie es für eine konvektive Grenzschicht im Ozean typisch ist. Die Abnahme des Wärmestroms mit der Tiefe sorgt für eine Abkühlung innerhalb der Mischungsschicht, wie durch einen Vergleich der Vertikalprofile von θ zu unterschiedlichen Zeitpunkten zu sehen ist (s. Abb. 4.7a). Im unterem Bereich der Mischungsschicht nimmt der vertikale Gradient des Wärmestroms ab. Dort wird Wasser aus dem Inversionsbereich in die Grenzschicht gemischt, welches wärmer ist und somit die Abkühlung verringert. Neben dem Einmischen von wärmerem Wasser aus der Inversion in die Grenzschicht, wird auch kühleres Wasser aus der Grenzschicht in die Inversion gemischt und sorgt dort für eine Abkühlung. Die Abkühlung im Inversionsbereich ist ebenfalls im Vertikalprofil von θ zu erkennen. Unterhalb des Bereiches, in dem Wasser aus der Mischungsschicht in den Inversionsbereich gemischt wird, ist der Wärmestrom null. Der Verlauf des Wärmestromprofils im Bereich der Inversion stimmt mit dem von Skyllingstad und Denbo (2001) überein, welche ebenfalls eine Inversion mit wärmeren und salzigerem Wasser unterhalb der Mischungsschicht untersuchten.

Der Salzfluss hat ein Minimum an der Meeresoberfläche und nimmt innerhalb der Grenzschicht mit der Tiefe zu, bis oberhalb der Inversion wo das Maximum erreicht wird (s. Abb. 4.7d). Der negative Gradient des Salzflusses innerhalb der Grenzschicht führt zu einer Zunahme der Salinität in der Mischungsschicht, wie es in Abbildung 4.7b zu sehen ist. Im Inversionsbereich ist der Gradient des Salzflusses positiv und der Salzgehalt nimmt in dem Bereich ab, aufgrund des Einmischens von Wasser mit geringerer Salinität aus der Grenzschicht. Es sei darauf hingewiesen, dass der Salzfluss an der Oberfläche den in der Simulation vorgegebenen Wert hat und nicht null ist (s. Tab. 4.1). Dieses ist aufgrund des gewählten Maßstabes in Abbildung 4.7d nicht zu erkennen.

Neben den totalen turbulenten Flüssen in Abbildung 4.7c und d sind außerdem die subskaligen Anteile dargestellt. Diese haben, wie zu erwarten, nahe der Meeresoberfläche signifikante Abweichungen von null. Für den Salzfluss tritt zusätzlich im Bereich der Inversion ein relativ großer subskaliger Anteil auf, wobei dieser immer noch deutlich kleiner ist als der aufgelöste Anteil im selben Bereich. Die Gitterauflösung kann somit immer noch als ausreichend hoch angesehen werden.

Ein Vergleich zwischen den Profilen von lhoAhoLinf mit denen von lλ2Aλ2Linf weist keine

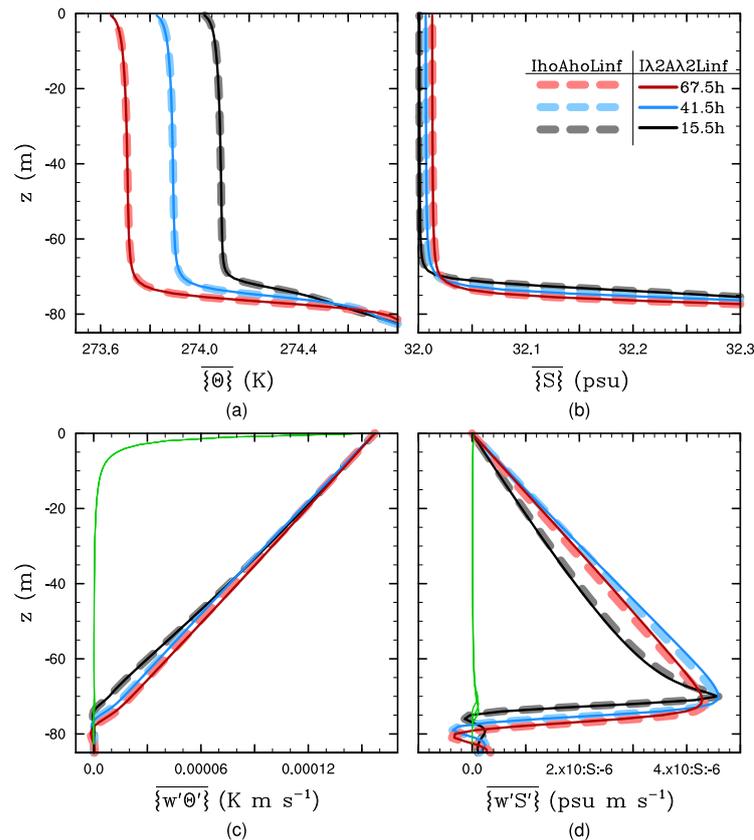


Abbildung 4.7: Vertikale Profile zu den Zeitpunkten $t = 15,5$ h, $41,5$ h und $67,5$ h, horizontal und zeitlich über 13 h (eine Trägheitsperiode) gemittelt: (a) der potentiellen Temperatur θ , (b) des Salzgehaltes S , (c) des kinematischen Wärmestroms $w'\theta'$ und (d) des kinematischen Salzflusses $w'S'$ für lhoAhoLinf und lλ2Aλ2Linf. Die grünen Linien in (c) und (d) zeigen die jeweiligen subskaligen Anteile.

signifikanten Unterschiede auf. Demnach beeinflusst die Zirkulation, die aufgrund der atmosphärischen Rollen induziert wird, nicht den vertikalen Transport von Wärme und Feuchte sowie die Entwicklung der mittleren Grenzschicht.

4.2.4 Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten

Abbildungen 4.8a und 4.8b zeigen die Vertikalprofile der Geschwindigkeitskomponenten u und v . An der Meeresoberfläche ist die Geschwindigkeit am größten, aufgrund des dortigen Antriebes. Die beiden Geschwindigkeitskomponenten sind außerdem in einem Hodographen in Abbildung 4.9 dargestellt. Hier zeigt sich, dass im oberen Drittel (bis ca. -25 m) beide Komponenten abnehmen und die Geschwindigkeitskomponente u die Richtung ändert (Nulldurchgang). Dieses ist vergleichbar mit der Ekman-Spirale, wie sie erstmals von Ekman (1905) gezeigt wurde. Im Bereich von ca. -25 m bis zur Inversionstiefe in -75 m ist u nahezu konstant, während v abnimmt, so dass keine durchgehende Spiralform mehr gegeben ist. Bei der idealen Ekman-Spirale ist dieses nicht der Fall (z. B. Ekman, 1905; Stewart, 2008). Darum wird hier von einer modifizierten Ekman-Spirale gesprochen, welche sich aufgrund von unterschiedlichen Faktoren von der idealen Ekman-Spirale unterscheidet. Ein Faktor ist die turbulente Diffusion, welche nicht konstant mit der Tiefe ist, wie es in der Annahme von Ekman (1905) war. Außerdem ist die Strömung nicht ausschließlich durch den Wind angetrieben, sondern zusätzlich durch Konvektion, welche zu einer zusätzlichen Durchmischung führt. Ein weiterer Unterschied ist die Begrenzung der Grenzschicht durch eine

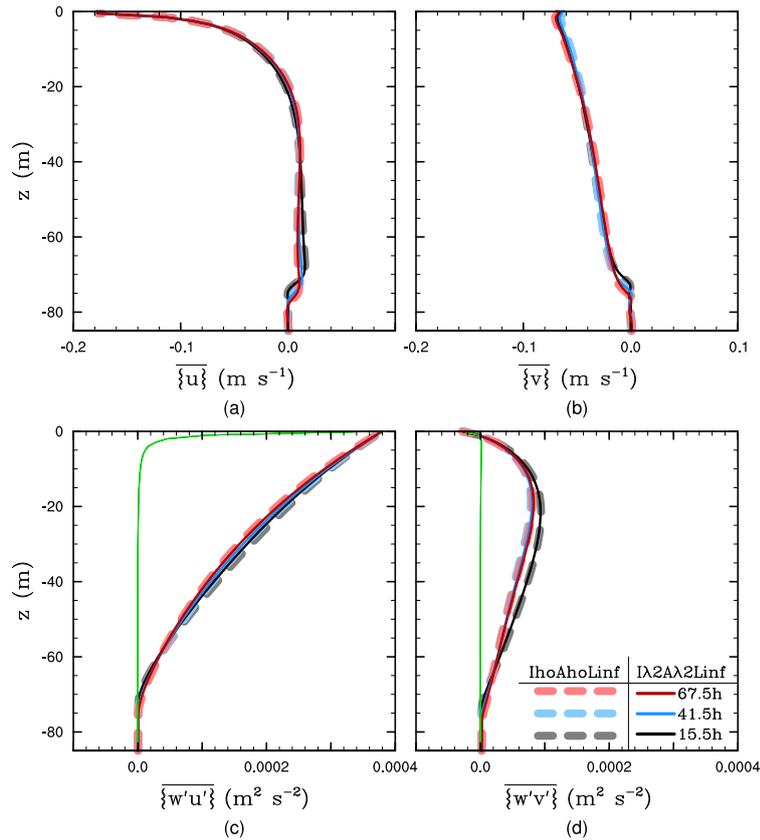


Abbildung 4.8: Vertikale Profile zu den Zeitpunkten $t = 15,5$ h, $41,5$ h und $67,5$ h, horizontal und zeitlich über 13 h (eine Trägheitsperiode) gemittelt: (a) der horizontalen Geschwindigkeitskomponente u , (b) der horizontalen Geschwindigkeitskomponente v , (c) des kinematischen Impulsflusses $\overline{w'u'}$ und (d) des kinematischen Impulsflusses $\overline{w'v'}$ für lhoAhoLinf und lλ2Aλ2Linf. Die grünen Linien in (c) und (d) zeigen die jeweiligen subskaligen Anteile.

Inversion in der Tiefe, welche nicht mit der Ekman-Tiefe⁴ D übereinstimmt. Ekman (1905) ging von einem windangetriebenen Ozean aus, d. h. keinen konvektiven Antrieb oder großräumigen horizontalen Druckgradienten, und schätzte die Ekman-Tiefe im Ozean über:

$$D = \frac{7,6}{\sqrt{\sin(\phi)}} U_{10} \quad (4.9)$$

ab, wobei U_{10} die mittlere Windgeschwindigkeit in der Atmosphäre in 10 m Höhe ist (vgl. Stewart, 2008, S. 139). Diese kann über den auf Taylor (1916) basierenden Ansatz mit (z. B. Stull, 1988, S. 262):

$$U_{10} = \sqrt{\frac{u_{*,a}^2}{C_D}} \quad (4.10)$$

abgeschätzt werden. Mit den Werten $\phi = 70^\circ$, $u_{*,a} = 0,6245$ m s⁻¹ und dem Widerstandsbeiwert $C_D = 2,6 \times 10^{-3}$ (z. B. Stewart, 2008, S. 139) ergibt sich für U_{10} der Wert $12,25$ m s⁻¹ welcher nahe an dem Wert der Atmosphärensimulation liegt (s. Abb. 3.11). Somit ergibt die Abschätzung $D \approx -96$ m, welche nicht als exakter Wert aufgefasst werden darf, wie Ekman (1905) anmerkte. Dieser Wert liegt allerdings deutlich tiefer als z_i mit einem Wert zwischen -70 m und -75 m. Ein

⁴In Ekman (1905) als *Depth of frictional influence* bezeichnet.

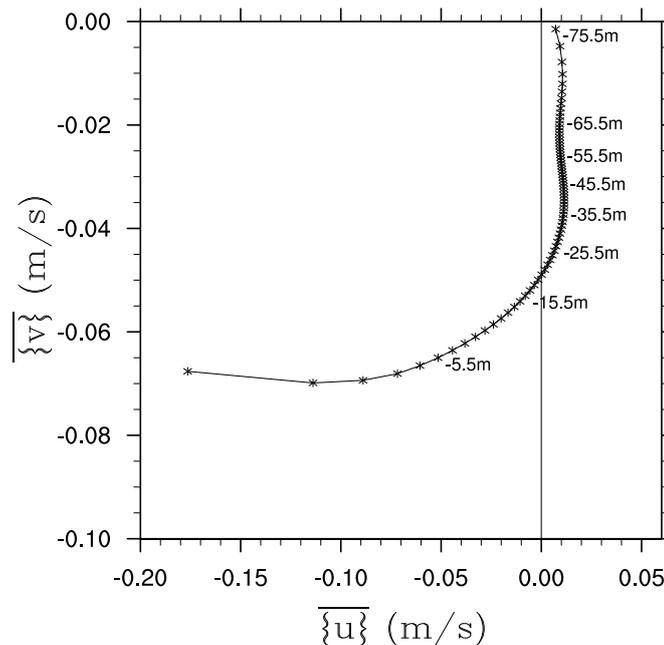


Abbildung 4.9: Hodograph für $l\lambda 2A\lambda 2Linf$.

Vergleich der Profile zu den drei dargestellten Zeitpunkten in Abbildung 4.8 zeigt, dass sich die Geschwindigkeitsprofile im Mittel über eine Trägheitsperiode nicht signifikant ändern. Demnach hat sich ein Gleichgewicht in der Strömung eingestellt.

Die vertikalen Impulsflüsse in Abbildung 4.8c und 4.8d weisen den entsprechenden Verlauf der modifizierten Ekman-Spirale auf, ähnlich denen in McWilliams et al. (1997, Abb. 3, Fall S/∞) für eine Grenzschicht in der die Turbulenz hauptsächlich durch Scherung angeregt wird. Li et al. (2005) untersuchten, wann in einer Strömung einer der drei folgenden Mechanismen zur Turbulenzproduktion vorherrscht: Die thermisch induzierte Turbulenz, die durch den Wind induzierte Scherungsturbulenz oder die durch Wind und Wellen angetriebene Langmuir-Zirkulation. Ein Vergleich der Profile von $\overline{\{w'u'\}}$ zeigt ebenfalls, dass das in Abbildung 4.8c gezeigte Profil eher für Strömungen mit vorwiegend scherungsbedingter Turbulenz typisch ist. Insgesamt spricht dafür auch die Entwicklung der modifizierten Ekman-Spirale, da diese sich in einer Strömung mit vorwiegend durch Konvektion angetriebener Turbulenz nicht ausbilden würde.

In Abbildung 4.8 sind außerdem sowohl die Profile mit einem homogenen Antrieb ($lhoAhoLinf$) als auch die mit einem heterogenen Antrieb ($l\lambda 2A\lambda 2Linf$) dargestellt. Die Profile weisen zwischen den beiden Simulationen bei allen drei Mittelungszeiträumen keine signifikanten Unterschiede auf. Somit beeinflusst die durch die atmosphärischen Rollen induzierte Zirkulation nicht die mittlere Entwicklung der Strömung im Ozean.

