

# **Untersuchung des turbulenten Wärmeflusses über Eisrinnen mit hochaufgelösten 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. Björn Witha

geboren am 17. Januar 1981 in Hannover

2014

Referent: Prof. Dr. Siegfried Raasch  
Korreferent: Prof. Dr. Dieter Etling  
Tag der Promotion: 22. November 2013

---

## Kurzfassung

Der Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre wird im polaren Meereisgebiet maßgeblich durch die Ausdehnung der Eisbedeckung beeinflusst. Während Meereis isolierend wirkt, entsteht über offenen Wasserflächen wie Eisrinnen kräftige Konvektion, was zu hohen Wärmeflüssen vom Ozean in die Atmosphäre führt. Um die Auswirkungen von Eisrinnen auf die atmosphärische Grenzschicht zu verstehen, ist es angesichts nur vereinzelt vorliegender Messungen unabdingbar, auf numerische Simulationen zurückzugreifen, mit denen die turbulente Grenzschicht über Eisrinnen in ihrer Gesamtheit erfasst werden kann.

In der vorliegenden Arbeit wurden hochauflösende Large-Eddy Simulationen (LES) mit dem LES-Modell PALM durchgeführt, um der Fragestellung nachzugehen, in welcher Weise der Wärmeaustausch über Eisrinnen von der Rinnenbreite abhängt. Dies wurde anhand des bodennahen, über die Rinnenfläche gemittelten, turbulenten Wärmeflusses untersucht. Zunächst wurden Sensitivitätsstudien zur Gitterweite mit festem, sowohl laminarem als auch turbulentem Einströmrand durchgeführt. Dabei konnte die Gitterweite weit genug reduziert werden, um eine Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Auflösung zu erreichen. Mit turbulentem Einströmen wurde die Konvektion über der Rinne durch die bereits stromaufwärts der Rinne vorhandene Grenzschichtturbulenz besser getriggert, so dass die flache Grenzschicht über der Rinne bei gleicher Gitterweite besser erfasst werden konnte.

Der zentrale Teil der Arbeit beschäftigte sich mit der Untersuchung der Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite. Hierzu wurde an eine frühere Studie angeknüpft, die einen Fall ohne mittleren Wind behandelte, in dem sich eine thermisch direkte Zirkulation über der Rinne entwickelte. Bei der Verifikation dieser Studie stellte sich heraus, dass die Ergebnisse stark von numerischen Randbedingungen wie Modellgebietsgröße und Auflösung beeinflusst waren. Eine Wiederholung der Studie unter weitgehender Vermeidung dieser Abhängigkeit von Modellparametern ergab eine monotone Abnahme des Wärmeflusses mit zunehmender Rinnenbreite, die sich für sehr breite Rinnen noch einmal verstärkte. Eine Variation des Abstandes der Rinnen zueinander ergab, dass sich bei geringem Abstand der Wärmeaustausch über den Rinnen verringert. Schließlich wurde ein Fall mit mittlerem Wind senkrecht zur Rinne untersucht. Hierbei stellte sich heraus, dass der Wärmefluss in diesem Fall in erster Näherung unabhängig von der Rinnenbreite ist. Lediglich für sehr breite Rinnen konnte eine signifikante Abnahme des Wärmeflusses mit zunehmender Rinnenbreite festgestellt werden.

Das beobachtete Verhalten des Wärmeflusses wurde auf zwei sich entgegengesetzt auf den Wärmefluss auswirkende Effekte zurückgeführt. Der mit dem Fetch abnehmende bodennahe vertikale Temperaturgradient lässt den Wärmefluss zurückgehen, gleichzeitig verstärkt eine Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeit den Wärmefluss. Im Fall ohne mittleren Wind dominiert der thermische Effekt über den Windeffekt. Der verstärkte Rückgang des Wärmeflusses bei sehr breiten Rinnen kann mit einer Abnahme der Windgeschwindigkeit aufgrund sich organisierender Konvektion im Zentrum der Rinne erklärt werden. Bei senkrecht zur Rinne wehendem Wind gleichen sich der thermische Effekt und der Windeffekt hingegen weitgehend aus.

Im Unterschied zu früheren Studien konnte in der vorliegenden Arbeit erstmals ein breites Spektrum an Rinnenbreiten bei weitgehender Unabhängigkeit von numerischen Randbedingungen mit hochauflösenden LES untersucht werden. Daher stellt diese Arbeit einen wichtigen Schritt dar, den Einfluss von Eisrinnen in gröberskaligen Modellen zukünftig besser zu berücksichtigen.

**Schlagerworte:** Eisrinnen, Wärmefluss, Large-Eddy Simulation



## Abstract

The heat exchange between ocean and atmosphere in the polar sea-ice zones is strongly influenced by the extent of the sea-ice cover. While ice sheets have an isolating effect, areas with open water or thin new ice, such as leads, generate strong convection and turbulence due to the large temperature difference between air and water. This implies large vertical heat fluxes which significantly modify the structure of the polar atmospheric boundary layer. To gain a better understanding of the still not well understood effects of leads on the atmospheric boundary layer, high-resolution large-eddy simulations (LES) have been performed with the LES model PALM.

The main focus of this thesis is the dependence of the turbulent heat flux over leads on the lead width with the lead-averaged surface heat flux as key variable. At first, the sensitivity of the results to the model resolution has been investigated for laminar and turbulent inflow. It could be shown that with sufficient high resolution the model is capable to resolve convection over most parts of the lead and that the results are independent of the model resolution. With turbulent inflow, the upstream turbulence acted as an effective trigger for the convection over the lead so that the shallow boundary layer over the lead could be better captured.

In the main part of the thesis, the dependence of the heat flux on the lead width was investigated. A previous study was verified for a case without mean wind with a thermally direct circulation developing over the lead. It turned out that the results of the study depend strongly on numerical boundary conditions as domain size and resolution. The study was repeated with modified resolution and domain sizes to avoid model parameter dependencies as far as possible. In the improved study, a monotonic decrease of the surface heat flux with lead width was found which was intensified for very large leads. A variation of the distance between the leads showed a significant interaction between adjacent leads for small distances resulting in decreased heat fluxes. Finally, a case with a significant cross-lead flow has been investigated. In this case, the heat flux showed only little dependence on lead width at first approximation. Only for very large leads, a significant decrease of the heat flux with lead width was found.

The observed characteristics of the heat flux could be explained by two counteracting effects. The near surface temperature gradient decreasing with fetch leads to a decrease of the heat flux. At the same time an increasing near surface wind speed reinforces the heat flux. In the case without mean wind the thermal effect predominates the wind effect. For very large leads, the transition to organized convection in the central part of the lead results in a significant decrease of the wind speed and thus in an intensified decrease of the heat flux. With a mean flow perpendicular to the lead the thermal effect and the wind effect are balancing each other out approximately.

In contrast to previous studies this work presents the first investigation of a wide range of lead widths with high resolution LES being mostly independent of numerical boundary conditions. Hence, the present study will be an important step towards a better representation of the lead effect in larger scale models.