4.2.5 Varianzprofile

Die Varianzprofile von θ , S , u , v und w sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Varianz der Temperatur ist deutlich im Bereich der Inversion erhöht, so wie es bereits in McWilliams et al. (1997) zu sehen ist. Dabei ist die durch Scherung- und Auftriebskräfte entstehende Turbulenz für die Erhöhung der Varianz verantwortlich, durch die das kältere absinkende Wasser in die Inversion eindringt. Das kühlere Wasser aus der Mischungsschicht hat gleichzeitig einen geringeren Salzgehalt als das Wasser in der Inversion, so dass ebenfalls die Varianz von S deutlich erhöht wird. Zusätzlich werden durch das in die Inversion vordringende kühlere Wasser aus der Mischungsschicht interne Schwerewellen angeregt, die ebenfalls für eine Erhöhung der Varianz sorgen. Aufgrund der Schwerewellen ist die Varianz im Bereich von -80 m und tiefer ungleich

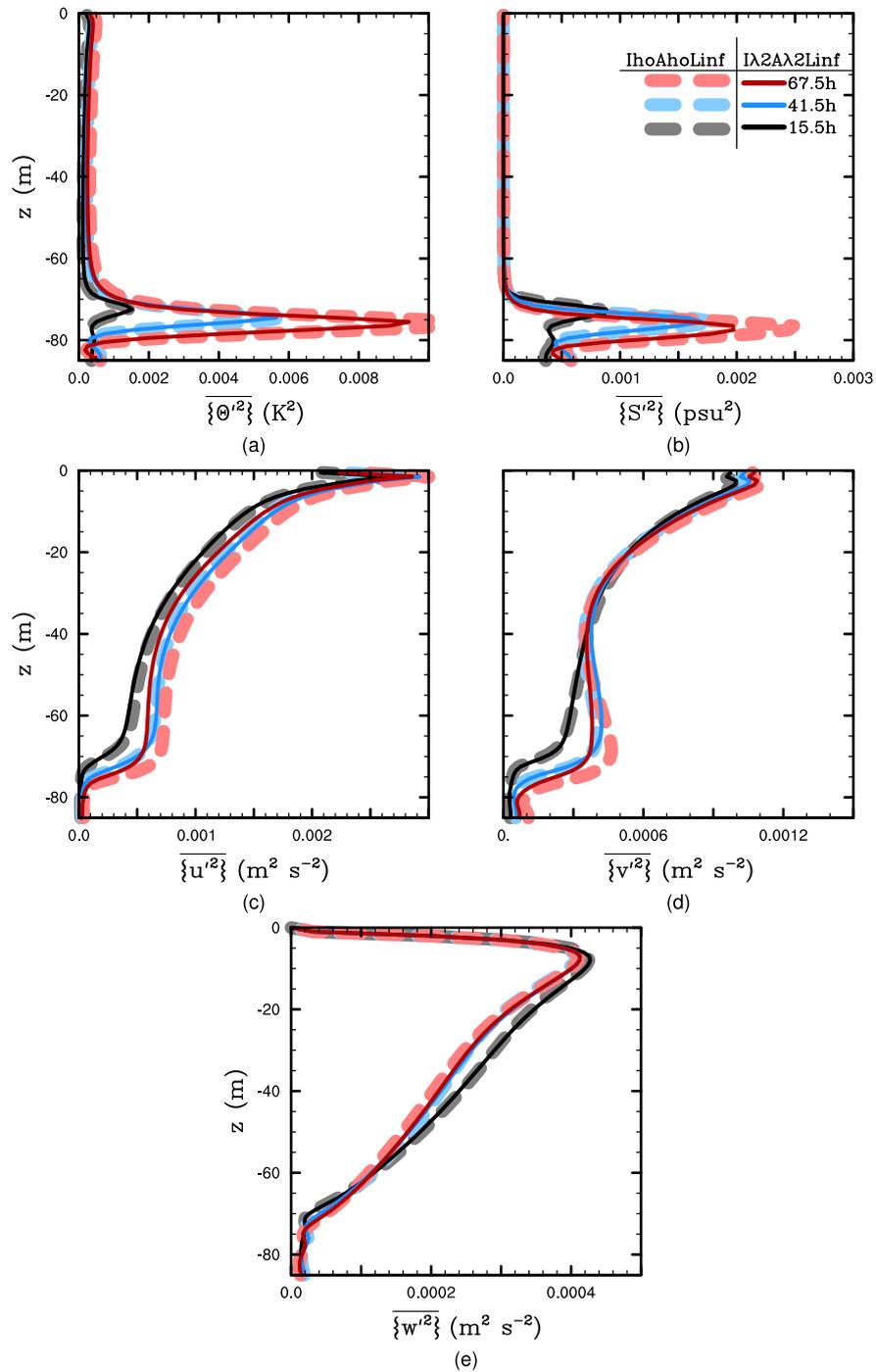


Abbildung 4.10: Vertikale Profile der Varianzen zu den Zeitpunkten $t = 15,5$ h, $41,5$ h und $67,5$ h horizontal und zeitlich über 13 h (eine Trägheitsperiode) gemittelt: (a) der potentiellen Temperatur θ , (b) des Salzgehaltes S , (c,d,e) der Geschwindigkeitskomponenten u , v und w für IhoAhoLinf und Iλ2Aλ2Linf.

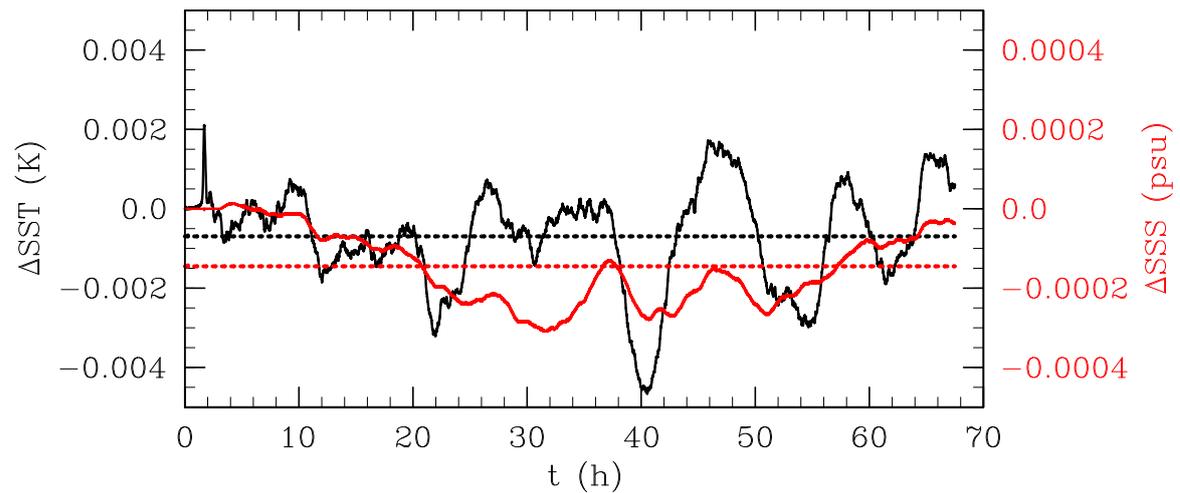


Abbildung 4.11: Zeitreihe der Differenz zwischen IhoAhoLinf und Iλ2Aλ2Linf von der Meeresoberflächentemperatur SST und dem Salzgehalt an der Meeresoberfläche SSS . Die gestrichelten Linien markieren den Mittelwert der Differenz über die letzten 65 h.

null, ähnlich wie bei der Langmuir-Zirkulation in McWilliams et al. (1997).

Die Geschwindigkeitsvarianzen entsprechen einem typischen Verlauf in der ozeanischen Mischungsschicht welche durch Scherung angetrieben wird (vgl. Skillingstad und Denbo, 1995; McWilliams et al., 1997; Heitmann und Backhaus, 2005; Li et al., 2005). Aufgrund der Scherung sind die Varianzen für u und v nahe der Meeresoberfläche am größten und nehmen mit zunehmender Tiefe ab, wobei $\{\overline{v'^2}\}$ nahe der Inversion nochmal zunimmt. Die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit hat ihr Maximum nahe der Meeresoberfläche, wie es typisch für eine Strömung ist, in der die Turbulenz vornehmlich durch Scherung entsteht. Der Grund ist hierfür, dass die Scherung nahe der Meeresoberfläche am stärksten ausgeprägt ist. In einer konvektiv angetriebenen Strömung läge das Maximum von $\{\overline{w'^2}\}$ typischerweise bei $0,4z_i$ (Skillingstad und Denbo, 1995; Li et al., 2005).

Wie in den Abschnitten zuvor, sind die Varianzprofile für den homogenen Fall (IhoAhoLinf) und den heterogenen Fall (Iλ2Aλ2Linf) gezeigt. Für alle Größen zeigen sich keine signifikanten Abweichungen zwischen den beiden Fällen, mit Ausnahme einiger Profile für $t = 67,5$ h. Dabei unterscheiden sich zu dem Zeitpunkt die vertikalen Varianzprofile von u in der gesamten Mischungsschicht deutlich, sowie im Inversionsbereich die Varianzprofile von S und v . Die dennoch insgesamt geringen Unterschiede in den Varianzen zwischen den beiden Fällen deuten darauf hin, dass die durch die atmosphärischen Rollen induzierte Sekundärzirkulation sehr schwach ausgeprägt ist und sich nicht deutlich von der restlichen Turbulenz unterscheidet. Andernfalls müsste, wie im Falle der atmosphärischen Rollen, die Varianz quer zur Rollen- bzw. Zirkulationsachse $\{\overline{v'^2}\}$ für Iλ2Aλ2Linf deutlich erhöht sein (vgl. Kap. 3.2.4).

4.2.6 Zeitreihen der Temperatur- und Salinitätsunterschiede an der Meeresoberfläche

In diesem Abschnitt werden die Unterschiede zwischen IhoAhoLinf und Iλ2Aλ2Linf an der Meeresoberfläche hinsichtlich der Temperatur SST (engl. *Sea Surface Temperature*) und des Salzgehaltes SSS (engl. *Sea Surface Salinity*) untersucht. Dabei ist vor allem die Änderung der SST interessant, da diese einen unmittelbaren Einfluss auf den Wärmeeintrag in die Atmosphäre hat.

Abbildung 4.11 zeigt die Zeitreihen der Differenzen $\Delta SST = SST_{I\lambda 2 A \lambda 2 Linf} - SST_{IhoAhoLinf}$ und $\Delta SSS = SSS_{I\lambda 2 A \lambda 2 Linf} - SSS_{IhoAhoLinf}$. Für ΔSST ist kein eindeutiger Trend zu erkennen, vielmehr schwankt die Differenz um den Mittelwert $\widehat{\Delta SST} = -7 \times 10^{-4}$ K. Dieser Wert

ist vergleichbar mit dem Wert von Müller et al. (2013, Abb. 11b), welche auf einen Unterschied zwischen homogenen und heterogenen Simulationen von ca. -1×10^{-3} K kamen. Cornillon und Stramma (1985) kamen für eine Temperaturänderung von 0,2 K auf eine Wärmestromänderung von 5 Wm^{-2} . Unter der einfachen Annahme eines linearen Zusammenhanges würde die hier beobachtete Temperaturänderung lediglich eine Änderung des Gesamtwärmestroms von ca. $1,75 \times 10^{-2} \text{ Wm}^{-2}$ bewirken. Im Vergleich zum Gesamtwärmestrom von ungefähr 482 Wm^{-2} ist diese Änderung nicht signifikant. Somit käme es zu keinem verstärkten Wärmeeintrag in die Atmosphäre während eines KLA mit Rollen im Vergleich zu einem KLA ohne Rollen.

Die durch die atmosphärischen Rollen angeregten Zirkulationen im Ozean verändern demnach nicht signifikant die Temperatur oder den Salzgehalt an der Meeresoberfläche und haben somit keinen Einfluss auf die Atmosphäre. Wie in Kapitel 4.1 dargelegt, wirken der mechanische und thermohaline Antrieb entgegengesetzt. Welchen Einfluss dies auf die hier gezeigten Ergebnisse hat, soll im nachfolgenden Abschnitt analysiert werden.

4.2.7 Stärke der mechanischen und der thermohalinen Heterogenität

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, führt die Heterogenität zu einem in den Impulsflüssen und zum anderen in dem Wärmestrom und Salzfluss an unterschiedlichen Positionen zur Ausbildung einer Zirkulation. Für den in diesem Kapitel untersuchten Fall $\lambda_2 A \lambda_2 \text{Linf}$ ist für den mechanischen Antrieb zu erwarten, dass sich aufgrund der Konvergenzlinie des Impulsfeldes an der Meeresoberfläche ein Absinkgebiet an der Position $y \approx 650$ m ausbildet (s. Abb. 4.2c). Hingegen ist an der Stelle $y \approx 1700$ m ein Gebiet mit aufsteigendem Wasser anzunehmen, da sich dort eine Divergenzlinie befindet. Der maximale Wärmeverlust und die größte Erhöhung der Salzkonzentration aufgrund von Verdunstung befindet sich hingegen an der Stelle $y \approx 75$ m, so dass durch den thermohalinen Antrieb dort ein Absinkgebiet zu erwarten ist. Das entsprechende Gebiet mit aufsteigendem Wasser müsste bei $y \approx 900$ m liegen, da dort der geringste Wärmeverlust und die geringste Verdunstung stattfindet (s. Abb. 4.1). Wie in Abbildung 4.6 bereits gezeigt, hat sich eine Zirkulation entsprechend dem dynamischen Antrieb ausgebildet. Da diese allerdings sehr schwach ausgeprägt ist, stellt sich die Frage, inwieweit die Heterogenität des thermohalinen Antriebes zur Abschwächung der Zirkulation geführt haben könnte. Um diese Frage zu beantworten, sollen in diesem Abschnitt die Ergebnisse der Simulationen mit der Heterogenität nur im thermohalinen Antrieb $\lambda_2 A \lambda_2 \text{Linf}$, und der Heterogenität nur im mechanischem Antrieb $\lambda_2 A \text{hoLinf}$ untersucht werden.

Abbildung 4.12 zeigt die oberflächennahe Strömungskomponente v für die Fälle $\lambda_2 A \lambda_2 \text{Linf}$, $\lambda_2 A \text{hoLinf}$, $\lambda_2 A \text{hoLinf}$ und $\lambda_2 A \lambda_2 \text{Linf}$. Für den Fall mit der Heterogenität in beiden Antrieben ($\lambda_2 A \lambda_2 \text{Linf}$) ist der Konvergenzbereich ($y \approx 625$ m) und der Divergenzbereich ($y \approx 1500$ m) der Strömung deutlich sichtbar (s. Abb. 4.12a). Wird nur im mechanischem Antrieb eine Heterogenität aufgeprägt ($\lambda_2 A \text{hoLinf}$), sind diese Bereiche an derselben Position und ungefähr in derselben Stärke ausgeprägt (s. Abb. 4.12c). Für den Fall mit komplett homogenem Antrieb ($\lambda_2 A \text{hoLinf}$) zeigen sich schwächer ausgeprägte Konvergenz- und Divergenzbereiche im Vergleich zu den anderen beiden Fällen. Diese sind zwar an zufälligen Positionen verteilt, sind jedoch eindeutig parallel zur x -Achse ausgerichtet (s. Abb. 4.12b). Diese entstehen aufgrund der durch Scherung und Auftriebskräfte angeregten Rollen, wie sie in Abbildung 4.5 für den homogenen Fall gezeigt sind. Diese Rollen haben eine Wellenlänge von 250 m. Aufgrund ihrer Drift parallel zur y -Achse ist im gemittelten Geschwindigkeitsfeld diese Wellenlänge nicht mehr zu erkennen. Bei einem noch längerem Mittelungszeitraum sollten diese nicht mehr vorhanden sein, worauf aufgrund des hohen Rechenzeitaufwands verzichtet wurde. Für den Fall $\lambda_2 A \lambda_2 \text{Linf}$ sind im oberflächennahen Feld der v -Komponente keine stark ausgeprägten Konvergenz- und Divergenzbereiche vorhanden (s. Abb. 4.12d), ähnlich wie für $\lambda_2 A \text{hoLinf}$.

Abbildung 4.13 zeigt das Strömungsfeld sowie w^{SZ} , θ^{SZ} und S^{SZ} für den Fall $\lambda_2 A \text{hoLinf}$, in dem nur im mechanischem Antrieb eine Heterogenität aufgeprägt ist. Die Sekundärzirkulation

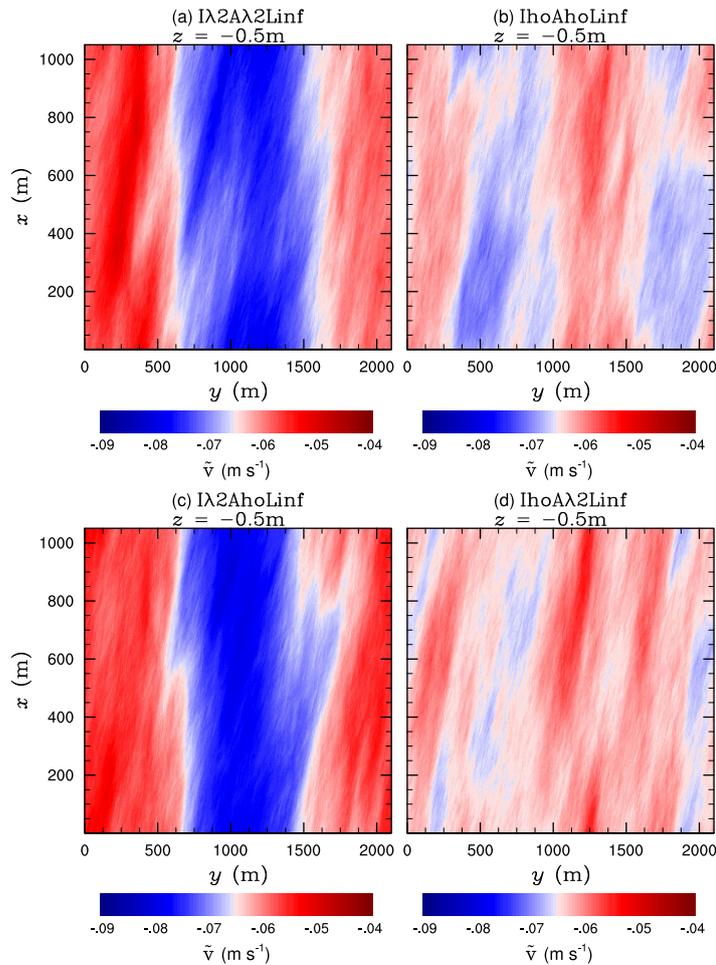


Abbildung 4.12: Horizontalschnitt der horizontalen Geschwindigkeitskomponente v nahe der Meeresoberfläche ($z = -0,5$ m) zeitlich gemittelt über 65 h für die Fälle (a) $l\lambda 2A\lambda 2Lin$, (b) $lhoAhoLin$, (c) $l\lambda 2AhoLin$ und (d) $lhoA\lambda 2Lin$.

unterscheidet sich in ihrer Position und Stärke nicht signifikant zum Fall $l\lambda 2A\lambda 2Lin$.

Abbildung 4.14 zeigt ebenfalls das Strömungsfeld sowie w^{SZ} , θ^{SZ} und S^{SZ} , für den Fall mit einer Heterogenität nur im thermohalinen Antrieb ($lhoA\lambda 2Lin$). Hier ist keine eindeutig erkennbare Sekundärzirkulation zu erkennen, lediglich Signale zufälliger Turbulenz (s. Kap. 4.2.2), aufgrund eines nicht ausreichenden Mittelungszeitraums. Dieses ist beispielsweise daran zu erkennen, dass sich an der Stelle $y \approx 1000$ m ein Gebiet mit aufsteigendem Wasser ausgebildet hat, obwohl sich dort der geringste Wärmeverlust und die geringste Erhöhung des Salzgehaltes befindet. Dies zeigt, dass die Heterogenität im thermohalinen Antrieb zu schwach ausgeprägt ist, um eine Sekundärzirkulation im Ozean anzuregen.

Zusammengefasst zeigen die Simulationen $lhoA\lambda 2Lin$ und $l\lambda 2AhoLin$, dass die entgegengesetzte Wirkung der Heterogenität des mechanischen und thermohalinen Antriebes zu keiner signifikanten Beeinflussung der Sekundärzirkulation führt. Vielmehr zeigen die Ergebnisse, dass die Sekundärzirkulationen nur durch den mechanischen Antrieb angeregt werden. Der geringe Einfluss der durch die atmosphärischen Rollen induzierten Zirkulation kann somit nur auf die geringe Stärke der Heterogenität in den Wärmeströmen, Salz- und Impulsflüssen zurückgeführt werden, deren Amplitude nur wenige Prozent vom Mittelwert ausmachen. Wie in Kapitel 4.1 gezeigt, sind bei größeren Wellenlängen die Amplituden der Heterogenitäten ebenfalls größer, so dass im nächsten Abschnitt untersucht werden soll, ob die Sekundärzirkulation dadurch stärker wird.

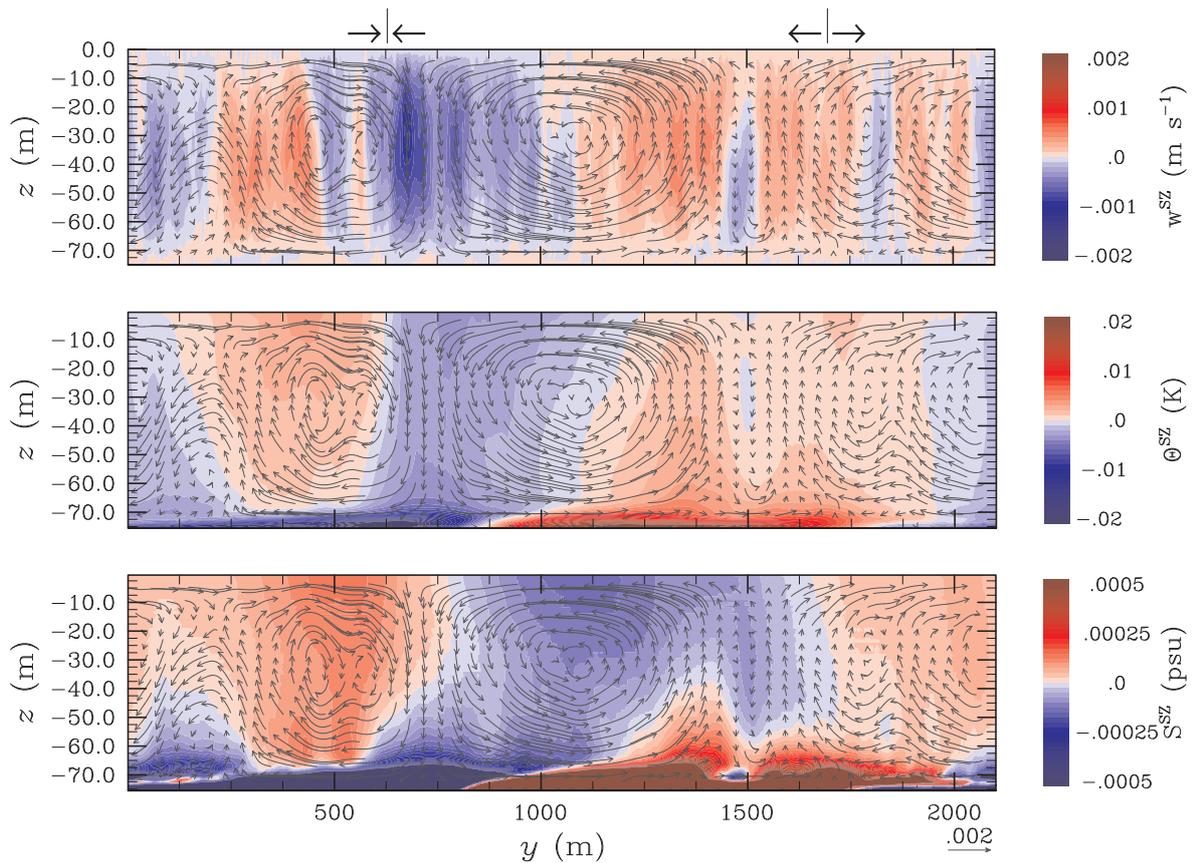


Abbildung 4.13: Simulation $l\lambda 2AhoLinf$ zum Zeitpunkt $t = 67,5$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene der Sekundärströmung (v^{SZ}, w^{SZ}), markiert durch die Vektorpfeile. Außerdem ist (Oben) w^{SZ} , (Mitte) θ^{SZ} und (Unten) S^{SZ} dargestellt. Die schwarzen aufeinander zeigenden Pfeile oberhalb der Abbildung markieren die Position der Konvergenzlinie und die voneinander zeigenden Pfeile die Divergenzlinie in den Impulsflüssen (s. Abb. 4.2).

4.3 Parameterstudie für die Wellenlänge der Heterogenität

Die in Abschnitt 4.2 gezeigten Ergebnisse zeigten, dass sich im Ozean aufgrund der atmosphärischen Rollen eine Sekundärzirkulation ausbildet. Allerdings hat diese keinen weiteren Einfluss auf die Entwicklung der Mischungsschicht sowie der Temperatur und dem Salzgehalt an der Meeresoberfläche. Müller et al. (2013) beobachteten in ihrer Studie, dass in den Simulationen mit einer aufgeprägten Wellenlänge von 20 km die Änderung der Meeresoberflächentemperatur ΔSST um das Dreifache größer war als bei einer Wellenlänge von 5,7 km. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob das Ergebnis von Müller et al. (2013), welche den Einfluss nichtstationärer freier Rollen in der Atmosphäre analysierten, ebenfalls für stationäre erzwungene Rollen gilt.

Abbildung 4.15 zeigt für die drei Fälle $l\lambda 1A\lambda 1Linf$, $l\lambda 4A\lambda 4Linf$ und $l\lambda 8A\lambda 8Linf$ die Größe w^{SZ} sowie das Strömungsfeld (v^{SZ}, w^{SZ}). Wie in den vorherigen Abbildungen sind die Konvergenz- und Divergenzlinien mit schwarzen Pfeilen und Strichen markiert, wobei für $l\lambda 8A\lambda 8Linf$ jeweils drei Bereiche vorhanden sind. Minima und Maxima der Wärmeströme und Salzflüsse sind mit roten und blauen Pfeilen markiert. Diese erstrecken sich für die Wellenlängen 4224 m und 8448 m über größere Bereiche, welche mit gestrichelten horizontalen Linien markiert sind (vgl. Abb. 4.1). Das Strömungsfeld weist in allen drei Fällen Sekundärzirkulationen auf. Für $l\lambda 1A\lambda 1Linf$ erstreckt sich die Zirkulation über das gesamte Modellgebiet, wobei die Gebiete mit absinkendem und aufsteigendem Wasser unter der Konvergenz- bzw. Divergenzlinie des Antriebfeldes liegen. Im Falle

4.3 Parameterstudie für die Wellenlänge der Heterogenität

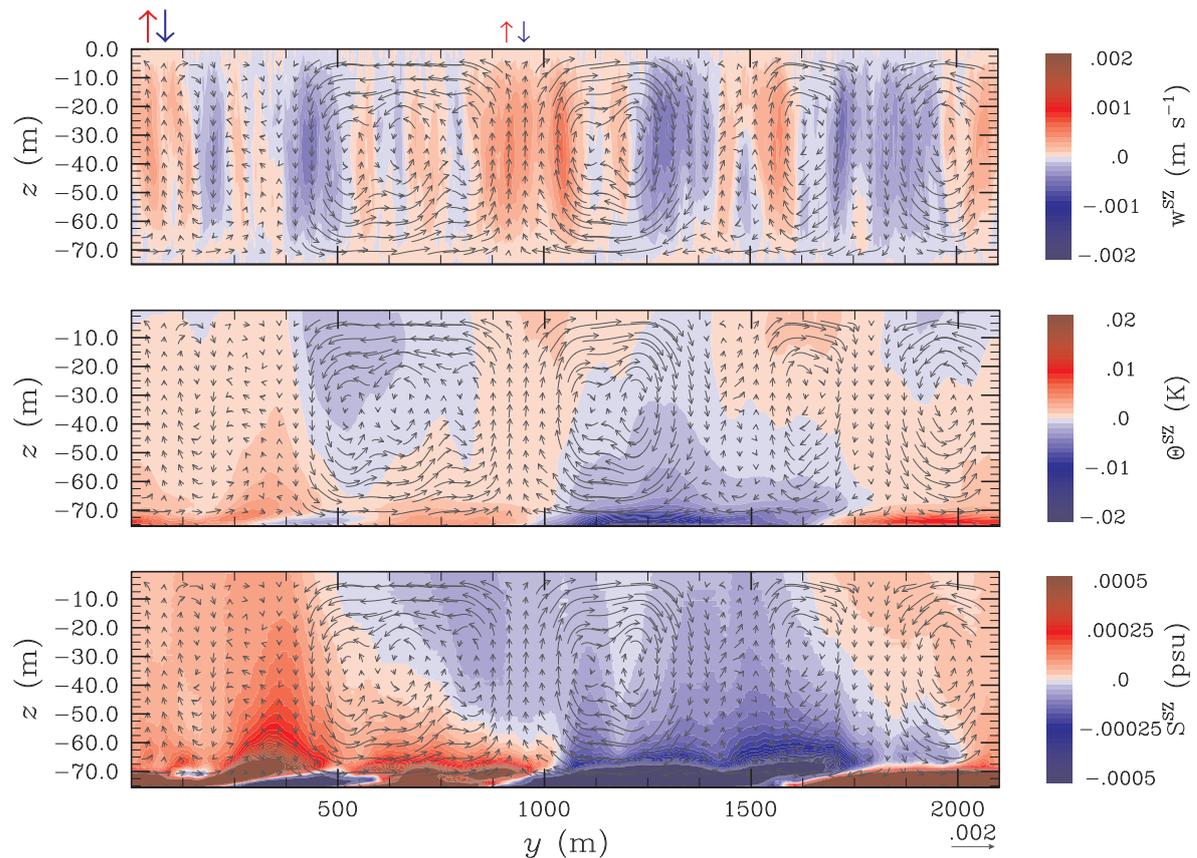


Abbildung 4.14: Simulation IhoA λ 2Linf zum Zeitpunkt $t = 67,5$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene der Sekundärströmung (v^{SZ}, w^{SZ}), markiert durch die Vektorpfeile. Außerdem ist (Oben) w^{SZ} , (Mitte) θ^{SZ} und (Unten) S^{SZ} dargestellt. Die roten Pfeile stehen für den nach oben gerichteten Wärmestrom (Abkühlung im Ozean) und die nach unten gerichteten blauen Pfeile für den Salzfluss (Erhöhung des Salzgehaltes aufgrund der Verdunstung). Die längeren Pfeile markieren dabei die Stelle an dem der größte Wärmeverlust bzw. die stärkste Verdunstung stattfindet und die kürzeren Pfeile den Bereich mit dem geringsten Wärmeverlust bzw. der schwächsten Verdunstung.

von I λ 4A λ 4Linf besitzt die Zirkulation eine mittlere Wellenlänge von ca. 2000 m, was ungefähr der Hälfte der Modellgebietsbreite entspricht. Wie oben beschrieben gibt es für I λ 8A λ 8Linf mehrere Konvergenz- und Divergenzlinien welche auch jeweils eine eigenständige Zirkulation anregen. Bedingt durch die Abstände dieser Linien untereinander hat die größte Zirkulation eine Wellenlänge von etwa 2500 m.

Um die Stärke der Zirkulationen miteinander zu vergleichen, kann die Vertikalgeschwindigkeit verwendet werden. Diese weist keine signifikanten Unterschiede zwischen den einzelnen Wellenlängen auf, was darauf hindeutet, dass eine größere Wellenlänge erzwungener Rollen in der Atmosphäre die Stärke der Zirkulation im Ozean nicht beeinflusst.

Der Einfluss der Wellenlänge der erzwungenen Rollen in der Atmosphäre auf die Meeresoberfläche soll anhand von Δ SST und Δ SSS untersucht werden, die in Abbildung 4.16 dargestellt sind. Das Ergebnis von I λ 2A λ 2Linf ist zum besseren Vergleich ebenfalls dargestellt. Sowohl die zeitlichen Schwankungen als auch das zeitliche Mittel von Δ SST und Δ SSS unterscheiden sich kaum für die unterschiedlichen Wellenlängen. Die größte negative Differenz von Δ SST und Δ SSS tritt für den Fall $\lambda = 2$ km auf und die größte positive Differenz für $\lambda = 1$ km. Die beiden Fälle mit den Wellenlängen von 4 km und 8 km liegen im Bereich dazwischen. Müller et al. (2013) fanden in ihrer Studie Werte für Δ SST im Bereich von etwa $-1,5 \times 10^{-3}$ K bis $0,25 \times 10^{-3}$ K