**Keywords:** leads, heat flux, large-eddy simulation



# Inhaltsverzeichnis

|   |             |
|---|-------------|
| <b>Kurzfassung</b>  | <b>iii</b>  |
| <b>Abstract</b>   | <b>v</b>    |
| <b>Inhaltsverzeichnis</b>   | <b>vii</b>  |
| <b>Abbildungsverzeichnis</b>  | <b>ix</b>   |
| <b>Tabellenverzeichnis</b>  | <b>xiii</b> |
| <b>Symbolverzeichnis</b>  | <b>xv</b>   |
| <b>1 Einleitung</b>   | <b>1</b>    |
| 1.1 Der Einfluss von Eisrinnen auf die atmosphärische Grenzschicht . . . . .                        | 1           |
| 1.2 Stand der Forschung . . . . .   | 6           |
| 1.3 Einfluss verschiedener Parameter auf den turbulenten Wärmeaustausch über<br>Eisrinnen . . . . . | 10          |
| 1.4 Motivation und Ziele dieser Arbeit . . . . .  | 15          |
| <b>2 Das parallelisierte LES-Modell PALM</b>  | <b>19</b>   |
| 2.1 Grobstruktursimulationen (LES) . . . . .  | 19          |
| 2.2 Modellbeschreibung . . . . .  | 23          |
| 2.2.1 Das Grundgleichungssystem . . . . .   | 23          |
| 2.2.2 Das Subskalen-Modell . . . . .  | 25          |
| 2.2.3 Diskretisierung und Zeitschrittverfahren . . . . .  | 27          |
| 2.2.4 Initialisierung und Randbedingungen . . . . .   | 29          |
| 2.2.5 Parallelisierung . . . . .  | 33          |
| 2.2.6 Realisierung eines turbulenten Einströmens . . . . .  | 34          |
| <b>3 LES einer Eisrinne - Studien zur Auflösung</b>   | <b>37</b>   |
| 3.1 Verifikation der Studie von Weinbrecht und Raasch (2001) . . . . .                              | 37          |
| 3.2 Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit laminarem Einströmen . .                      | 40          |
| 3.3 Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit turbulentem Einströmen .                      | 50          |
| 3.4 Zusammenfassung . . . . .   | 58          |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| <b>4</b> | <b>Der turbulente Wärmefluss über Eisrinnen verschiedener Breite</b>               | <b>59</b>  |
| 4.1      | Verifikation der Ergebnisse von Esau (2007) . . . . .                              | 59         |
| 4.1.1    | Zusammenfassung der Studie von Esau (2007) . . . . .                               | 59         |
| 4.1.2    | Nachsimulation ausgewählter Läufe von Esau (2007) . . . . .                        | 62         |
| 4.2      | Studie ohne mittleren Wind mit verbesserten Randbedingungen . . . . .              | 77         |
| 4.2.1    | Ermittlung geeigneter Vergleichszeitpunkte . . . . .                               | 79         |
| 4.2.2    | Sensitivität bezüglich der Auflösung . . . . .                                     | 83         |
| 4.2.3    | Physikalische Erklärung des Verlaufs von $\langle shf \rangle (\lambda)$ . . . . . | 89         |
| 4.2.4    | Sensitivität bezüglich des Rinnenabstandes . . . . .                               | 96         |
| 4.2.5    | Zusammenfassung . . . . .  | 103        |
| 4.3      | Studie mit mittlerem Wind . . . . .  | 104        |
| 4.3.1    | Setup . . . . .  | 104        |
| 4.3.2    | Ergebnisse . . . . .   | 114        |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>  | <b>131</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>137</b> |
|          | <b>Danksagung</b>  | <b>145</b> |
|          | <b>Lebenslauf</b>  | <b>147</b> |