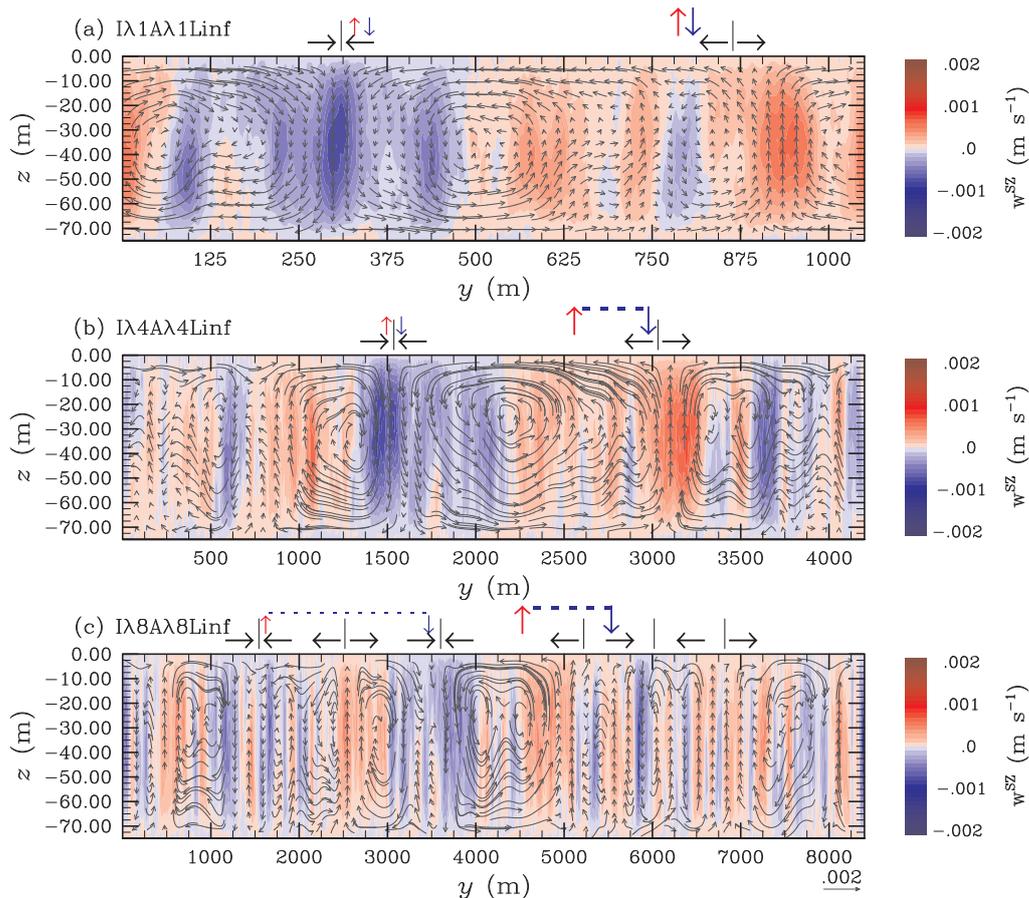


Abbildung 4.15: Simulationen (a) $\lambda_1 A \lambda_1 \text{Linf}$, (b) $\lambda_4 A \lambda_4 \text{Linf}$ und (c) $\lambda_8 A \lambda_8 \text{Linf}$ zum Zeitpunkt $t = 67,5 \text{ h}$. Vertikalschnitte in der yz -Ebene der Sekundärströmung (v^{SZ}, w^{SZ}), markiert durch die Vektorpfeile. Außerdem ist w^{SZ} (farblich markierte Bereiche) dargestellt. Die schwarzen, aufeinander zeigenden Pfeile oberhalb der Abbildung markieren die Position der Konvergenzlinie und die voneinander zeigenden Pfeile die Divergenzlinie in den Impulsflüssen (s. Abb. 4.2). Die roten Pfeile stehen für den nach oben gerichteten Wärmestrom (Abkühlung im Ozean) und die nach unten gerichteten blauen Pfeile für den Salzfluss (Erhöhung des Salzgehaltes aufgrund der Verdunstung). Die längeren Pfeile markieren dabei die Stelle mit dem größten Wärmeverlust bzw. der stärksten Verdunstung und die kürzeren Pfeile den Bereich mit dem geringsten Wärmeverlust bzw. der schwächsten Verdunstung. Horizontale Linien deuten an, dass sich diese Bereiche über einen größeren Bereich erstrecken.

bei einer Wellenlänge der Rollen von 5,7 km und von etwa $-3,5 \times 10^{-3} \text{ K}$ bis $2,0 \times 10^{-3} \text{ K}$ bei einer Wellenlänge von 20 km. Die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Werten liegen für alle vier untersuchten Wellenlängen im Mittel zwischen $-4 \times 10^{-3} \text{ K}$ und $4 \times 10^{-3} \text{ K}$ (s. Abb. 4.16a). Somit ist ΔSST in beiden Studien in derselben Größenordnung.

Eine größere Wellenlänge erzwungener Rollen führt hier nicht zu einer signifikanten Änderung an der Meeresoberfläche und der Einfluss auf die Atmosphäre bleibt vernachlässigbar. Der Einfluss der Wellenlänge auf die Ergebnisse, wie sie von Müller et al. (2013) für freie Rollen beobachtet wurden, gelten somit nicht für erzwungene Rollen.

Die Ergebnisse in diesem Kapitel zeigen, dass sich auch bei unterschiedlichen Wellenlängen eine Sekundärzirkulation im Ozean aufgrund von atmosphärischen Rollen entwickeln. Allerdings hat die Wellenlänge der atmosphärischen Rollen bei der Änderung der Temperatur und des Salzgehaltes an der Meeresoberfläche keinen eindeutigen Einfluss. Somit ist auch für größere Wellenlängen

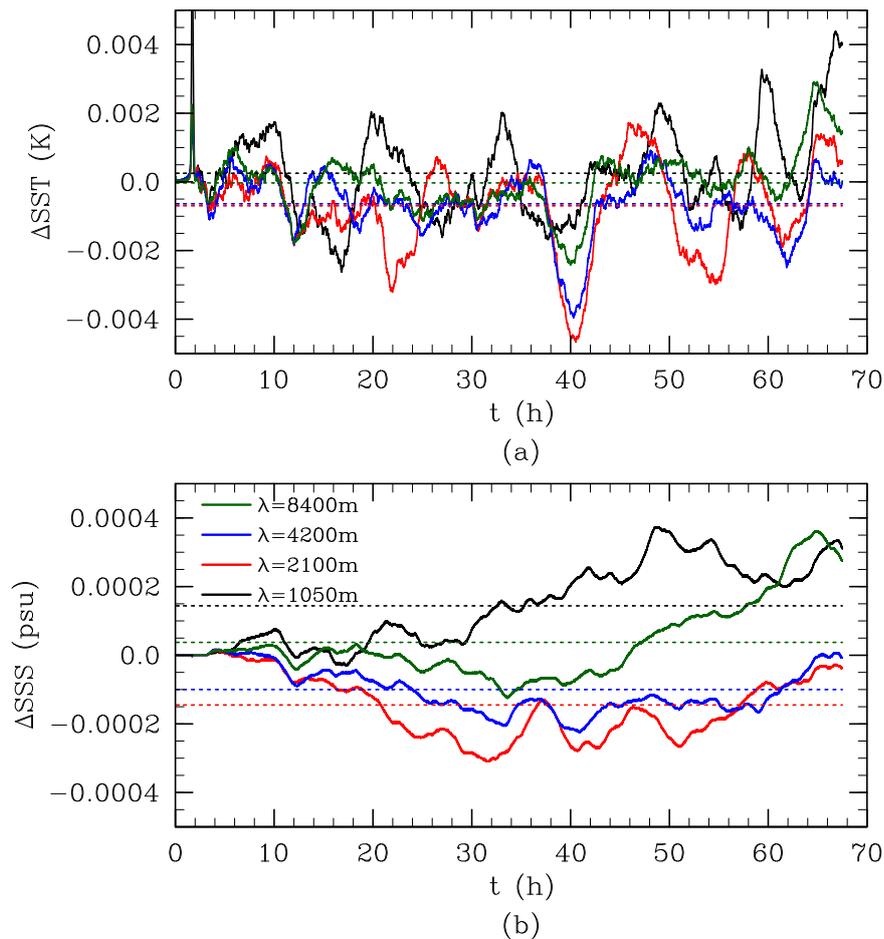


Abbildung 4.16: Zeitreihe der Differenz zwischen den homogenen Fall IhoAhoLinf und den jeweils heterogenen Fällen $\lambda_1\lambda_1\text{Linf}$, $\lambda_2\lambda_2\text{Linf}$, $\lambda_4\lambda_4\text{Linf}$ und $\lambda_8\lambda_8\text{Linf}$ für: (a) ΔSST und (b) ΔSSS . Die gestrichelten Linien markieren den Mittelwert der Differenz über die letzten 65 h.

der Einfluss auf die atmosphärische Grenzschicht vernachlässigbar. Vermutlich ist bei größeren Wellenlängen die Amplitude der Heterogenität über dem Ozean immer noch zu gering im Vergleich zum Gesamtfluss.

Bisher wurden alle Simulationen ohne Langmuir-Zirkulationen durchgeführt, welche typischerweise in der durch den Wind angetriebenen ozeanischen Mischungsschicht entstehen. Diese haben einen großen Einfluss auf die Turbulenz und die Entwicklung der Mischungsschicht, so dass im nächsten Kapitel untersucht werden soll, welchen Einfluss diese auf die durch die atmosphärischen Rollen angeregten Sekundärzirkulationen haben.

4.4 Vergleich einer Wellenlänge unter Berücksichtigung der Langmuir-Zirkulation

In einem vom Wind angetriebenen Ozean kommt es zur Ausbildung von Wellen an der Meeresoberfläche, welche die Langmuir-Zirkulationen anregen (s. Kap. 1.3.1). Somit würde die in dieser Arbeit betrachtete atmosphärische Situation eines starken KLA im Ozean zur Anregung der Langmuir-Zirkulation führen. Die Langmuir-Turbulenz hat, wie frühere Studien zeigen (z. B. Skillingstad und Denbo, 1995; McWilliams et al., 1997; Noh et al., 2004), einen starken Einfluss auf die Durchmischung innerhalb der ozeanischen Mischungsschicht. In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Langmuir-Zirkulation auf die in dem vorherigen Abschnitt gezeigte Sekun-

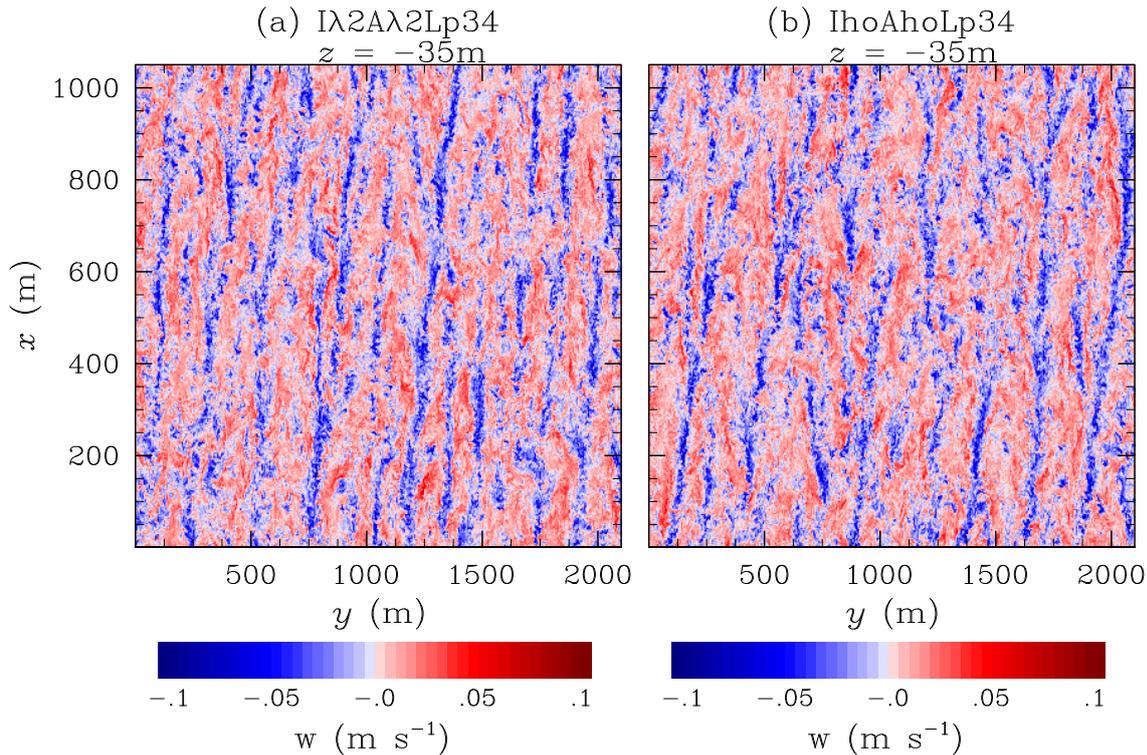


Abbildung 4.17: Instantaner horizontaler Schnitt der Vertikalgeschwindigkeit in einer Tiefe von 35 m (Mitte der Mischungsschicht) zum Zeitpunkt $t = 67,5\text{h}$ für die Fälle (a) $I\lambda 2A\lambda 2Lp34$ und (b) $IhoAhoLp34$.

därzirkulation, die durch atmosphärische Rollen angetrieben wurde, untersucht werden. Damit soll gezeigt werden, ob die Sekundärzirkulation im Ozean beobachtet werden kann oder ob die Langmuir-Zirkulation deren Ausbildung vollständig überlagert.

Für die Untersuchungen wurde das Modell entsprechend der Beschreibung in Kapitel 2.4 erweitert. Dabei wurde die Langmuir Zahl auf den Wert 0,34 gesetzt, welcher als typischer Wert für den Ozean gilt (Li et al., 2005, z. B.). Wie in den Abschnitten zuvor, wurden zwei Simulationen durchgeführt, eine mit heterogenem Antrieb ($I\lambda 2A\lambda 2Lp34$) und eine mit homogenem Antrieb ($IhoAhoLp34$). Zunächst soll überprüft werden, ob sich in den Simulationen Langmuir-Zirkulationen ausbilden. Dazu wird das instantane Feld der Vertikalgeschwindigkeit nach 67,5 h in Abbildung 4.17 gezeigt. Die zur Langmuir-Zirkulation gehörenden bandförmigen Absinkgebiete sind in beiden Simulationen deutlich zu erkennen. Diese sind in Windrichtung ausgerichtet und haben eine Wellenlänge im Bereich zwischen 100 m und 250 m. Außerdem sind an einigen Stellen Y-förmige Kreuzungen zwischen den einzelnen Absinkgebieten zu erkennen, wie sie typisch für Langmuir-Zirkulationen sind. Alle diese Eigenschaften stimmen gut mit bisherigen LES-Studien und Beobachtungen zur Langmuir-Zirkulation überein (z. B. Skillingstad und Denbo, 1995; McWilliams et al., 1997; Thorpe, 2004).

Die dimensionslose Hoenikker Zahl Ho bildet das Verhältnis zwischen Auftriebskräften und Wellenkräften, welche als ein Maß für die Stärke der Langmuir-Zirkulation angesehen werden kann, ab. Mit ihr kann beurteilt werden, welche Kräfte mehr zur Turbulenzproduktion beitragen. Die Hoenikker Zahl kann bestimmt werden über (Li und Garrett, 1995; Li et al., 2005):

$$Ho = \frac{4B_0}{U_S \beta_S u_{*,w}^2}. \quad (4.11)$$

Nach der Parameterstudie von Li et al. (2005) tragen Wellen- und Auftriebskräfte bei einem

4.4 Vergleich einer Wellenlänge unter Berücksichtigung der Langmuir-Zirkulation

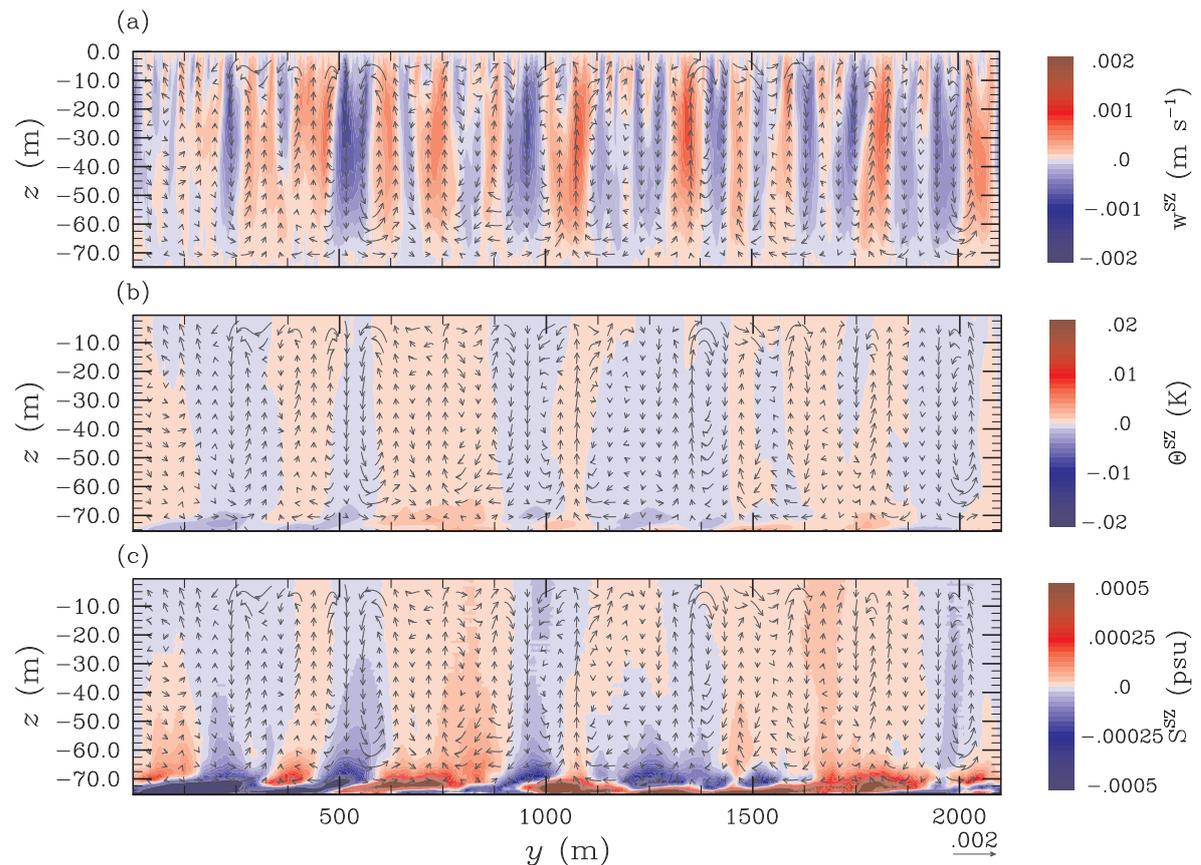


Abbildung 4.18: Simulation lhoAhoL0p34 zum Zeitpunkt $t = 67,5$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene der Sekundärströmung (v^{SZ}, w^{SZ}), markiert durch die Vektorpfeile. Außerdem ist (Oben) w^{SZ} , (Mitte) θ^{SZ} und (Unten) S^{SZ} dargestellt.

Wert von $Ho = 0,8$ gleichermaßen zur vertikalen Turbulenzproduktion bei. Bei Werten oberhalb dieses Grenzwertes tragen überwiegend Auftriebskräfte zur Turbulenz bei und die Strömung entwickelt einen typischen konvektiven Charakter. Bei niedrigeren Werten von Ho sind Wellenkräfte vorherrschend, so dass sich Langmuir-Zirkulationen in der Strömung ausbilden. Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 bestimmt, sind in dieser Arbeit $B_0 = 1 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ und $u_{*,w} = 0,0195 \text{ m s}^{-1}$. Mit $U_S \approx 0,169 \text{ m s}^{-1}$ und $\beta_S = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{40 \text{ m}}$ ergibt sich $Ho \approx 0,004$. Dieser Wert liegt deutlich unter dem Grenzwert von Li et al. (2005). Wie in Abbildung 4.17 deutlich zu sehen, haben sich während der Simulation Langmuir-Zirkulationen ausgebildet.

Abbildung 4.18 zeigt die Sekundärzirkulation (v^{SZ}, w^{SZ}) für den Fall lhoAhoLp34. Dabei sind die Langmuir-Zirkulationen auch im Mittel von 65 h zu erkennen, mit Wellenlängen im Bereich von 100 m bis 200 m. Die horizontalen Unterschiede in θ^{SZ} und S^{SZ} sind deutlich geringer als in $\lambda_2\lambda_2\text{Linf}$, aufgrund der besseren Durchmischung durch die Langmuir-Zirkulation. Letzteres wurde bereits in der Studie von McWilliams et al. (1997) beobachtet. Im Fall von $\lambda_2\lambda_2\text{Lp34}$ (s. Abb. 4.19) ist zwar eine deutliche Zirkulation in w^{SZ} zu erkennen, allerdings liegt diese nicht im Bereich der Konvergenz- und Divergenzlinien des Antriebsfeldes an der Meeresoberfläche.

Abbildung 4.20 zeigt die mittleren Vertikalgeschwindigkeiten in der Mitte der Mischungsschicht für $\lambda_2\lambda_2\text{Linf}$ und $\lambda_2\lambda_2\text{Lp34}$. Dabei ist für $\lambda_2\lambda_2\text{Linf}$ noch schwach zu erkennen, dass im Bereich $y \approx 200 \text{ m}$ bis $y \approx 1200 \text{ m}$ mehr Bereiche mit $\tilde{w} < 0$ (blaue Bereiche) vorkommen und in der anderen Modellgebietshälfte mehr Bereiche mit $\tilde{w} > 0$ (rote Bereiche) auftreten. Dieses entspricht der in Abbildung 4.6 gezeigten Sekundärzirkulation. Für $\lambda_2\lambda_2\text{Lp34}$ ist diese Anordnung nicht mehr zu erkennen. Die Langmuir-Zirkulation verhindert das Auftreten der durch

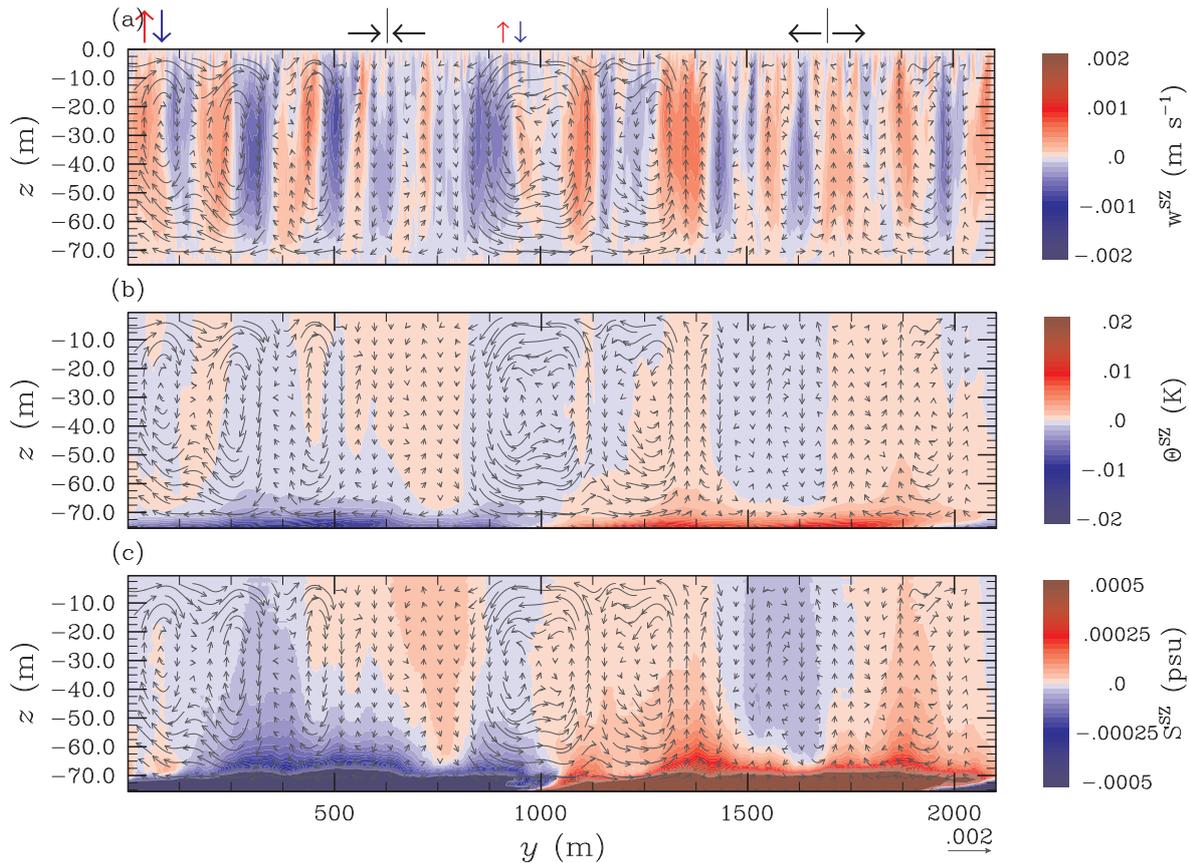


Abbildung 4.19: Simulation $\lambda 2A\lambda 2L0p34$ zum Zeitpunkt $t = 67,5$ h. Vertikalschnitte in der yz -Ebene der Sekundärströmung (v^{SZ}, w^{SZ}), markiert durch die Vektorpfeile. Außerdem ist (Oben) w^{SZ} , (Mitte) θ^{SZ} und (Unten) S^{SZ} dargestellt. Die schwarzen, aufeinander zeigenden Pfeile oberhalb der Abbildung markieren die Position der Konvergenzlinie und die voneinander zeigenden Pfeile die Divergenzlinie in den Impulsflüssen (s. Abb. 4.2). Die roten Pfeile stehen für den nach oben gerichteten Wärmestrom (Abkühlung im Ozean) und die nach unten gerichteten blauen Pfeile für den Salzfluss (Erhöhung des Salzgehaltes aufgrund der Verdunstung). Die längeren Pfeile markieren dabei die Stelle an dem der größte Wärmeverlust bzw. die stärkste Verdunstung stattfindet und die kürzeren Pfeile den Bereich mit dem geringsten Wärmeverlust bzw. der schwächsten Verdunstung.

die atmosphärischen Rollen induzierten Sekundärzirkulation.

Der Unterschied von ΔSST und ΔSSS zwischen $lhoAhoLp34$ und $\lambda 2A\lambda 2Lp34$ ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Die Unterschiede sind noch geringer als in den Simulationen ohne Langmuir Zirkulation (vgl. Abb. 4.16). Damit fällt der Einfluss der durch die atmosphärischen Rollen induzierten Sekundärzirkulation auf den Wärmeeintrag in die Atmosphäre noch geringer aus, als ohne die Langmuir-Zirkulation.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse dieses Kapitels, dass die durch atmosphärische Rollen induzierte Heterogenität der turbulenten Flüsse an der Meeresoberfläche zur Anregung einer Sekundärzirkulation im Ozean führt. Diese erstreckt sich über die gesamte ozeanische Mischungsschicht, ist allerdings sehr schwach ausgeprägt und weist keinen Einfluss auf die Entwicklung der Mischungsschicht auf. Dadurch verändern sich die Bedingungen an der Meeresoberfläche im Mittel nicht signifikant und es kommt zu keinem verstärkten Wärme- und Feuchteeintrag in die Atmosphäre. Außerdem wird die Sekundärzirkulation beim Auftreten der Langmuir-Zirkulation abgeschwächt, so dass der Einfluss auf die Meeresoberfläche noch geringer ist. Die Ergebnisse dieser Studie

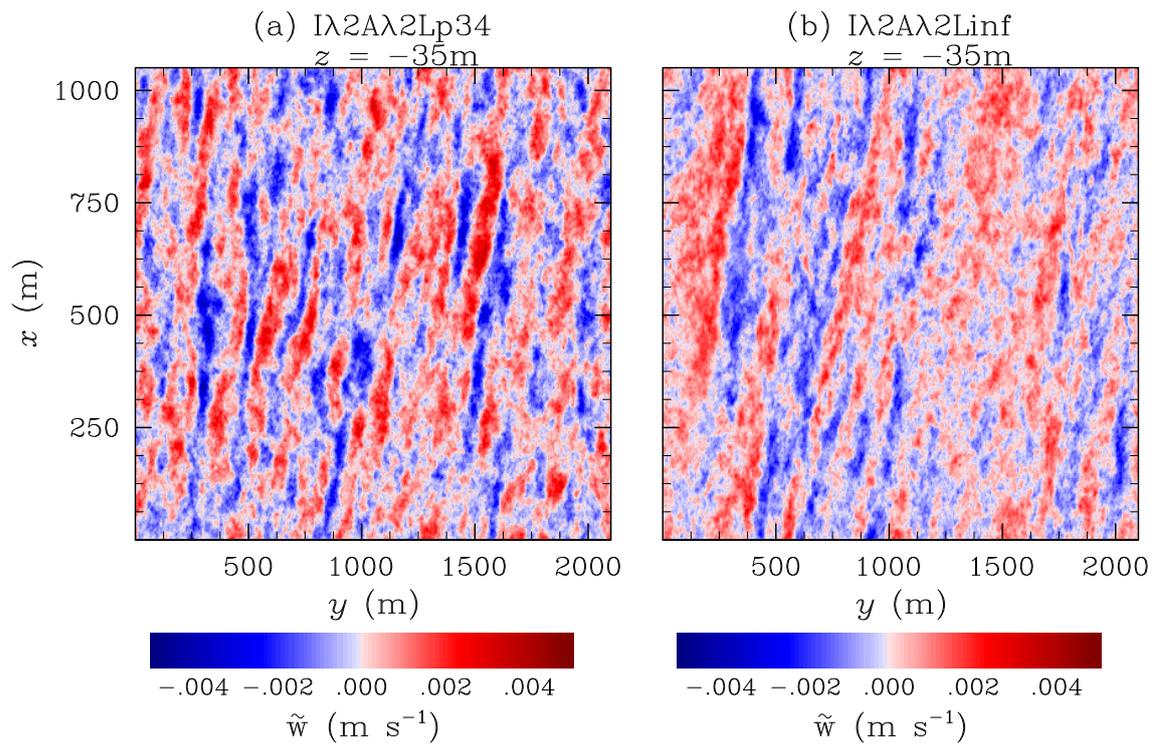


Abbildung 4.20: Horizontaler Schnitt der Vertikalgeschwindigkeit gemittelt über 65 h zum Zeitpunkt $t = 67,5$ h in einer Tiefe von 35 m (Mitte der Mischungsschicht) für: (a) $I\lambda_2A\lambda_2L_0p34$ und (b) $I\lambda_2A\lambda_2Linf$.

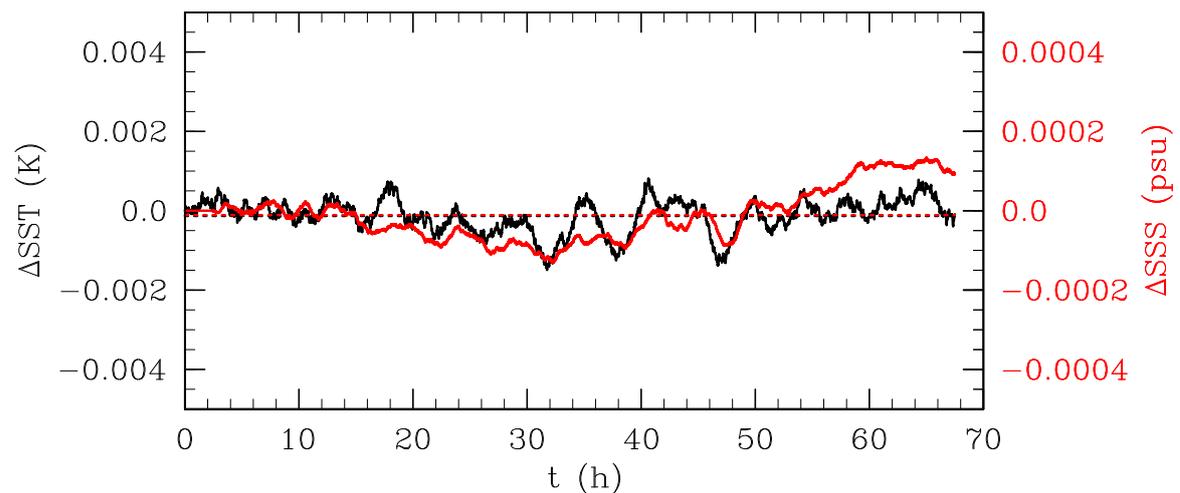


Abbildung 4.21: Zeitreihe der Differenz zwischen $IhoAhoL_0p34$ und $I\lambda_2A\lambda_2L_0p34$ von der Meeresoberflächentemperatur SST und dem Salzgehalt an der Meeresoberfläche SSS . Die gestrichelten Linien markieren den Mittelwert der Differenz über die letzten 65 h.

zeigen, dass erzwungene atmosphärische Rollen in KLA in Parametrisierungen von mesoskaligen Modellen weder für die Atmosphäre noch für den Ozean berücksichtigt werden müssen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Einfluss von erzwungenen atmosphärischen Grenzschichtrollen während eines KLA auf die Entwicklung der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht, sowie der ozeanischen Mischungsschicht, mithilfe von turbulenzauflösenden Grobstruktursimulationen untersucht. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf dem Einfluss der Rollen auf den vertikalen turbulenten Transport. Dafür wurden, äquivalent zu Grysckha et al. (2008), erzwungene Rollen verwendet, welche gezielt über die Struktur der Eiskante angeregt werden können. Somit wurde erstmalig eine Simulation mit und ohne Rollen unter denselben numerischen und meteorologischen Bedingungen durchgeführt. Dabei wurden die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse zum Teil bereits in Grysckha et al. (2014) veröffentlicht.