# Abbildungsverzeichnis

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Satellitenaufnahmen von Eistrinnen und Polynyen . . . . .   | 3  |
| 1.2  | Luftbildaufnahmen von Eistrinnen . . . . .  | 4  |
| 1.3  | Schematische Darstellung des Einflusses der Windgeschwindigkeit . . . . .   | 11 |
| 1.4  | Schematische Darstellung des Einflusses der Rinnenbreite . . . . .  | 13 |
| 1.5  | Schematische Darstellung des Einflusses der Schichtung . . . . .  | 14 |
| 2.1  | Energiespektrum einer turbulenten atmosphärischen Grenzschicht . . . . .  | 20 |
| 2.2  | Darstellung des in PALM verwendeten Arakawa-C-Gitters . . . . .   | 28 |
| 3.1  | Verifikation von <a href="#">Weinbrecht und Raasch (2001)</a> . . . . .   | 39 |
| 3.2  | Darstellung der Ein- und Ausströmrandbedingungen in PALM . . . . .  | 41 |
| 3.3  | Zeitliche Entwicklung der TKE für die Läufe GL2 bis GL025 . . . . .   | 43 |
| 3.4  | Vertikalschnitt von $\overline{w}$ für die Läufe GL2 bis GL025 . . . . .  | 44 |
| 3.5  | Vertikalschnitt von $\overline{w'\theta'}$ für die Läufe GL2 bis GL025 . . . . .  | 44 |
| 3.6  | Vertikalprofile des gesamten, aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses für die Läufe GL2 bis GL025 . . . . .  | 45 |
| 3.7  | Horizontalschnitt von $\overline{w}$ in 10 m Höhe und in der ersten Gitterebene . . . . .   | 47 |
| 3.8  | Detaillierterer Vergleich der Läufe GL05 und GL025 . . . . .  | 49 |
| 3.9  | Zeitreihen der TKE für die Vorläufe und Hauptläufe GT2 bis GT025 . . . . .  | 52 |
| 3.10 | Vertikalschnitt von $\overline{w}$ für die Läufe GT2 bis GT025 . . . . .  | 53 |
| 3.11 | Vertikalschnitt von $\overline{w'\theta'}$ für die Läufe GT2 bis GT025 . . . . .  | 53 |
| 3.12 | Vertikalprofile des gesamten, aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses für die Läufe GT2 bis GT025 . . . . .  | 54 |
| 3.13 | Horizontalschnitt von $\overline{w}$ in 10 m Höhe und in der ersten Gitterebene . . . . .   | 56 |
| 3.14 | Quantitativer Vergleich der Wärmeflüsse . . . . .   | 57 |
| 3.15 | Bodennahe Profile von $\overline{u}$ und $\overline{\theta}$ für laminares und turbulentes Einströmen . . . . .                                       | 57 |
| 4.1  | Zirkulation und Wärmeflussverteilung über Rinnen verschiedener Breite (Abbildung aus <a href="#">Esau (2007)</a> ) . . . . .                          | 61 |
| 4.2  | Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite (Abbildung aus <a href="#">Esau (2007)</a> ) . . . . .   | 62 |
| 4.3  | Zirkulation und Wärmefluss im Lauf E6 und Vergleich mit <a href="#">Esau (2007)</a> . . . . .   | 64 |
| 4.4  | Vertikalschnitt des auf verschiedene Weise bestimmten Wärmeflusses für den Lauf E6 . . . . .  | 64 |
| 4.5  | Vertikalschnitt von $\overline{w'\theta'}$ , $\overline{\tilde{w}'\theta'}$ und $\overline{w''\theta''}$ für E6 ohne und mit mittleren Wind . . . . . | 67 |
| 4.6  | Vertikalprofile des gesamten, mesoskaligen und turbulenten Wärmeflusses für den Lauf E6 ohne und mit mittlerem Wind . . . . .                         | 67 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.7  | Vertikalprofile des gesamten, mesoskaligen und turbulenten Wärmeflusses für den Lauf E6 über verschiedenen Bereichen der Rinne . . . . .                    | 69 |
| 4.8  | Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite für E1-E9 und Vergleich mit <a href="#">Esau (2007)</a> . . . . .  | 69 |
| 4.9  | Vertikalprofil von $\overline{w'\theta'}$ im Randbereich der Rinne für E2 mit grober und feiner Auflösung . . . . .   | 71 |
| 4.10 | Vertikalprofile von $\langle \overline{w'\theta'} \rangle$ für E6 bis E9 sowie E9 mit Variation der Modellgebietshöhe . . . . .                             | 72 |
| 4.11 | Schematische Darstellung der Simulation von mehreren benachbarten Rinnen bei zyklischen Randbedingungen. . . . .  | 72 |
| 4.12 | Zirkulation und Wärmefluss sowie $\langle shf \rangle (t)$ für E9a bis E9e . . . . .  | 74 |
| 4.13 | Zweidimensionale x-t-Zeitreihe von $\overline{w'\theta'}$ und $\overline{u}$ für E9a bis E9d . . . . .  | 75 |
| 4.14 | Horizontalprofil von $\overline{p}$ für die Läufe E9a bis E9d . . . . .   | 75 |
| 4.15 | Zweidimensionale x-t-Zeitreihe von $\overline{u}$ und $\overline{p}$ für E9a bis E9d . . . . .  | 76 |
| 4.16 | $\langle shf \rangle (t)$ in der A01-Studie für $\lambda = 100, 1000$ und $10000$ m . . . . .   | 80 |
| 4.17 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ für die A01-Studie zu verschiedenen absoluten Zeitpunkten . . . . .   | 81 |
| 4.18 | Zeitliche Entwicklung der TKE für verschiedene Rinnenbreiten und Auflösungen . . . . .  | 82 |
| 4.19 | $\langle shf \rangle (t)$ für die A01-Studie, normiert mit dem Zeitpunkt des ersten Maximums der TKE . . . . .  | 82 |
| 4.20 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ für die A01-Studie zu verschiedenen phasengleichen Zeitpunkten . . . . .  | 83 |
| 4.21 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ für verschiedene Auflösungen . . . . .  | 84 |
| 4.22 | Vertikalprofile von $\overline{w'\theta'}$ , unterteilt in aufgelösten und subskaligen Anteil für $\lambda = 1000$ m und verschiedene Auflösungen . . . . . | 85 |
| 4.23 | Anzahl der vertikalen Gitterebenen innerhalb der konvektiven Grenzschicht über den Randbereichen der Rinnen für verschiedene Auflösungen . . . . .          | 85 |
| 4.24 | Anteil des aufgelösten Wärmeflusses für $\lambda = 1000$ m und $\lambda = 5000$ m und verschiedene Auflösungen . . . . .                                    | 87 |
| 4.25 | $shf(X/\lambda)$ für verschiedene Auflösungen sowie konstruiertes Profil für eine ideale Auflösung für $\lambda = 1000$ m und $\lambda = 5000$ m . . . . .  | 88 |
| 4.26 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ für $\lambda/\Delta = 200$ sowie konstruierte Werte für eine ideale Auflösung . . . . .                                     | 88 |
| 4.27 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ , $\langle u_* \rangle (\lambda)$ und $\langle \theta_* \rangle (\lambda)$ für A01-1 bis A01-10 . . . . .                   | 90 |
| 4.28 | Vertikalprofile von $\overline{\theta}$ und $\overline{u}$ für ausgewählte Rinnenbreiten . . . . .  | 90 |
| 4.29 | $\theta_*(X/\lambda)$ und $\theta_*(X)$ für ausgewählte Rinnenbreiten . . . . .   | 91 |
| 4.30 | $u_*(X/\lambda)$ für $\lambda = 5000$ m, $10000$ m und $25000$ m . . . . .  | 92 |
| 4.31 | Horizontalschnitte von $\overline{u}$ für $\lambda = 5000$ m, $10000$ m und $25000$ m (Momentaufnahmen und zeitliche Mittel) . . . . .                      | 93 |
| 4.32 | Horizontalschnitte von $\overline{w}$ für $\lambda = 5000$ m, $10000$ m und $25000$ m sowie für homogenen Referenzlauf . . . . .                            | 94 |
| 4.33 | Horizontalprofile von $ \Delta\overline{p}/\Delta x $ für ausgewählte Rinnenbreiten und homogenen Referenzlauf . . . . .                                    | 95 |
| 4.34 | Schematische Darstellung der untersuchten Rinnenabstände . . . . .  | 97 |
| 4.35 | Zeitliche Entwicklung der TKE für $\lambda = 250$ m und $\lambda = 10000$ m und verschiedene Rinnenabstände . . . . .                                       | 99 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 4.36 | $\langle shf \rangle (t)$ für $\lambda = 250$ m und $\lambda = 10000$ m und verschiedene Rinnenabstände  | 99  |
| 4.37 | $\langle shf \rangle (t)$ für $\lambda = 250$ m und $\lambda = 10000$ m und verschiedene Rinnenabstände (normiert mit Oszillationsperiode der TKE) | 99  |
| 4.38 | Vertikalschnitte von $\bar{\theta}$ , $\bar{u}$ und $\overline{w'\theta'}$ für $\lambda = 10000$ m und verschiedene Rinnenabstände                 | 101 |
| 4.39 | $shf(X/\lambda)$ für $\lambda = 10000$ m und verschiedene Rinnenabstände   | 102 |
| 4.40 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ für verschiedene Rinnenabstände und Vergleich mit Esau (2007)  | 102 |
| 4.41 | Zirkulation und Wärmefluss für $\lambda = 1000$ m und verschiedene Windgeschwindigkeiten   | 106 |
| 4.42 | $\langle shf \rangle (t)$ für $\lambda = 1000$ m und verschiedene Einströmrandbedingungen  | 108 |
| 4.43 | Anteil des aufgelösten Wärmeflusses für $\lambda = 1000$ m und verschiedene Auflösungen  | 110 |
| 4.44 | $shf(X/\lambda)$ für $\lambda = 1000$ m und verschiedene Auflösungen   | 111 |
| 4.45 | Energiespektren für ausgewählte Vorläufe   | 113 |
| 4.46 | Vertikalschnitte von $\overline{w'\theta'}$ für verschiedene Rinnenbreiten   | 115 |
| 4.47 | $z_i(\lambda)$ für die Läufe U1 bis U8   | 116 |
| 4.48 | Vertikalschnitt von $\bar{\theta}$ und $\overline{w'\theta'}$ für $\lambda = 5000$ m   | 117 |
| 4.49 | Anteil des aufgelösten Wärmeflusses für verschiedene Rinnenbreiten   | 118 |
| 4.50 | $\theta_*(X/\lambda)$ , $u_*(X/\lambda)$ und $shf(X/\lambda)$ sowie $\theta_*(X)$ , $u_*(X)$ und $shf(X)$ für die Läufe U1 bis U8                  | 120 |
| 4.51 | $\langle shf \rangle (\lambda)$ , $\langle u_* \rangle (\lambda)$ und $\langle \theta_* \rangle (\lambda)$ für U1 bis U8                           | 121 |
| 4.52 | Vertikalprofile von $\bar{\theta}$ und $\bar{u}$ in verschiedenen Abständen zur Rinnenkante für $\lambda = 10000$ m                                | 121 |
| 4.53 | Vertikalschnitt von $\overline{w'^2}$ und $\bar{u}$ für verschiedene Rinnenbreiten   | 124 |
| 4.54 | Vertikalschnitt von $\bar{u}$ und $\bar{w}$ für $\lambda = 10000$ m  | 126 |
| 4.55 | Vertikalprofile von $\bar{u}$ am Einströmrand und an der Rinnenkante für verschiedene Rinnenbreiten  | 126 |
| 4.56 | Horizontalschnitte von $\bar{w}$ für verschiedene Rinnenbreiten an der jeweils untersten Gitterebene   | 128 |



# Tabellenverzeichnis

|     |   |     |
|-----|---|-----|
| 3.1 | Simulationsparameter der für die Verifikation von <a href="#">Weinbrecht und Raasch (2001)</a> durchgeführten Läufe S1 - S3 . . . . . | 38  |
| 3.2 | Simulationsparameter der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit laminarem Einströmen GL2 - GL025 . . . . .                 | 42  |
| 3.3 | Simulationsparameter der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit turbulentem Einströmen GT2 - GT025 . . . . .               | 51  |
| 4.1 | Simulationsparameter der für die Verifikation von <a href="#">Esau (2007)</a> durchgeführten Läufe E1 - E9 . . . . .                  | 63  |
| 4.2 | Simulationsparameter der Sensitivitätsstudie bezüglich der Modellgebietsgröße E9a - E9e . . . . .                                     | 73  |
| 4.3 | Simulationsparameter der Studie ohne mittleren Wind A01-1 - A01-10 . . . . .  | 79  |
| 4.4 | Simulationsparameter für die Studien mit $A = 0,4$ und $A = 0,05$ . . . . .   | 98  |
| 4.5 | Simulationsparameter der Testreihe zur Ermittlung einer passenden Windgeschwindigkeit UT0 - UT5 . . . . .                             | 105 |
| 4.6 | Simulationsparameter der Studie mit geostrophischem Wind U1 - U8 . . . . .  | 109 |



# Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

|          |   |
|----------|---|
| AIDJEX   | Arctic Ice Dynamics Joint Experiment  |
| ALEX     | AIDJEX-Lead-Experiment  |
| ARK      | Arktis-Expedition   |
| ARTIST   | Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study                           |
| AWI      | Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung                      |
| CFL      | Courant-Friedrichs-Lewy (Zeitschrittkriterium)                              |
| DNS      | Direkte Numerische Simulation   |
| EOSDIS   | Earth Observing System Data and Information System                          |
| FFT      | Fast Fourier Transformation   |
| HLRN     | Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen                  |
| IMUK     | Institut für Meteorologie und Klimatologie der Leibniz Universität Hannover |
| LEADEX   | Leads Experiment  |
| LES      | Large-Eddy Simulation   |
| LESNIC   | Large Eddy Simulation Nansen Center Improved Code                           |
| MaudNESS | Maud Rise Nonlinear Equation of State Study                                 |
| METRAS   | Mesoskaliges Transport- und Strömungsmodell                                 |
| MPI      | Message Passing Interface   |
| MODIS    | Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer                               |
| NASA     | National Aeronautics and Space Administration                               |
| RANS     | Reynolds Averaged Navier-Stokes   |
| PALM     | Parallelisiertes LES-Modell   |
| PE       | Prozessorelement  |
| SGS      | subgrid-scale   |
| TKE      | turbulente kinetische Energie   |

WARPS Winter Arctic Polynya Study

## Lateinische Symbole

|                     |  |
|---------------------|--|
| $A$                 | Verhältnis von Rinnenfläche zu Gesamtfläche des Modellgebietes               |
| $A_{\text{gesamt}}$ | Gesamtfläche des Modellgebietes  |
| $A_{\text{konv}}$   | Aspektverhältnis konvektiver Zellen  |
| $A_{\text{Rinne}}$  | Rinnenfläche   |
| $c_p$               | spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck               |
| $c_{u_i}$           | Transportgeschwindigkeit   |
| $C_m$               | Smagorinsky-Konstante  |
| $e$                 | subgridskalige TKE   |
| $e^*$               | aufgelöste TKE   |
| $E$                 | Verdunstungsrate   |
| $E_{sp}$            | spektrale Energiedichte  |
| $f_c$               | Sicherheitsfaktor  |
| $f_j$               | Coriolisparameter  |
| $F$                 | Gefrierate an der Wasseroberfläche   |
| $F_s$               | bodennaher Wärmefluss in <a href="#">Esau (2007)</a>                         |
| $F_\theta$          | aufgelöster vertikaler turbulenter Wärmefluss in <a href="#">Esau (2007)</a> |
| $g$                 | Schwerebeschleunigung  |
| $H$                 | fühlbarer Wärmefluss   |
| $H_k$               | subskaliger Wärmefluss   |
| $H_w$               | fühlbarer Wärmefluss im Wasser   |
| $i, j, k$           | Indizes der Raumrichtungen $x, y$ und $z$                                    |
| $k$                 | Wellenzahl   |
| $K_m, K_h$          | turbulente Diffusionskoeffizienten für Impuls und Wärme                      |
| $l$                 | Mischungsweg   |
| $L$                 | charakteristische Länge  |
| $L$                 | latenter Wärmefluss  |
| $L_f$               | latente Schmelzwärme   |

|                      |  |
|----------------------|--|
| $L_{\text{konv}}$    | horizontale Ausdehnung konvektiver Zellen                              |
| $L_x, L_y, L_z$      | Länge des Modellgebietes pro Raumrichtung                              |
| $N_x, N_y, N_z$      | Anzahl der Gitterpunkte pro Raumrichtung                               |
| $p$                  | Luftdruck  |
| $p^*$                | Stördruck  |
| $q$                  | spezifische Feuchte  |
| $Q$                  | turbulenter Wärmefluss in <a href="#">Weinbrecht und Raasch (2001)</a> |
| $Q_h$                | Quell- und Senkterm im 1. Hauptsatz der Thermodynamik                  |
| $Q_L$                | langwellige Netto-Strahlung  |
| $Q_s$                | solare Einstrahlung  |
| $R$                  | universelle Gaskonstante für trockene Luft                             |
| $Re$                 | Reynoldszahl   |
| $Rif$                | Richardson-Fluss-Zahl  |
| $t$                  | Zeit   |
| $t_{\text{sim}}$     | Simulationsdauer   |
| $t_{\text{per}}$     | Oszillationsperiode der TKE  |
| $T$                  | absolute Temperatur  |
| $u, v, w$            | Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in x-, y-, z-Richtung          |
| $u_g, v_g$           | Komponenten des geostrophischen Windes                                 |
| $(u_g   v_g)$        | geostrophischer Windvektor   |
| $u_{ijk}$            | Komponenten des Geschwindigkeitsvektors                                |
| $u_*$                | Schubspannungsgeschwindigkeit  |
| $U$                  | charakteristische Geschwindigkeit                                      |
| $x, y, z$            | kartesische Koordinaten  |
| $x_{ijk}$            | kartesische Koordinaten  |
| $X$                  | Fetch  |
| $z_0$                | Rauigkeitslänge  |
| $z_{0\text{Eis}}$    | Rauigkeitslänge für Eis  |
| $z_{0\text{m}}$      | Rauigkeitslänge für Impuls   |
| $z_{0\text{t}}$      | Rauigkeitslänge für Temperatur   |
| $z_{0\text{Wasser}}$ | Rauigkeitslänge für Wasser   |

|            |   |
|------------|---|
| $z_i$      | Mächtigkeit der Grenzschicht                |
| $z_{\max}$ | Höhe des maximalen aufgelösten Wärmeflusses |
| $z_p$      | Höhe der Prandtl-Schicht                    |

## Griechische Symbole

|                                |  |
|--------------------------------|--|
| $\alpha$                       | Albedo   |
| $\delta_{ijk}$                 | Kroneckersymbol                                |
| $\Delta$                       | Gitterweite, Filterweite, Differentialoperator |
| $\Delta t$                     | Zeitschritt                                    |
| $\Delta t_{\text{CFL}}$        | CFL-Zeitschrittkriterium                       |
| $\Delta t_{\text{Diff}}$       | Diffusions-Zeitschrittkriterium                |
| $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ | Gitterweite pro Raumrichtung                   |
| $\epsilon$                     | Dissipation der TKE                            |
| $\epsilon_{ijk}$               | alternierender Einheitstensor                  |
| $\eta$                         | Kolmogorovsche Dissipationslänge               |
| $\theta$                       | potentielle Temperatur                         |
| $\theta_{\text{Eis}}$          | Oberflächentemperatur des Eises                |
| $\theta_{\text{Wasser}}$       | Oberflächentemperatur des Wassers              |
| $\theta_*$                     | charakteristische Temperatur                   |
| $\kappa$                       | Karman-Konstante                               |
| $\lambda$                      | Rinnenbreite                                   |
| $\lambda_{\max}$               | kritische Rinnenbreite                         |
| $\nu$                          | kinematische Viskosität                        |
| $\nu_h$                        | molekularer Diffusionskoeffizient für Wärme    |
| $\nu_m$                        | molekularer Diffusionskoeffizient für Impuls   |
| $\rho$                         | Luftdichte                                     |
| $\tau_{ki}$                    | subskaliger Fluss von Impuls                   |
| $\phi, \psi$                   | beliebige Variablen                            |
| $\Phi$                         | Geographische Breite                           |
| $\Phi_m, \Phi_h$               | Dyer-Businger-Funktionen                       |