Im ersten Teil der Arbeit wurde der Einfluss der Grenzschichtrollen auf die atmosphärische Grenzschicht in KLA untersucht. Dafür wurde zunächst eine ausführliche Analyse für eine Parameterkombination gezeigt. Des Weiteren wurde eine Parameterstudie durchgeführt, in der sowohl die Temperaturdifferenz zwischen der Eisfläche bzw. der einströmenden Luftmasse und der Meeresoberflächentemperatur variiert, als auch die Stärke der geostrophischen Hintergrundströmung. Der Stabilitätsparameter ζ liegt in den Simulationen zwischen 10 und 115 und deckt somit den typischen Wertebereich ab, wie er bisher in polaren KLA gemessen wurde (Brümmer, 1999). Außerdem wurde die Wellenlänge der angeregten Rollen verändert. Um die Ergebnisse für Simulationen ohne Feuchte zu erweitern wurde für eine Parameterkombination eine trockene Grenzschicht simuliert. Für alle Parametervariationen wurde eine Simulation mit und eine ohne erzwungene Rollen durchgeführt. Insgesamt wurden somit 29 Simulationen realisiert die ein stationäres Modellgebiet hatten, wie in Grysckha und Raasch (2005) sowie in Grysckha et al. (2008) vorgestellt. Die Ergebnisse wurden zum Teil bereits in Grysckha et al. (2014) veröffentlicht.

Die Rollenachse der Grenzschichtrollen war immer in Richtung des mittleren Grenzschichtwindes ausgerichtet, welcher einen Winkel zum geostrophischen Wind zwischen 5° nach links bis zu 10° nach rechts aufwies. Es konnte gezeigt werden, dass neben der Ekman-Drehung der durch die Baroklinität induzierte thermische Wind verantwortlich für die Abweichung ist. Dessen Stärke hängt direkt vom Temperaturgradienten zwischen der advehierten Luftmasse und der Meeresoberflächentemperatur ab. Die Werte des Winkels stimmen mit den Beobachtungen überein (z. B. Atkinson und Zhang, 1996).

Im ersten Teil dieser Arbeit ist die zentrale Fragestellung, welchen Einfluss die Grenzschichtrollen auf den vertikalen turbulenten Transport haben und wie groß ihr Anteil am vertikalen Gesamttransport ist. Dazu wurden die Simulationen mit und ohne erzwungene Rollen anhand von gemittelten Vertikalprofilen der virtuellen potentiellen Temperatur, dem Flüssigwassergehalt, der Geschwindigkeitsprofile sowie den jeweiligen turbulenten Vertikalflüssen verglichen. Außerdem wurden die Anteile der erzwungenen Rollen und der unorganisierten Turbulenz am vertikalen Gesamttransport bestimmt. Dabei lagen die Anteile der Rollen am Gesamttransport mit bis zu 50% in der Mitte der konvektiven Grenzschicht im Bereich der von Brümmer (1999) beobachteten Anteile in KLA. Ungeachtet des hohen Anteils der Rollen am Gesamttransport wiesen die mittleren Profile keine Unterschiede im Vergleich zur Grenzschicht ohne Rollen auf. Somit kann die Vermutung, dass organisierte Konvektion den Gesamttransport erhöhen (z. B. Etling und Brown, 1993; Atkinson und Zhang, 1996; Kristovich et al., 1999; Young et al., 2002), zumindest für erzwungene Rollen nicht bestätigt werden. Die Rollen übernehmen lediglich einen Anteil des vertikalen Transportes von der unorganisierten Turbulenz und beeinflussen im Mittel nicht die Entwicklung der konvektiven Grenzschicht. Dieses gilt auch für den Flächenanteil der Aufwindgebiete σ , welcher

im Massenflussansatz in numerischen Wettervorhersage- und Klimamodellen verwendet wird. Dies zeigt, dass es nicht notwendig ist, erzwungene Rollenkonvektion gesondert in den Turbulenzparametrisierungen zu berücksichtigen.

Des Weiteren konnte durch Variation der Wellenlänge gezeigt werden, dass der Anteil der Rollen am Gesamttransport nicht vom Aspektverhältnis abhängt. Dieses widerlegt somit die von Patton et al. (2005) aufgestellte Vermutung, dass es einen solchen Zusammenhang gibt. Bereits van Heerwaarden et al. (2014) konnten für Sekundärzirkulationen über Landoberflächenheterogenitäten zeigen, dass der Anteil am Gesamttransport nicht vom Aspektverhältnis abhängt, sondern von der Stärke der Heterogenität. Die vorliegende Studie konnte die Vermutung von Patton et al. (2005) nun auch für erzwungene Rollen über dem Ozean widerlegen.

Neben den Einfluss der erzwungenen Rollen auf die Grenzschicht wurden die Ergebnisse der Parameterstudie ebenfalls dazu verwendet, den Eis-Seewind Jet (Chechin et al., 2013) zu untersuchen, welcher aufgrund einer Eis-Seewind-Zirkulation entsteht (z. B. Overland et al., 1983; Langland et al., 1989; Guest et al., 1995; Lüpkes und Schlünzen, 1996). Dabei wurde im Wesentlichen ein erster Vergleich mit der Parameterstudie von Chechin et al. (2013) durchgeführt, welche den Einfluss mithilfe eines mesoskaligen Modells untersucht haben. Die Ausprägung des Windmaximums in der Studie von Chechin et al. (2013) und der vorliegenden Studie stimmen gut überein, obwohl sich die Wertebereiche der beiden Studien nur teilweise überschneiden und die Set-ups nicht aufeinander abgestimmt waren. Dass der Eis-Seewind Jet in mesoskaligen Modellen möglichst gut aufgelöst werden sollte, zeigt die Abhängigkeit des Windmaximums mit der Windrichtung. Der Unterschied im oberflächennahen fühlbaren Wärmestrom zwischen einer Windrichtungsänderung von $\pm 30^\circ$ einer Nordströmung zeigte jeweils einen Unterschied von bis zu ca. 100 Wm^{-2} , was einem Anteil von ca. 22 % entspricht. Dabei wird in einem Fall der gesamte geostrophische Wind $v_{g,t}$ durch den durch die Baroklinität entstehenden thermischen Wind v_t verstärkt und in anderem Fall abgeschwächt. Diese Arbeit zeigt zudem, dass es aufgrund dessen im latenten Wärmestrom ebenfalls zu einem Unterschied von bis zu 22 % kommt. Chechin et al. (2013) hatten in ihrer Studie keine Feuchte berücksichtigt. Sollte der Eis-Seewind Jet in Modellen nicht gut aufgelöst sein, entsteht eine deutliche Über- bzw. Unterschätzung des oberflächennahen Wärme- und Feuchteintrages.

Wie Beobachtungen mittels „*Synthetic Aperture Radars*“ zeigen, können Signale von atmosphärischen Grenzschichtrollen in der Rauigkeitsstruktur an der Meeresoberfläche beobachtet werden (z. B. Alpers und Brümmer, 1994). Allerdings ist bisher wenig bekannt über den Einfluss auf die ozeanische Mischungsschicht. Eine Studie von Müller et al. (2013) zeigte mittels Simulationen mit einem mesoskaligen Modell, dass atmosphärische Grenzschichtrollen keinen signifikanten Einfluss auf die ozeanische Mischungsschicht haben. Jedoch wurde in Müller et al. (2013) die Turbulenz nicht aufgelöst, was zu einer Unsicherheit der Ergebnisse führt. Außerdem wurden in Müller et al. (2013) freie Rollen untersucht, welche mit der mittleren Strömung advehiert wurden, wobei aufgrund der höheren Dichte im Ozean die Strömung eventuell zu träge war, um auf das Signal zu reagieren. Es ist daher zu vermuten, dass erzwungene Rollen, wie sie in der vorliegenden Studie untersucht werden, einen größeren Einfluss auf den Ozean ausüben, da diese über einen längeren Zeitraum stationär sind. Darum war in der vorliegenden Arbeit die zweite Fragestellung, inwieweit stationäre atmosphärische Grenzschichtrollen eine Zirkulation in der oberen ozeanischen Grenzschicht anregen. Dabei war von besonderem Interesse, welchen Einfluss die Ausbildung einer solchen Zirkulation auf die Entwicklung der ozeanischen Grenzschicht hat. Insbesondere wurden Änderungen an der Meeresoberfläche analysiert, da diese einen unmittelbaren Einfluss auf den Austausch mit der Atmosphäre haben.

Dazu wurde die Strömung in der oberen ozeanischen Grenzschicht mittels eines LES Modells simuliert, welche an der Meeresoberfläche durch vorgegebene Wärmeströme, Salz- und Impulsflüsse angetrieben wurde. Die Werte wurden den Atmosphärensimulationen entnommen. Der Einfluss

der atmosphärischen Grenzschichtrollen wurde mittels einer Heterogenität in den Oberflächenflüssen von Wärme, Salz und Impuls berücksichtigt. Zum Vergleich wurden dieselben Simulationen mit einem homogenen Antrieb durchgeführt. Das Set-up der ozeanischen Grenzschicht wurde aufgrund von Messungen in den subpolaren Regionen gewählt. Zunächst wurde die Entwicklung der simulierten Grenzschicht untersucht und mit anderen Studien verglichen. Dabei zeigte sich, dass es bereits in den Simulationen mit homogenem Antrieb zur Ausbildung von rollenartigen Strukturen mit Wellenlängen im Bereich von 250 m in der ozeanischen Mischungsschicht kommt. Diese bilden sich aufgrund des starken Impulsantriebes in Verbindung mit dem konvektiven Antrieb aus (z. B. Li et al., 2005). Es wurde gezeigt, dass sich im Falle eines heterogenen Antriebes Sekundärzirkulationen in der gesamten Mischungsschicht ausbilden. Diese Sekundärzirkulationen weisen dieselbe Wellenlänge wie die Rollen in der Atmosphäre auf, welche die Heterogenität verursachen. Allerdings sind die Sekundärzirkulationen im Vergleich zur primären Strömung schwach ausgeprägt.

Wie bereits in den vorgegebenen Oberflächenflüssen zu sehen war, verursachen der mechanische Antrieb und der thermohaline Antrieb eine Sekundärzirkulation an unterschiedlichen Positionen, d. h. die Antriebe heben sich zum Teil auf. Darum wurden Simulationen mit der Heterogenität in nur jeweils einem dieser Antriebe durchgeführt. Dabei zeigte sich deutlich, dass sich die Sekundärzirkulation fast ausschließlich durch den mechanischen Antrieb ausbildet und die Heterogenität im thermohalinen Antrieb keinen signifikanten Einfluss hat.

Des Weiteren wurde untersucht, inwieweit die durch die Heterogenität induzierte Sekundärzirkulation die ozeanische Mischungsschicht beeinflusst. Dabei zeigt ein Vergleich der mittleren Vertikalprofile zwischen den Simulationen mit und ohne heterogenem Antrieb keinen signifikanten Unterschied. Aufgrund des Fokus dieser Arbeit auf die Atmosphäre wurden die Temperatur und der Salzgehalt an der Meeresoberfläche genauer untersucht, da eventuelle Unterschiede durch die von atmosphärischen Rollen induzierten Sekundärzirkulationen den Wärme- und Feuchteeintrag in die Atmosphäre verändern könnten. Die Ergebnisse zeigen, dass die mittlere Abweichung zwischen der Simulation mit homogenem Antrieb und heterogenem Antrieb in der Größenordnung von 10^{-2} Wm^{-2} liegt und somit im Vergleich zu ca. 500 Wm^{-2} deutlich vernachlässigbar ist.

In dieser Studie konnte gezeigt werden, dass bei stationären atmosphärischen Rollen die Größe der Wellenlänge keinen Einfluss auf die Stärke der angeregten Zirkulation im Ozean hat. Im Gegensatz dazu nahm in der Studie von Müller et al. (2013) der Einfluss der atmosphärischen Rollen mit größerer Wellenlänge zu. Der Grund dafür ist vermutlich die Drift der freien Rollen, da bei größerer Wellenlänge die Strömung an einem Ort länger in eine Richtung angetrieben wird.

Anhand der Hoenikker Zahl konnte gezeigt werden, dass es mit den typischen Wärmeströmen, Feuchte- und Impulsflüssen, wie sie in den hier untersuchten KLA vorkommen, zur Ausbildung der Langmuir-Zirkulation im Ozean kommt. Die Langmuir-Zirkulationen haben eine deutlich geringere Wellenlänge als die atmosphärischen Grenzschichtrollen und sorgen für eine gute Durchmischung in der ozeanischen Mischungsschicht. Außerdem sind Langmuir-Zirkulationen deutlich stärker als die oben genannten Sekundär-Zirkulationen. Wie zu erwarten ist unter der Berücksichtigung von Langmuir-Zirkulationen der Einfluss der atmosphärischen Grenzschichtrollen fast gar nicht mehr zu erkennen, und der Einfluss auf die Temperatur und den Salzgehalt an der Meeresoberfläche ist noch geringer als im Fall ohne Langmuir-Zirkulation.

Die Ergebnisse der Ozeansimulationen zeigen, dass stationäre Rollen in der Atmosphäre eine Sekundärzirkulation im Ozean anregen. Allerdings ist diese schwach ausgeprägt, so dass ihr Einfluss auf die Entwicklung der ozeanischen Mischungsschicht vernachlässigbar ist. Somit gibt es keinen Rückkopplungseffekt auf die Atmosphäre durch einen veränderten Wärme- und Feuchteeintrag. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die Wellenlänge der Heterogenität keinen Einfluss auf diese Ergebnisse hat. Außerdem zeigte sich, dass im Falle von Langmuir-Zirkulationen der Effekt der Sekundärzirkulation noch geringer ist.

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass erzwungene Rollen während starker polarer KLA, wie sie in Gryschka et al. (2008) vorgestellt wurden, den vertikalen turbulenten Gesamttransport nicht erhöhen, sondern lediglich einen Teil des Transportes von der unorganisierten Turbulenz übernehmen. Außerdem konnte gezeigt werden, dass atmosphärische Rollen eine Sekundärzirkulation im Ozean anregen. Allerdings ist der Einfluss dieser Sekundärzirkulation auf die Entwicklung der ozeanischen Mischungsschicht vernachlässigbar. Durch die hier gefundenen Ergebnisse ergeben sich neue Fragestellungen für zukünftige Untersuchungen.

Aufgrund zunehmender Rechenleistung verringert sich die Gitterweite in numerischen Wetter- und Klimamodellen und erreicht zum Teil schon einen Bereich von ein bis zwei Kilometern. In diesem Bereich der Auflösung, welcher als „grey-zone“ bezeichnet wird (z. B. Hong und Dudhia, 2012; Shin und Hong, 2013), werden turbulente Prozesse von diesen Modellen zum Teil bereits aufgelöst, die zuvor komplett parametrisiert waren. Daher ist es notwendig, die Parametrisierungen in dem Bereich anzupassen, damit der Transport der aufgelösten Turbulenz in der Simulation nicht doppelt berücksichtigt wird (z. B. Mironov, 2009). Zu der aufgelösten Turbulenz zählen in dem Bereich u. a. auch die in dieser Arbeit untersuchten Rollen mit Wellenlängen im Bereich von wenigen Kilometern. Wie diese Arbeit gezeigt hat, würden der vertikale Transport von Impuls, Wärme und Feuchte wesentlich überschätzt werden, und zwar um den Anteil der Rollen am Gesamttransport. Allerdings variiert dieser Anteil am Transport für polare KLA in Abhängigkeit vieler Parameter: Der Temperaturdifferenz zwischen Eis und Wasser, der Stärke des geostrophischen Windes, der Wellenlänge der Rollen, dem Anteil der Feuchte in der Atmosphäre sowie dem Abstand zur Eiskante. Weitere Einflussfaktoren sind dabei nicht auszuschließen. Das wirft die Frage auf, wie die Parametrisierungen für die Wetter- und Klimamodelle anzupassen sind, um alle Einflussfaktoren angemessen zu berücksichtigen.