**Indizes und Mittelungen einer beliebigen Größe  $\phi$** 

|                        |   |
|------------------------|---|
| $\overline{\phi}$      | Kapitel 2: gefilterter, aufgelöster Anteil, sonst: horizontales Mittel              |
| $\phi'$                | Kapitel 2: subskaliger Anteil, sonst: turbulente Abweichung vom horizontalen Mittel |
| $\phi''$               | turbulente Abweichung vom Mittel entlang $y$  |
| $\tilde{\phi}'$        | durch die Rinne induzierte Abweichung vom horizontalen Mittel                       |
| $\langle \phi \rangle$ | Mittel über die Rinnenfläche  |
| $\phi_0$               | Grundzustand  |
| $\phi^*$               | Abweichung vom Grundzustand   |



# 1 Einleitung

## 1.1 Der Einfluss von Eisrinnen auf die atmosphärische Grenzschicht

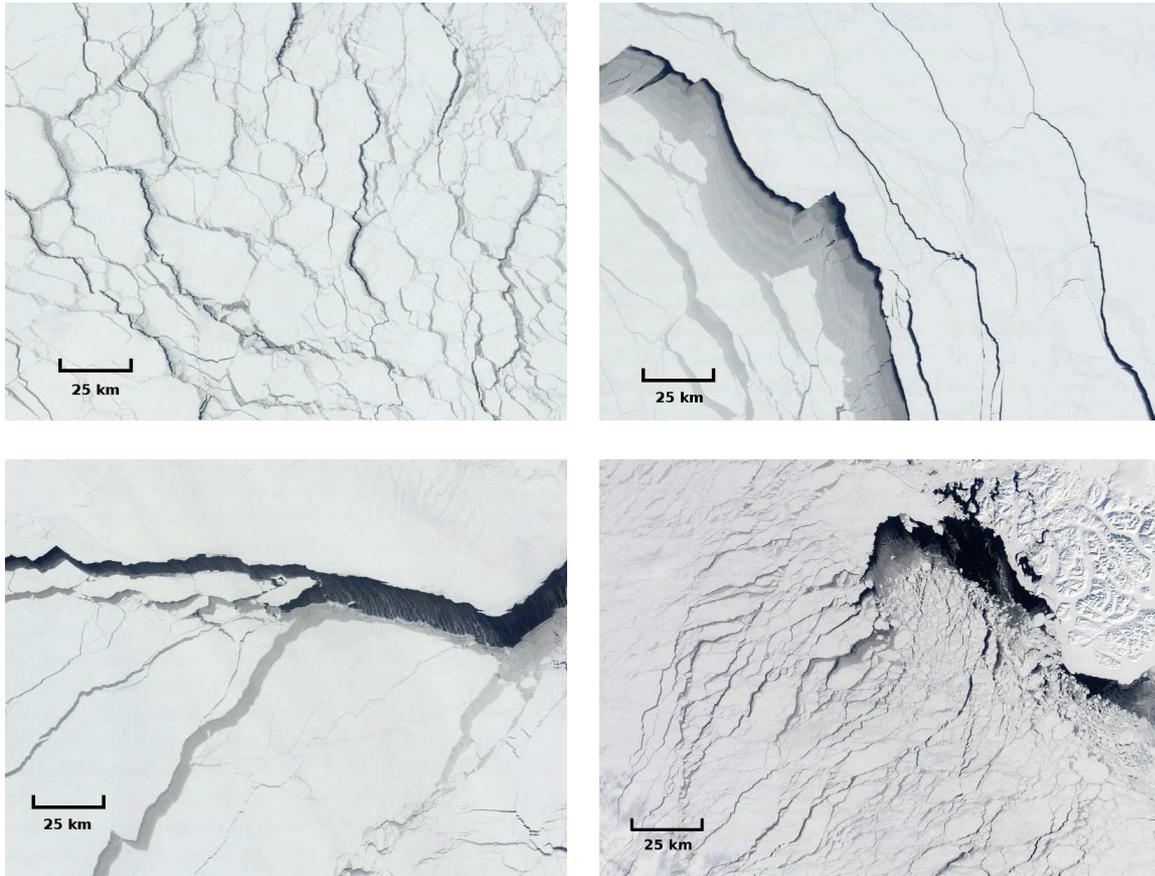
Das Meereis ist von wesentlicher Bedeutung für das Klima der Polargebiete. Es beeinflusst in erheblichem Maße den Austausch von Energie und Impuls zwischen Ozean und Atmosphäre ([Grötzner et al., 1996](#)). Während über freien Wasserflächen fast die gesamte solare Strahlung absorbiert und in Wärme umgewandelt wird, reflektieren eisbedeckte Flächen bis zu 90% der einfallenden Strahlung ([Perovich, 1996](#); [Payne, 1972](#)). Außerdem hat das Meereis eine isolierende Wirkung und reduziert je nach Eisdicke den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre deutlich. Über den Eisflächen sinkt die Lufttemperatur weit unter den Gefrierpunkt und kann in den Wintermonaten bis zu  $-40^{\circ}\text{C}$  erreichen, wohingegen die Temperatur der Wasseroberfläche konstant bei etwa 0 bis  $-2^{\circ}\text{C}$  liegt. Durch die großen Temperaturunterschiede kommt es über offenen Wasserflächen im Packeis zu sehr hohen Wärmeflüssen vom Ozean in die Atmosphäre. Dies geschieht jedoch nicht nur in den Randbereichen der Polargebiete an der Eisgrenze, sondern auch in zentraleren Packeisgebieten durch Eisrinnen und Polynyen.

Eisrinnen sind eisfreie oder mit dünnem Neueis bedeckte Risse im Meereis. Ihre Breite  $\lambda$  variiert von wenigen Metern bis hin zu einigen Kilometern, ihre Länge von wenigen Kilometern bis zu mehreren hundert Kilometern ([Lüpkes et al., 2008a](#)). Sie entstehen durch Scherspannungen im Meereis, die sowohl durch divergente Meeresströmungen oder Wellen als auch durch großräumig divergente Winde verursacht werden können ([Miles und Barry, 1998](#); [Wadhams, 2000](#)). Eine weitere Entstehungsursache sind Schwachstellen oder Inhomogenitäten im Packeis. An diesen Stellen reicht schon die Einwirkung von Wind und Wasserströmung, um das Eis aufbrechen zu lassen ([Wadhams, 1986](#)). Schmale Rinnen sind gegenüber breiten Rinnen um ein Vielfaches häufiger anzutreffen. Die Häufigkeitsverteilung der Eisrinnen kann zum Beispiel durch ein negatives Potenzgesetz beschrieben werden ([Wadhams, 2000](#)). So betrug der Abstand zwischen 100 m breiten Rinnen in den von [McLaren et al. \(1984\)](#) beschriebenen Messfahrten im Sommer (Winter) im Durchschnitt etwa 3 km (10 km), zwischen 1 km breiten Rinnen dagegen 50 km (200 km). [Lindsay und Rothrock \(1995\)](#) werteten hochaufgelöste Satellitenbilder aus und fanden für die zentrale Arktis eine mittlere Rinnenbreite von 2 bis 4 km im Winter und bis zu 7 km im Sommer. Im Randbereich der Arktis wurden im Winter mittlere Rinnenbreiten von 4 bis 6 km beobachtet. Die Häufigkeitsverteilung folgte ebenfalls einem negativem Potenzgesetz, jedoch, vermutlich aufgrund der begrenzten Auflösung des Satelliten, mit anderem Exponenten als bei [Wadhams \(2000\)](#). Abbildung 1.1 zeigt Satellitenaufnahmen mit einer Auflösung von

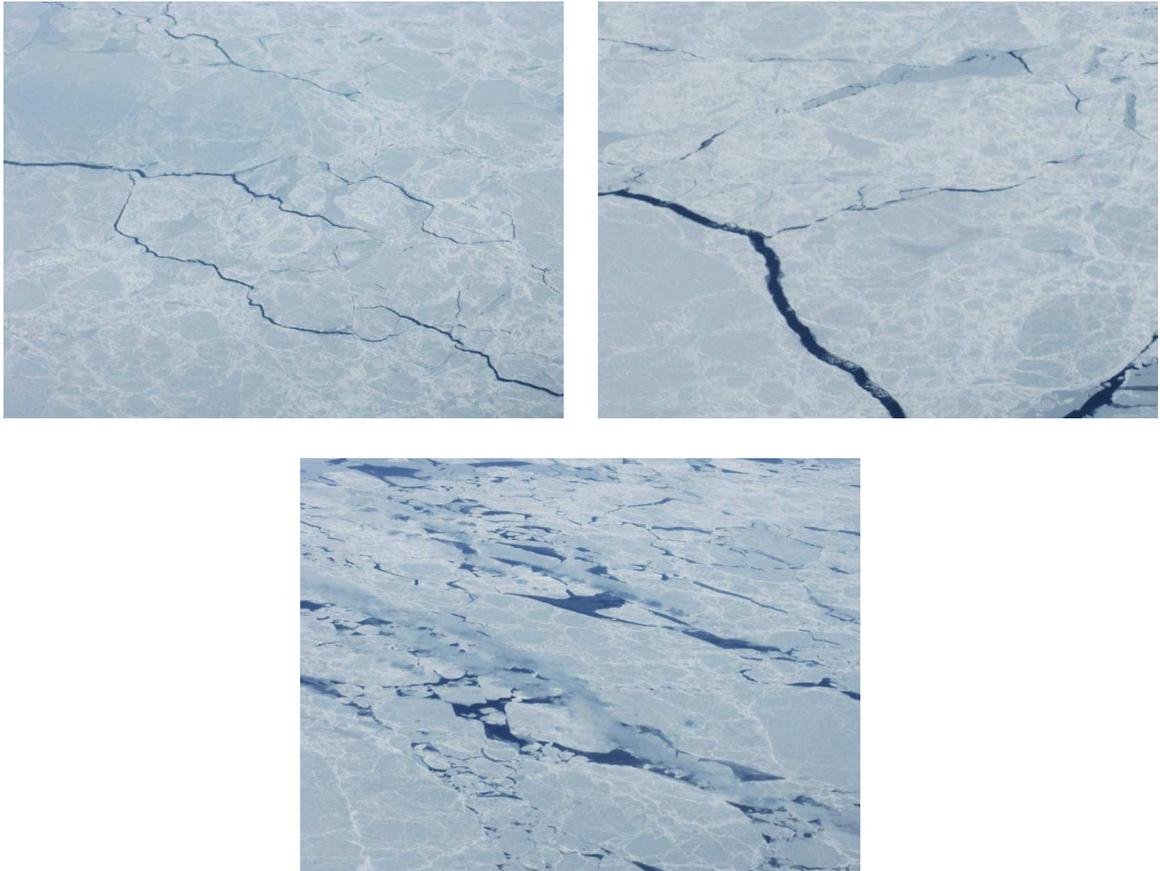
250 m von verschiedenen Packeisgebieten mit zahlreichen Rinnen. Die Aufnahmen zeigen jeweils ein Gebiet von 400 km x 300 km Größe. Die größten abgebildeten Rinnen haben eine Breite von ungefähr 20 bis 30 km, während der überwiegende Teil der Rinnen eine Breite im Bereich von unter einem bis hin zu wenigen Kilometern aufweist. Rinnen mit  $\lambda < 250$  m können nicht aufgelöst werden, sind aber sehr wahrscheinlich in großer Zahl vorhanden. Viele Rinnen sind ganz oder teilweise mit verschieden dickem Eis bedeckt. Besonders deutlich ist dies bei der breitesten Rinne in der rechten oberen Abbildung an den abgestuften Grautönen zu erkennen. Rinnen mit offenem Wasser (oder sehr dünnem Eis) erscheinen dagegen dunkelblau bis schwarz. Teilweise ist sogar Wolkenbildung über den Eisrinnen zu entdecken (Abbildung links unten). Die in den Luftbildaufnahmen in Abbildung 1.2 zu erkennenden Eisrinnen weisen schätzungsweise Durchmesser von einigen zehn bis hundert Metern auf. Auch sie sind zum Teil eisbedeckt und generieren Wolken. Eisrinnen verlaufen nur selten über längere Strecken geradlinig, sondern ändern häufig ihre Richtung und laufen mit anderen Eisrinnen zusammen. Miles und Barry (1998) stellten bei der Analyse von Satellitenaufnahmen aus fünf Wintern fest, dass Eisrinnen stückweise geradlinig und weitgehend parallel zueinander verlaufen, bzw. sich in einem Winkel von etwa 30° schneiden. Dies ist auch in Abbildung 1.1 teilweise zu erkennen. Typisch sind auch größere mit Eisschollen übersäte Gebiete, wie in Abbildung 1.2 unten oder in Abbildung 1.1 rechts unten zu sehen ist. Häufig ist es schwer, zwischen Eisrinnen und Polynyen zu unterscheiden.

Polynyen sind ausgedehntere und rundlichere Öffnungen im Meereis, deren Durchmesser von wenigen Kilometern bis hin zu einigen hundert Kilometern reichen kann. Es gibt zwei Arten von Polynyen: sogenannte *Latent Heat Polynyas* und *Sensible Heat Polynyas*. *Latent Heat Polynyas* entstehen an Stellen, wo sich neu bildendes Eis kontinuierlich vom Wind wegtransportiert wird, jedoch aufgrund von geographischen Gegebenheiten kein neues Eis herantransportiert werden kann. Dies ist meistens an Küsten oder Schelfeiskanten der Fall. Diese Art von Polynyen produziert große Mengen an Neueis, welches dann vom Wind wegtransportiert wird. Außerdem werden durch die ständigen Gefrierprozesse große Mengen an latenter Schmelzwärme an die Atmosphäre abgegeben. *Sensible Heat Polynyas* entstehen in Regionen, wo warmes Tiefenwasser an die Oberfläche tritt und sowohl das Packeis von unten abschmilzt als auch das Wiederzufrieren verhindert. Der Ozean gibt dadurch große Mengen an fühlbarer Wärme an die Atmosphäre ab und wird effektiv abgekühlt (Smith et al., 1990).