Die Ergebnisse dieser Studie beschränken sich auf den Bereich starker polarer KLA und erzwungener Rollen. Es sollte untersucht werden, wie diese Ergebnisse auf andere Bereiche zu übertragen sind, beispielsweise über Land. Wie die Studie von Maronga und Raasch (2013) zeigt, bilden sich durch Landoberflächenheterogenitäten rollenartige Strukturen aus, die den erzwungenen Rollen sehr ähnlich sind. Allerdings waren die Rollen schwächer ausgeprägt als in dieser Arbeit, was vermutlich auf die schwächere Heterogenität zurückzuführen ist. Eine Studie von Ramos da Silva et al. (2011) zeigt außerdem, dass sich, ähnlich wie bei einem KLA, Rollen in Küstenregionen ausbilden und bei auflandigem Wind über dem Land erstrecken, wie sie es in ihrer Studie für die Tropen zeigen konnten. Durch die Umorganisation der Wolken durch Rollen zu Wolkenstraßen, können die Rollen einen Effekt über Land haben, da im Gegensatz zum Ozean die Wolken einen starken Einfluss auf die oberflächennahen Wärmeströme haben. Eine erste idealisierte Studie zum Einfluss von Wolkenschatten wurde von Gronemeier et al. (2017) mittels LES durchgeführt. Darin wurde der Einfluss der Wolkenschatten auf u. a. streifenförmige Oberflächenheterogenitäten bei unterschiedlichen Sonnenzenitwinkeln untersucht. Es zeigte sich, dass die Wolkenschatten einen starken Einfluss auf die durch die Oberflächenheterogenitäten induzierten Sekundärzirkulationen hatten, wenn diese parallel zur Schattenwurfriechung ausgerichtet waren. Allerdings untersuchten Gronemeier et al. (2017) nur die Situation ohne Hintergrundwind, aber über einer kontinuierlichen Heterogenität. Erzwungene Rollen bilden sich immer aufgrund eines Hintergrundwindes aus. Erste Untersuchungen über die Wechselwirkung der Wolkenschatten und einer schwachen Hintergrundströmung wurden z. B. von Horn et al. (2015) durchgeführt. Interessant wäre der Einfluss von Wolkenschatten für eine Situation wie sie in Maronga und Raasch (2013) untersucht wurde. Das Verständnis dieser Prozesse ist u. a. wichtig, da sie im Bereich der „grey-zone“ stattfinden und somit Auswirkungen auf Turbulenzparametrisierungen haben könnten.

Des Weiteren wurden die Ergebnisse der durchgeführten Parameterstudie dazu verwendet, um erste Auswertungen zum Eis-Seewind Jet mittels eines LES Modells durchzuführen. Dabei konnten die Ergebnisse der mittels mesoskaliger Simulationen von Chechin et al. (2013) durchgeführten Parameterstudie bestätigt werden. Allerdings wurde nicht der gesamte Parameterraum von Chechin

et al. (2013) abgedeckt, so dass eine detaillierte Untersuchung hierzu nötig ist. Bereits Chechin et al. (2013) bemerkte, dass für ein tieferes Verständnis eine ausführlichere Untersuchung mittels LES-Modell notwendig ist. Dazu sollte zunächst eine Parameterstudie mittels LES durchgeführt werden, welche den gesamten Parameterraum umfasst. Hierfür würde sich eine Orientierung an der Parameterstudie von Chechin et al. (2013) anbieten.

Für den Ozean konnte gezeigt werden, dass die Heterogenität an der Meeresoberfläche durch die atmosphärischen Rollen eine Sekundärzirkulation in der ozeanischen Grenzschicht anregt. Diese hat allerdings einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Meeresoberfläche, so dass es zu keinem veränderten Wärme- und Feuchteeintrag in die Atmosphäre kommt. Im Vergleich zum Mittelwert ist die Heterogenitätsamplitude in den Wärme-, Feuchte- und Impulsflüssen sehr gering. Anders sieht das im Falle von Meereisrinnen aus. Dort ist die Heterogenität deutlich stärker und die Studie von Skillingstad und Denbo (2001) zeigt, dass diese Heterogenität einen deutlich größeren Einfluss auf die Entwicklung der Grenzschicht und der Meeresoberfläche hat. Allerdings lag der Fokus von Skillingstad und Denbo (2001) auf der ozeanischen Grenzschicht. Zwar gibt es bereits viele Untersuchungen zu Meereisrinnen und deren Einfluss auf die Atmosphäre, allerdings ist noch wenig bekannt über den Einfluss der im Ozean induzierten Sekundärströmung durch die Rinnen auf die Atmosphäre. Hier könnten sich Veränderungen an der Meeresoberfläche nicht nur auf den Wärme- und Feuchteeintrag auswirken, sondern ebenfalls auf die Meereisbildung, welches einen großen Einfluss auf die Energiebilanz an der Oberfläche hat. Um diesen Effekt zu untersuchen würden sich gekoppelte Atmosphären-Ozean Simulationen anbieten.

In dieser Arbeit konnte dargelegt werden, dass erzwungene Rollen in starken polaren KLA den vertikalen Transport von Wärme, Feuchte und Impuls nicht erhöhen, sondern lediglich einen Teil von der unorganisierten Turbulenz übernehmen. Dabei zeigte sich, dass der Anteil der Rollen von unterschiedlichen Parametern abhängt. Außerdem wurde gezeigt, dass diese Rollen Sekundärzirkulationen in der oberen ozeanischen Mischungsschicht anregen. Diese haben allerdings einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Entwicklung der ozeanischen Grenzschicht und keinen Rückkopplungseffekt auf die Atmosphäre. Die Ergebnisse liefern grundlegende Erkenntnisse zur Weiterentwicklung von Parametrisierungen von Wetter-, Ozean- und Klimamodellen, welche gerade im Bereich der „grey-zone“ vor neuen Herausforderungen stehen.

Danksagung

Im Folgenden möchte ich einer Reihe von Menschen danken:

- Meinem Betreuer Prof. Dr. Siegfried Raasch für die Möglichkeit diese Promotion aufzunehmen, der Betreuung dieser Arbeit, fachlichen Diskussionen und Anregungen sowie die Finanzierung über den wesentlichsten Teil dieser Arbeit.
- Prof. Dr. Günter Groß für die Übernahme des Koreferats.
- Dr. Micha Gryscha der durch fachliche Diskussionen und Anregungen an der Betreuung beteiligt war und der immer eine offene Tür für mich hatte.
- Unseren Projektpartner vom Alfred-Wegener-Institut, insbesondere Dr. Christof Lüpkes und Dr. Vladimir Gryanik, für die Diskussion der Ergebnisse und das Aufwerfen zusätzlicher Fragestellungen.
- Dr. Matthias Sühning, der die Mühe auf sich genommen hat, das inhaltliche Korrekturlesen der gesamten Arbeit zu übernehmen. Für sprachliche Korrekturen danke ich Dr. Linda Voss (Kap. 1 bis 3) sowie Dr. Sabine Schröder (Kap. 4 und 5). Außerdem Dr. Farah Kanani-Sühning für das Korrekturlesen der Kurzzusammenfassung bzw. des Abstracts.
- An allen Mitgliedern der PALM-Arbeitsgruppe am IMuK in meiner Zeit in der Gruppe von 2010 bis 2015 für die Verbesserung der Qualität der Konferenzbeiträge und der angenehmen Arbeitsatmosphäre.
- Notker Fechner für die Unterstützung bei technischen Problemen sowie bei Christiane Brüning, Berit Parbel und Gerda Stendel für die Hilfestellung in allen bürokratischen Belangen.
- Bei meinen Freunden Farah Kanani-Sühning, Matthias Sühning, Linda Voss, Michael Schrempf und Viola Hilger für die gemeinsame Studien- und Forschungszeit am IMuK und darüber hinaus. Außerdem bei allen anderen Freunden, die auch in meiner Phase nach dem IMuK nicht müde wurden nach dem Stand der Arbeit zu fragen sowie für die aufmunternden Worte.
- Meinem großen Bruder Sascha Fricke, der mich mein Leben lang in unzähligen Bereichen anspricht.
- Meinen Eltern Marion und Hermann Fricke für alles was sie für mich getan haben und ihre Unterstützung bei meinen Zielen. Die Wetterstation in der achten Klasse war eine gute Investition würde ich sagen ;-)

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1158 „Antarktis Forschung mit vergleichenden Untersuchungen in arktischen Eisgebieten“ unter der Fördernummer RA 617/24-1 unterstützt. Die Simulationsdaten wurden auf einer SGI Altix ICE 8200EX und einer CRAY XC30 des Norddeutschen Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN) durchgeführt. Für die Datenanalyse sowie -visualisierung wurde NCL¹ genutzt.

¹The NCAR Command Language (Version 6.4.0) [Software]. (2017). Boulder, Colorado: UCAR/NCAR/CISL/TDD. <http://dx.doi.org/10.5065/D6WD3XH5>

Literaturverzeichnis

- Alpers, W. und B. Brümmer, 1994: Atmospheric boundary layer rolls observed by the synthetic aperture radar aboard ERS-1 satellite. *J. Geophys. Res.*, **99**, 12613–12621.
- Arakawa, A. und V. R. Lamb, 1977: Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods Comput. Phys.*, **16**, 173–263.
- Atkinson, B. W. und J. W. Zhang, 1996: Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Rev. Geophys.*, **34**, 403–431.
- Avisar, R. und T. Schmidt, 1998: An evaluation of the scale at which ground-surface heat flux patchiness affects the convective boundary layer using large-eddy simulations. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2666–2689.
- Betts, A. K., 1973: Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **99**, 178–196.
- Bougeault, P., 1982: Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. part i: Testing the ensemble cloud relations against numerical data. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2414–2428.
- Breuer, M., 2002: *Direkte numerische Simulation und Large-Eddy Simulation turbulenter Strömungen auf Hochleistungsrechnern*. Shaker Verlag Aachen, 431 pp.
- Brown, R. A., 1972: On the inflection point instability of a stratified ekman boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 850–859.
- 1980: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: A review. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 683–697.
- Brümmer, B., 1996: Boundary-layer modification in wintertime cold-air outbreaks from the arctic sea ice. *Bound.-Layer Meteor.*, **80**, 109–125.
- 1997: Boundary layer mass, water, and heat budgets in wintertime cold-air outbreaks from the arctic sea ice. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 1824–1837.
- 1999: Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2613–2636.
- Brümmer, B. und S. Pohlmann, 2000: Wintertime roll and cell convection over greenland and barents sea regions: A climatology. *J. Geophys. Res.*, **105**, 15,559–15,566.
- Brun, P., M. Vogt, M. R. Payne, N. Gruber, C. J. O'Brien, E. T. Buitenhuis, C. Le Quéré, K. Leblanc, und Y.-W. Luo, 2015: Ecological niches of open ocean phytoplankton taxa. *Limnol. Oceanogr.*, **60**, 1020–1038.
- Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **81**, 639–640.
- Chechin, D. G., C. Lüpkes, I. A. Repina, und V. M. Gryanik, 2013: Idealized dry quasi 2-D mesoscale simulations of cold-air outbreaks over the marginal sea ice zone with fine and coarse resolution. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **118**, 8787–8813.

- Chlond, A., 1992: Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteor.*, **58**, 161–200.
- Chorin, A. J., 1968: Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Math. Comput.*, **22**, 745–762.
- Christian, T. W. und R. M. Wakimoto, 1989: The relationship between radar reflectivities and clouds associated with horizontal roll convection on 8 august 1982. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1530–1544.
- Cooper, K. A., M. R. Hjelmfelt, R. G. Derickson, D. A. R. Kristovich, und N. F. Laird, 2000: Numerical simulation of transitions in boundary layer convective structures in a lake-effect snow event. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3283–3295.
- Cornillon, P. und L. Stramma, 1985: The distribution of diurnal sea surface warming events in the western Sargasso Sea. *J. Geophys. Res.*, **90**, 11811–11815.
- Courant, R., K. Friedrich, und H. Lewy, 1928: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Math. Ann.*, **100**, 32–74.
- Cox, S. K., 1976: Observations of cloud infrared effective emissivity. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 287–289.
- Craik, A. D. D., 1977: The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism. *J. Fluid Mech.*, **81**, 209–223.
- Craik, A. D. D. und S. Leibovich, 1976: A rational model for Langmuir circulations. *J. Fluid Mech.*, **73**, 401–426.
- Cuijpers, J. W. M. und P. Duynkerke, 1993: Large eddy simulation of trade wind cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3894–3908.
- Davies, H. C., 1976: A lateral boundary formulation for multi-level prediction models. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **102**, 405–418.
- Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91–115.
- 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Bound.-Layer Meteor.*, **18**, 495–527.
- Denbo, D. W. und E. D. Skillingstad, 1996: An ocean large-eddy simulation model with application to deep convection in the Greenland sea. *J. Geophys. Res.*, **101**, 1095–1110.
- Duynkerke, P. G., P. Jonker, A. Chlond, M. C. van Zanten, J. Cuxart, P. Clark, E. Sanchez, G. Martin, G. Lenderink, und J. Teixeira, 1999: Intercomparison of three- and one-dimensional model simulations and aircraft observations of stratocumulus. *Bound.-Layer Meteor.*, **92**, 453–487.
- Dyer, A. J., 1974: A review of flux-profile relationships. *Bound.-Layer Meteor.*, **7**, 363–372.
- Ekman, V. W., 1905: On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Ark. Mat. Astron. Fys.*, **2**, 1–53.
- Etling, D., 2002: *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. Springer-Verlag, 354 pp.
- Etling, D. und R. A. Brown, 1993: Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. *Bound.-Layer Meteor.*, **65**, 215–248.

- Faller, A. J. und E. A. Caponi, 1978: Laboratory studies of wind-driven Langmuir circulations. *J. Geophys. Res.*, **83**, 3617–3633.
- Ferziger, J. H. und M. Peric, 1996: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, 356 pp.
- Fricke, J., 2011: *Coriolis instabilities in coupled atmosphere-ocean large-eddy simulations*. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover, 87 S.
- Frigo, M. und S. G. Johnson, 1998: FFTW: An adaptive software architecture for the FFT. *Proc. IEEE Int. Conf. Acoustics, Speech, and Signal Processing*, **3**, 1381–1384.
- Fröhlich, J., 2006: *Large eddy Simulation turbulenter Strömungen*. B.G. Teubner Verlag, 414 pp.
- Garratt, J. R., 1992: *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, 316 pp.
- Glazunov, A. V. und V. N. Lykossov, 2003: Large-eddy simulation of interaction of ocean and atmospheric boundary layers. *Russ. J. Numer. Anal. Math. Model.*, **18**, 279–295.
- Glendening, J. W., 1996: Lineal eddy features under strong shear conditions. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3430–3449.
- Grant, A. L. M. und S. E. Belcher, 2009: Characteristics of Langmuir turbulence in the ocean mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1871–1887.
- Gronemeier, T., F. Kanani-Sühring, und S. Raasch, 2017: Do shallow cumulus clouds have the potential to trigger secondary circulations via shading? *Bound.-Layer Meteor.*, **162**, 143–169.
- Grossman, R. L., 1982: An analysis of vertical velocity spectra obtained in the Bomex fair-weather, trade-wind boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **23**, 323–357.
- Grossman, R. L. und A. K. Betts, 1990: Air-sea interaction during an extreme cold air outbreak from the eastern coast of the united states. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 324–342.
- Gryanik, V. M. und J. Hartmann, 2002: A turbulence closure for the convective boundary layer base on a two-scale mass-flux approach. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2729–2744.
- Gryschka, M., 2010: *Untersuchung zur Entwicklung von Rollenkonvektion in Kaltluftausbrüchen mittels Grobstruktursimulationen*. Ph.D. thesis, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.
- Gryschka, M., C. Drüe, D. Etling, und S. Raasch, 2008: On the influence of sea-ice inhomogeneities onto roll convection in cold-air outbreaks. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L23804.
- Gryschka, M., J. Fricke, und S. Raasch, 2014: On the impact of forced roll convection on vertical turbulent transport in cold air outbreaks. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **119**, 12513–12532.
- Gryschka, M. und S. Raasch, 2005: Roll convection during a cold air outbreak: A large eddy simulation with stationary model domain. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L14805.
- Guest, P. S., J. W. Glendening, und K. L. Davidson, 1995: An observational and numerical study of wind stress variations within marginal ice zones. *J. Geophys. Res.*, **100**, 10877–10904.
- Hadfield, M. G., W. R. Cotton, und R. A. Pielke, 1991: Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. part i: A small-scale circulation with zero wind. *Bound.-Layer Meteor.*, **57**, 79–114.