Während Polynyen in der Regel an den gleichen Orten auftreten und über mehrere Wochen oder Monate erhalten bleiben können, öffnen sich Eisrinnen sowohl zeitlich und räumlich zufällig. Sie können sich durch konvergierende Eisbewegungen auch schnell wieder schließen, frieren meistens aber zu. Im Winter geschieht dies typischerweise innerhalb von 12 bis 24 Stunden nach dem Öffnen (Miles und Barry, 1998). Eisrinnen können jedoch auch wochenlang geöffnet bleiben (Smith et al., 1990). Da zugefrorene Eisrinnen Schwachstellen im Packeis darstellen, werden sie häufig zusammengeschoben wodurch Eisrücken entstehen (Parmeter und Coon, 1972). Die räumliche Variabilität des Auftretens von Eisrinnen ist positiv mit der Divergenz der Meereisbewegung korreliert, wobei die Eisrinnen etwa senkrecht zu den mittleren Scherungsvektoren des Eises verlaufen (Miles und Barry, 1998). Sie sind



**Abbildung 1.1:** Packeis mit Eistrinnen und Polynyen in MODIS-Terra Satellitenaufnahmen ([NASA EOSDIS - NASA's Earth Observing System Data and Information System, 2013](#)). Von links oben nach rechts unten: Ochotskisches Meer am 06.02.2007, Arktischer Ozean nördlich von Kanada/Alaska am 14.04.2012 und 29.04.2012, Baffin Bay am 30.03.2012.



**Abbildung 1.2:** Luftbildaufnahmen von Eisrinnen über der Hudson Bay im März 2012 (eigene Fotos).

ganzjährig im gesamten Meereisbereich anzutreffen, jedoch mit höherer Wahrscheinlichkeit im Sommer und im Eisrandbereich. Ihr Anteil an der Gesamteisfläche liegt während des Winters bei 1-2 % in der zentralen Arktis und bei bis zu 20 % im Randeisbereich (Wadhams, 2000). Trotz des geringen Flächenanteils sind Eistrinnen für einen Großteil des Energieaustausches in den Polargebieten verantwortlich. Etwa 50 % des Wärmeverlustes durch Ozeane im winterlichen Meereisgebiet sind durch Eistrinnen bedingt (Ruffieux et al., 1995). Zudem sind Rinnen wie Polynyen maßgeblich an der Neueisproduktion beteiligt. Angenommen, dass 1 % der gesamten Packeisfläche aus Rinnen bestünde, so würden diese während des Winters durch ständige Gefrierprozesse etwa ebenso viel Neueis produzieren wie die restlichen 99 % der Packeisfläche (Maykut, 1986).

In der vorliegenden Arbeit sollen numerische Simulationen von offenen, nicht zufrierenden und geradlinig verlaufenden Eistrinnen durchgeführt werden, Polynyen werden nicht untersucht. Da die Auswirkungen von Eistrinnen und Polynyen auf die atmosphärische Grenzschicht jedoch prinzipiell gleich sind (Smith et al., 1990), sollen in dieser Einleitung auch Studien, die sich mit Polynyen beschäftigen, erwähnt werden.

Die Wärmebilanz an der Oberfläche von Eistrinnen (und Polynyen) lässt sich nach Smith et al. (1990) wie folgt ausdrücken:

$$H + LE - Q_s(1 - \alpha) + Q_L = H_w + L_f F. \quad (1.1)$$

Die einzelnen Terme bedeuten von links nach rechts: fühlbarer Wärmefluss  $H$ , latenter Wärmefluss (latente Verdunstungswärme  $L$ , Verdunstungsrate  $E$ ), Netto-Einstrahlung (solare Einstrahlung  $Q_s$ , Albedo  $\alpha$ ), langwellige Netto-Strahlung  $Q_L$ , fühlbarer Wärmefluss im Wasser  $H_w$ , latenter Wärmefluss im Wasser (latente Schmelzwärme  $L_f$ , Gefriertrate an der Wasseroberfläche  $F$ ). Positive Terme stehen hier für aufwärts gerichteten, negative Terme für abwärts gerichteten Wärmetransport<sup>1</sup>. Die Terme auf der linken Seite bezeichnen atmosphärische Prozesse und die Terme auf der rechten Seite Prozesse im Wasser. Der fühlbare Wärmefluss hängt aufgrund der in der Regel konstanten, nahe des Gefrierpunktes liegenden Wassertemperatur im wesentlichen von der Lufttemperatur, der Windgeschwindigkeit und dem Abstand von der Rinnenkante ab (Smith et al., 1990). Der latente Wärmefluss ist typischerweise deutlich geringer als der fühlbare Wärmefluss<sup>2</sup> und wird hauptsächlich von der Windgeschwindigkeit bestimmt. Die kurzwellige Strahlung in polaren Regionen ist im Winter vernachlässigbar, im Sommer jedoch beträchtlich. Hierbei ist die Albedo von Bedeutung, die für Eisflächen in der Regel sehr hoch ist ( $> 0,9$  bei frischer Schneedecke, ohne Schnee und bei dünnem Eis mit bis zu  $0,3$  deutlich geringer (Perovich, 1996), für offene Wasserflächen dagegen sehr niedrig (bei wolkenbedecktem Himmel ca.  $0,06$ , bei klarem Himmel und niedrigem Sonnenstand mit bis zu  $0,5$  deutlich höher (Payne, 1972). Bei der langwelligen Strahlungsbilanz dominiert die konstante Ausstrahlung über der Wasseroberfläche. Eistrinnen und Polynyen wirken wie "Fenster": Im Sommer absorbieren sie den

---

<sup>1</sup>Man beachte, dass in derartigen Bilanzgleichungen normalerweise die zur Erdoberfläche gerichteten Strahlungs- und Flussterme mit positivem Vorzeichen versehen sind.

<sup>2</sup>Bei Messungen in Polynyen von den Hartog et al. (1983) lagen die Werte des latenten Wärmeflusses bei etwa einem Viertel der Werte des fühlbaren Wärmeflusses.

Großteil der einfallenden solaren Strahlung, während diese über dem Eis fast vollständig reflektiert wird. Im Winter setzen Eisrinnen und Polynyen massiv Wärme frei, während das Eis als Isolator wirkt. Die Meereiskonzentration ist somit entscheidend für die Energiebilanz in den Polargebieten. Sowohl bei der Beobachtung als auch bei der Modellierung der Meereiskonzentration bestehen jedoch noch große Unsicherheiten.

In der vorliegenden Arbeit soll nur der fühlbare Wärmefluss in der Luft  $H$  untersucht werden. Der latente Wärmefluss soll in dieser Arbeit der Einfachheit halber genauso vernachlässigt werden wie die Strahlung und die Prozesse im Wasser. Es soll eine typische Situation im Winter bei Polarnacht und wolkenfreiem Himmel untersucht werden. Während im Sommer fast ständig starke Bewölkung vorherrscht, ist der Himmel im Winter im Durchschnitt die Hälfte der Zeit wolkenfrei (Mirocha et al., 2005).

## 1.2 Stand der Forschung

In der Vergangenheit wurden bereits zahlreiche Studien über den Einfluss von Eisrinnen auf die atmosphärische Grenzschicht<sup>3</sup> veröffentlicht, sowohl Messungen als auch numerische Simulationen. Mit Messungen, die während des AIDJEX<sup>4</sup>-Lead-Experiments (ALEX, Paulson und Smith, 1974) im Frühjahr 1974 stromaufwärts und stromabwärts von natürlichen und künstlichen Rinnen durchgeführt wurden, konnte ein Einfluss der Rinne auf die bodennahen Vertikalprofile von Wind und Temperatur stromabwärts der Rinne nachgewiesen werden. Die Abschätzung der turbulenten Wärmeflüsse aus diesen Profilen ergab Werte von wenigen  $\text{Wm}^{-2}$  über dem Eis stromaufwärts der Rinne und bis zu  $400 \text{ Wm}^{-2}$  über der Rinne (Andreas et al., 1979). Diese Größenordnungen wurden durch spätere Studien bestätigt. Ruffieux et al. (1995) fanden aus Daten der LEAD<sup>5</sup>-Kampagne (Frühjahr 1992, Details in Fett et al., 1994) eine Reduzierung des Wärmeflusses um den Faktor 5 bei eisbedeckter Rinne, jedoch immer noch signifikant höhere Flüsse als über dem Packeis. Zudem stellten sie über der Rinne einen deutlichen Tagesgang mit starken aufwärts gerichteten Wärmeflüssen in der Nacht und leichten abwärts gerichteten Wärmeflüssen am Tag fest.