- 1992: Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. part ii: The effect of changes in wavelength and wind speed. *Bound.-Layer Meteor.*, **58**, 307–327.
- Harlow, F. H. und J. E. Welch, 1965: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids*, **8**, 2182–2189.
- Hartmann, J. N., F. Albers, und S. Argentini, 1999: Arctic radiation and turbulence interaction study : (ARTIST). *Berichte zur Polarforschung (Reports on Polar Research)*, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven, Deutschland, volume 305.
- Heitmann, S. und J. O. Backhaus, 2005: Large-eddy simulations of convective shear flows. *Deep-Sea Res. II*, **52**, 1156–1180.
- Helber, R. W., A. B. Kara, J. G. Richman, M. R. Carnes, C. N. Barron, H. E. Hurlburt, und T. Boyer, 2012: Temperature versus salinity gradients below the ocean mixed layer. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **117**, 1–19.
- Hong, S.-Y. und J. Dudhia, 2012: Next-generation numerical weather prediction: Bridging parameterization, explicit clouds, and large eddies. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **93**, ES6–ES9.
- Horn, G. L., H. G. Ouwersloot, J. Vilà-guerau de Arellano, und M. Sikma, 2015: Cloud shading effects on characteristic boundary-layer length scales. *Bound.-Layer Meteor.*, **157**, 237–263.
- Huang, N. E., 1971: Derivation of stokes drift for a deep-water random gravity wave field. *Deep-Sea Res.*, **18**, 255–259.
- Jackett, D. R., T. J. McDougall, R. Feistel, D. G. Wright, und S. M. Griffies, 2006: Algorithms for density, potential temperature, conservative temperature, and the freezing temperature of seawater. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **23**, 1709–1728.
- Kang, S.-D. und J.-B. Ahn, 2008: Numerical study on the formation and maintenance mechanisms of cloud street in the east sea during cold air outbreak. *Asia-Pac. J. Atmos. Sci.*, **44**, 105–119.
- Kawai, Y. und A. Wada, 2007: Diurnal sea surface temperature variation and its impact on the atmosphere and ocean: A review. *J. Oceanogr.*, **63**, 721–744.
- Kawase, H., T. Sato, und F. Kimura, 2005: Numerical experiments on cloud streets in the lee of island arcs during cold-air outbreaks. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L14823.
- Kenyon, K. E., 1969: Stokes drift for random gravity waves. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6991–6994.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteorol. Monogr.*, **32**, 84 S.
- Khanna, S. und J. G. Brasseur, 1998: Three-dimensional buoyancy- and shear-induced local structure of the atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 710–743.
- Klemp, J. B. und D. K. Lilly, 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 78–107.
- Kozo, T. L., 1983: Initial model results for arctic mixed layer circulation under a refreezing lead. *J. Geophys. Res.*, **88**, 2926–2934.
- Kraus, E. B. und J. A. Businger, 1994: *Atmosphere-ocean interaction*. Oxford University Press, 362 pp.

- Kristovich, D. A. R., 1993: Mean circulations of boundary-layer rolls in lake-effect snow storms. *Bound.-Layer Meteor.*, **63**, 293–315.
- Kristovich, D. A. R., N. F. Laird, M. R. Hjelmfelt, R. G. Derickson, and K. A. Cooper, 1999: Transitions in boundary layer meso- γ convective structures: an observational case study. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2895–2909.
- Lacis, A. A. und J. E. Hansen, 1974: A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 118–133.
- Langland, R. H., P. M. Tag, und R. W. Fett, 1989: An ice breeze mechanism for boundary-layer jets. *Bound.-Layer Meteor.*, **48**, 177–195.
- Langmuir, I., 1938: Surface motion of water induced by wind. *Science*, **87**, 119–123.
- Lappen, C.-L. und D. A. Randall, 2001: Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. Part I: A new type of mass-flux model. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2021–2036.
- Leibovich, S., 1977: Convective instability of stably stratified water in the ocean. *J. Fluid Mech.*, **82**, 561–581.
- 1983: The form and dynamics of Langmuir circulations. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **15**, 391–427.
- Li, M. und C. Garrett, 1993: Cell merging and the jet/downwelling ratio in langmuir circulation. *J. Mar. Res.*, **51**, 737–769.
- 1995: Is langmuir circulation driven by surface waves or surface cooling? *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 64–76.
- Li, M., C. Garrett, und E. Skillingstad, 2005: A regime diagram for classifying turbulent large eddies in the upper ocean. *Deep-Sea Res. I*, **52**, 259–278.
- Liu, G., J. Sun, und L. Yin, 2011: Turbulence characteristics of the shear-free convective boundary layer driven by heterogeneous surface heating. *Bound.-Layer Meteor.*, **140**, 57–71.
- Lüpkes, C. und K. H. Schlünzen, 1996: Modelling the arctic convective boundary-layer with different turbulence parameterizations. *Bound.-Layer Meteor.*, **79**, 107–130.
- Maronga, B., M. Gryschka, R. Heinze, F. Hoffmann, F. Kanani-Sühring, M. Keck, K. Ketelsen, M. O. Letzel, M. Sühring, und S. Raasch, 2015: The parallelized large-eddy simulation model (palm) version 4.0 for atmospheric and oceanic flows: model formulation, recent developments, and future perspectives. *Geosci. Model Dev. Discuss*, **8**, 1539–1637.
- Maronga, B. und S. Raasch, 2013: Large-eddy simulations of surface heterogeneity effects on the convective boundary layer during the LITFASS-2003 experiment. *Bound.-Layer Meteor.*, **146**, 17–44.
- Maykut, G. A., 1978: Energy exchange over young sea ice in the central arctic. *J. Geophys. Res.*, **83**, 3646–3658.
- McWilliams, J. C., P. P. Sullivan, und C.-H. Moeng, 1997: Langmuir turbulence in the ocean. *J. Fluid Mech.*, **334**, 1–30.
- Mironov, D. V., 2009: *Turbulence in the lower troposphere: Second-order closure and mass-flux modelling frameworks*. 161–221.

- Miura, Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 26–39.
- Müller, G. und A. Chlond, 1996: Three-dimensional numerical study of cell broadening during cold-air outbreaks. *Bound.-Layer Meteor.*, **81**, 289–323.
- Moeng, C.-H. und P. P. Sullivan, 1994: A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999–1022.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard, 1988: Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3573–3587.
- Monin, A. S. und A. M. Obukhov, 1954: Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Geofiz. Inst., Akad. Nauk SSSR*, **24**, 163–187.
- Morison, J. H. und M. G. McPhee, 1998: Lead convection measured with an autonomous underwater vehicle. *J. Geophys. Res.*, **103**, 3257–3281.
- Morison, J. H., M. G. McPhee, T. B. Curtin, und C. A. Paulson, 1992: The oceanography of winter leads. *J. Geophys. Res.*, **97**, 11199–11218.
- Mourad, P. D., 1996: Inferring multiscale structure in atmospheric turbulence using satellite-based synthetic aperture radar imagery. *J. Geophys. Res.*, **101**, 18433–18449.
- Mourad, P. D. und B. A. Walter, 1996: Viewing a cold air outbreak using satellite-based synthetic aperture radar and advanced very high resolution radiometer imagery. *J. Geophys. Res.*, **101**, 16391–16400.
- Müller, G. und B. Brümmer, 1999: Roll convection within arctic cold-air outbreak: Interpretation of in situ aircraft measurements and spaceborne SAR imagery by a three-dimensional atmospheric model. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 363–380.
- Müller, S., E. V. Stanev, J. Schulz-Stellenfleth, J. Staneva, und W. Koch, 2013: Atmospheric boundary layer rolls: Quantification of their effect on the hydrodynamics in the German Bight. *J. Geophys. Res. Oceans*, **118**, 5036–5053.
- Noh, Y., G. Goh, und S. Raasch, 2011: Influence of langmuir circulation on the deepening of the wind-mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **41**, 472–484.
- Noh, Y., H. S. Min, und S. Raasch, 2004: Large eddy simulation of the ocean mixed layer: The effects of wave breaking and Langmuir circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 720–735.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251–269.
- Overland, J. E., R. M. Reynolds, und C. H. Pease, 1983: A model of the atmospheric boundary layer over the marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, **88**, 2836–2840.
- Patrinos, A. A. N. und A. L. Kistler, 1977: A numerical study of the chicao lake breeze. *Bound.-Layer Meteor.*, **12**, 93–123.
- Patton, E. G., P. P. Sullivan, und C.-H. Moeng, 2005: The influence of idealized heterogeneity on wet and dry planetary boundary layers coupled to the land surface. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2078–2097.
- Pearson, R. A., 1974: Consistent boundary conditions for numerical models of systems that admit dispersive waves. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1481–1489.

- Pielke, R. A., 2002: *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, 2 edition, 676 pp.
- Pinet, P. R., 2006: *Invitation to oceanography*. Jones and Bartlett Publishers, Inc., 4 edition, 594 pp.
- Raasch, S. und D. Etling, 1991: Numerical simulation of rotating turbulent thermal convection. *Beitr. Phys. Atmos.*, **64**, 185–199.
- 1998: Modeling deep ocean convection: Large eddy simulation in comparison with laboratory experiments. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1786–1802.
- Raasch, S. und T. Franke, 2011: Structure and formation of dust devil-like vortices in the atmospheric boundary layer: A high-resolution numerical study. *J. Geophys. Res.*, **116**, D16120.
- Raasch, S. und G. Harbusch, 2001: An analysis of secondary circulations and their effects caused by small-scale surface inhomogeneities using large-eddy simulation. *Bound.-Layer Meteor.*, **101**, 31–59.
- Raasch, S. und M. Schröter, 2001: Palm - A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, **10**, 363–372.
- Ramos da Silva, R., A. W. Gandu, L. D. A. Sa, und M. A. F. Silva Dias, 2011: Cloud streets and land-water interactions in the amazon. *Biogeochemistry*, **105**, 201–211.
- Randall, D. A., Q. Shao, und C.-H. Moeng, 1992: A second-order bulk boundary-layer model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1903–1923.
- Renfrew, I. A. und G. W. K. Moore, 1999: An extreme cold-air outbreak over the Labrador sea: Roll vortices and air-sea interaction. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2379–2394.
- Reynolds, O., 1883: An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, **174**, 935–982.
- Roache, P. J., 1985: *Computational fluid dynamics*. Hermosa Publishers, 6 edition, 446 pp.
- Saiki, E. M., C.-H. Moeng, und P. P. Sullivan, 2000: Large-eddy simulation of the stably stratified planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **95**, 1–30.
- Schmidt, H. und U. Schumann, 1989: Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. *J. Fluid Mech.*, **200**, 511–562.
- Schot, S. H., 1992: Eighty years of Sommerfeld's radiation condition. *Hist. Math.*, **19**, 385–401.
- Schröter, M., 2003: *Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grobstrukturmodells*. Ph.D. thesis, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.
- Schröter, M., S. Raasch, und H. Jansen, 2005: Cell broadening revisited: Results from high-resolution large-eddy simulations of cold air outbreaks. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **62**, 2023–2032.
- Schumann, U., 1975: Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *J. Comput. Phys.*, **18**, 376–404.
- Shen, S. und M. Y. Leclerc, 1995: How large must surface inhomogeneities be before they influence the convective boundary layer structure? A case study. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 1209–1228.

- Shin, H. H. und S.-Y. Hong, 2013: Analysis of resolved and parameterized vertical transports in convective boundary layers at grey-zone resolutions. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 3248–3261.
- Sührling, M., 2011: Persönliche Mitteilung, Insitut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.
- 2012: Persönliche Mitteilung, Insitut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.
- Sührling, M. und S. Raasch, 2013: Heterogeneity-induced heat-flux patterns in the convective boundary layer: Can they detected from observations and is there a blending height? - a large-eddy simulation study for the litfass-2003 experiment. *Bound.-Layer Meteor.*, **148**, 309–331.
- Skyllingstad, E. D. und D. W. Denbo, 1995: An ocean large-eddy simulation of langmuir circulations and convection in the surface mixed layer. *J. Geophys. Res.*, **100**, 8501–8522.
- 2001: Turbulence beneath sea ice and leads: A coupled sea ice/large-eddy simulation study. *J. Geophys. Res.*, **106**, 2477–2497.
- Skyllingstad, E. D. und J. B. Edson, 2009: Large-eddy simulation of moist convection during a cold air outbreak over gulf stream. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1274–1293.
- Smith, S. D., R. D. Muench, und C. H. Pease, 1990: Polynyas and leads: An overview of physical processes and environment. *J. Geophys. Res.*, **95**, 9461–9479.
- Sommerfeld, A., 1912: Die Greensche Funktion der Schwingungsgleichung. *JDMV*, **21**, 309–353.
- Sommeria, G. und J. W. Deardorff, 1977: Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.
- Steinhorn, I., 1991: Salt flux and evaporation. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1681–1683.
- Stephens, G. L., 1978: Radiation profiles in extended water clouds. II: Parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2123–2132.
- Stewart, R. H., 2008: *Introduction to physical oceanography*. Open source textbook, 345 pp.
URL http://oceanworld.tamu.edu/resources/ocng_textbook/contents.html
- Stüben, K. und U. Trottenberg, 1984: *Multigrid Methods: Fundamental Algorithms, Model Problem Analysis and Applications*, volume 96. GMD-Studien, 176 pp.
- Stull, R. B., 1988: *An introduction to boundary layer meteorology*. Springer Science + Business Media B.V., 670 pp.
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, und S. D. Mayor, 1998: Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3042–3064.
- Taylor, G. I., 1916: Conditions at the surface of a hot body exposed to the wind. *Brit. Adv. Com. Aero. Rep. and Memor.*, **272**.
- Tennekes, H. und J. L. Lumley, 1972: *A first course in turbulence*. The MIT Press, 300 pp.
- Thorpe, S. A., 2004: Langmuir circulation. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **35**, 55–79.
- 2005: *The turbulent ocean*. Cambridge University Press, 439 pp.

- Tian, W., Z. Guo, und R. Yu, 2004: Treatment of lbc's in 2d simulation of convection over hills. *Adv. Atmos. Sci.*, **21**, 573–586.
- Tripoli, G. J., 2005: Numerical study of the 10 january 1998 lake-effect bands observed during Lake-ICE. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3232–3249.
- Uhlenbrock, J., 2001: *Entwicklung eines Multigrid-Verfahrens zur Lösung elliptischer Differentialgleichungen auf Massivparallelrechnern und sein Einsatz im LES-Modell PALM*. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.
- van Heerwaarden, C. C., J. P. Mellado, und A. de Lozar, 2014: Scaling laws for the heterogeneously heated free convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 3975–4000.
- Vandemark, D., P. D. Mourad, S. A. Bailey, T. L. Crawford, C. A. Vogel, J. Sun, und B. Chapron, 2001: Measured changes in ocean surface roughness due to atmospheric boundary layer rolls. *J. Geophys. Res.*, **106**, 4639–4654.
- Wicker, L. J. und W. C. Skamarock, 2002: Time-splitting methods for elastic models using forward time schemes. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2088–2097.
- Williamson, J. H., 1980: Low-storage Runge-Kutta schemes. *J. Comput. Phys.*, **35**, 48–56.
- Wu, J., 1980: Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions - a revisit. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 727–740.
- Young, G. S., D. A. R. Kristovich, M. R. Hjelmfelt, und R. C. Foster, 2002: Rolls, streets, waves, and more: A review of quasi-two-dimensional structures in the atmospheric boundary layer. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 997–1001.
- Zhang, Y., B. Stevens, und M. Ghil, 2005: On the diurnal cycle and susceptibility to aerosol concentration in a stratocumulus-topped mixed layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **131**, 1567–1583.
- Zoric, D. und V. A. Sandborn, 1972: Similarity of large Reynolds number boundary layers. *Bound.-Layer Meteor.*, **2**, 326–333.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Jens Fricke
Geburtstag 04. April 1985
Geburtsort Hoya, Deutschland
Staatsangehörigkeit Deutsch

Beruflicher Werdegang

Seit 04/2015 **Windgutachter** bei der IEL GmbH, Aurich (Ostfriesland), Deutschland

08/2014 - 03/2015 **Freie wissenschaftliche Arbeit**, unentgeltlich, am Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover, Deutschland.

08/2011 - 07/2014 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter** am Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover, Deutschland; DFG Forschungsprojekt "Representation of the convective atmospheric boundary layer during cold-air outbreaks in regional models: a joined study based on observations, Large Eddy Simulation and mesoscale modelling" im Schwerpunktprogramm 1158 „Antarktis Forschung mit vergleichenden Untersuchungen in arktischen Eisgebieten“ (Fördernummer RA 617/24-1).

Studium

seit 08/2011 **Promotionsstudium** an der Leibniz Universität Hannover.

10/2005 - 07/2011 **Studium der Meteorologie** an der Leibniz Universität Hannover; Diplomarbeit "Coriolis Instabilities in Coupled Atmosphere-Ocean Large-Eddy Simulations"; Abschluss: Diplom.

08/2009 - 12/2009 **Auslandssemester** an der Universität Bergen, Norwegen. Schwerpunkt: Ozeanographie und Statistik.

**Begutachtete
Artikel**

Gryschka, M., J. Fricke, und S. Raasch, 2014: On the impact of forced roll convection on vertical turbulent transport in cold air outbreaks. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L23804.

**Konferenz-
beiträge**

Fricke, J., M. Gryschka, und S. Raasch, 2013: Einfluss erzwungener Rollenkonvektion auf turbulente Flüsse in Kaltluftausbrüchen. DACH 2013, 2-6 September 2013, Innsbruck, Österreich

Fricke, J., M. Gryschka, und S. Raasch, 2013: Impact of forced roll convection on turbulent fluxes in cold air outbreak situations. European Geosciences Union, General Assembly 2013, 07-12 April 2013, Wien, Österreich