Die hohen Wärmeflüsse führen zu starker Konvektion über und stromabwärts von Eisrinnen. Der konvektive Aufwindbereich kann unter bestimmten Bedingungen (breite Rinnen, schwacher Wind, tiefe Lufttemperatur, schwache Inversion) sogar die polare Inversion durchdringen und Wärme und Feuchte bis weit in die Troposphäre transportieren (Schnell et al., 1989). Diese Bedingungen treten in der Arktis nur sehr selten auf (Serreze et al., 1992), in der Antarktis hingegen häufiger (Dare und Atkinson, 1999). Manchmal führt die Konvektion zu Wolkenbildung, meist in Form von flachem Nebel, bei stärkerer Konvektion auch zu konvektiver Bewölkung, die in Form von Wolkenstraßen bis zu mehreren hundert Kilometern stromabwärts reichen kann (Schnell et al., 1989; Serreze et al., 1992; Fett

---

<sup>3</sup>Als atmosphärische Grenzschicht bezeichnet man den untersten Teil der Troposphäre, der unmittelbar von der Erdoberfläche beeinflusst wird (Kraus, 2008). Die Grenzschicht weist eine mittlere Mächtigkeit von 1 bis 2 km über Land und etwa 0,5 km über dem Meer auf (Foken, 2006).

<sup>4</sup>AIDJEX: Arctic Ice Dynamics Joint Experiment

<sup>5</sup>LEAD: Leads Experiment

et al., 1994). Burk et al. (1997) stellten in Simulationen der atmosphärischen Bedingungen während LEADEX fest, dass eine geringere Stabilität der Grenzschicht zu Wolkenbildung stromabwärts der Eisrinne führt. Gultepe et al. (2003) beobachteten in Messflügen über der Beaufort-See Wolkenbildung über Eisrinnen, Polynyen und Gebieten mit einer Mischung aus Eis- und Wasserflächen. Die Satellitenbilder in Abbildung 1.1 und die Luftbildaufnahmen in Abbildung 1.2 zeigen ebenfalls Wolkenbildung über Eisrinnen.

Analysen schmaler Rinnen ( $\lambda < 500$  m) zeigten eine nichtlineare deutliche Abnahme des über die Rinnenbreite normierten Wärmeflusses mit zunehmendem Fetch  $X^6$  für  $X < 100$  m (Andreas und Murphy, 1986; Andreas und Cash, 1999; Alam und Curry, 1997). Für  $X > 100$  m nähert sich der Wärmefluss einem konstanten Wert an. Dieses Verhalten erklären Andreas und Murphy (1986) und Alam und Curry (1997) damit, dass über schmalen Rinnen bzw. bei kurzem Fetch eine Mischung aus freier (durch die Temperaturunterschiede zwischen Luft und Wasser ausgelöst) und erzwungener (durch die Windscherung entstehender) Konvektion vorhanden ist, während über breiteren Rinnen bzw. weiter stromabwärts aufgrund des abnehmenden Temperaturgradienten zunehmend die erzwungene Konvektion dominiert und sich den Verhältnissen über offenem Meer annähert wird. Dabei transportiert die Kombination aus freier und erzwungener Konvektion die Wärme effektiver als wenn einer der beiden Konvektionstypen dominiert. Andreas und Cash (1999) führen die Mischung aus freier und erzwungener Konvektion bei kurzem Fetch darauf zurück, dass der bodennahe Wärmefluss noch nicht genügend Zeit hatte, die Luft über der Rinne zu labilisieren, während sich weiter stromabwärts die Konvektion organisiert, der Scherungsantrieb an Bedeutung verliert und allmählich die freie Konvektion den Wärmetransport dominiert.

Während die meisten Messungen von den umgebenden Eisflächen stromauf- und stromabwärts der Rinne aus durchgeführt wurden, konnten im Rahmen der Messkampagnen ARK XII<sup>7</sup> (Augstein, 1997) und WARPS<sup>8</sup> (Schauer und Kattner, 2004) Messungen direkt über Eisrinnen realisiert werden, sowohl mit einem 20-m-Mast am Bug des Forschungsschiffes Polarstern als auch mit dem helikoptergestützten Turbulenzmesssystem Helipod (Bange et al., 2002; Garbrecht, 2002; Lüpkes et al., 2004). Messungen der Windgeschwindigkeit stromaufwärts, über und stromabwärts einer Polynya zeigten ein Beschleunigen der Strömung nach dem Übergang vom Eis zu Wasser (verbunden mit einem Vertikaltransport von Impuls zur Oberfläche) sowie ein Abbremsen der Strömung nach dem Übergang auf das Eis stromabwärts der Rinne (Garbrecht, 2002). Als Grund hierfür wurde die geringere Oberflächenrauigkeit des Wassers angeführt. Dare und Atkinson (2000) beobachteten in numerischen Simulationen von Polynyen eine monotone Zunahme des Windes über den Polynyen und eine Abnahme über dem stromabwärtigen Eis. Sie führten die Änderungen der Windgeschwindigkeit vor allem auf das Heruntermischen von höherem Impuls durch die Konvektion über der Rinne zurück. Die Helipod-Messungen bei der WARPS-Kampagne zeigten, dass der auf eine Einheitsfläche normierte mittlere turbulente Wärmefluss über breiten Rinnen ( $\lambda > 10 z_i$ ) höher ist als über schmalen Rinnen (Lüpkes et al., 2004). Dies

<sup>6</sup>Als Fetch ist in diesem Fall die Wirkungslänge des Windes über der Rinne definiert, beginnend an der stromaufwärts gelegenen Rinnenkante.

<sup>7</sup>ARK: Arktis-Expedition

<sup>8</sup>WARPS: Winter Arctic Polynya Study

scheint zunächst im Widerspruch zu den oben genannten Ergebnissen von u.a. [Andreas und Cash \(1999\)](#) zu stehen. Allerdings wurden jene Erkenntnisse lediglich aus Analysen schmaler Rinnen ( $\lambda < 500$  m) gewonnen, und ein deutlicher Rückgang des Wärmeflusses mit  $\lambda$  nur für  $\lambda \ll 100$  m festgestellt. Das Verhalten des Wärmeflusses über breiten Rinnen wurde nicht untersucht. Während schmale Rinnen die Grenzschicht kaum beeinflussen, sind Rinnen ab einer Breite von etwa der zehnfachen Grenzschichthöhe in der Lage, konvektive Aufwindbereiche zu erzeugen, welche die gesamte Grenzschicht durchdringen ([Hartmann et al., 2003](#)). Die Beobachtungen bestätigten, dass dünnes Neueis von großer Bedeutung bei der Berechnung des Energiehaushaltes über dem Arktischen Ozean ist. Während bei einer Eisdicke von 10 cm noch starke Konvektion auftreten kann, wird bei einer Eisdicke von 35 cm der Wärmeaustausch wirksam unterdrückt ([Lüpkes et al., 2004](#)). Zudem wurde die Ausbildung einer internen Grenzschicht über und hinter der Rinne nachgewiesen ([Heide et al., 2004](#)). Die bisherigen Studien beschränken sich fast ausschließlich auf Eisrinnen in der Arktis. [Guest \(2007\)](#) führte im Rahmen des MaudNESS<sup>9</sup>-Projektes Messungen von turbulenten Wärmeflüssen über antarktischen Eisrinnen mit Hilfe von Drachen durch.

Die Zahl der numerischen Studien übersteigt die der Messungen bei Weitem. Dies liegt vor allem an dem erheblichen logistischen Aufwand, der betrieben werden muss, um fachgerechte Messungen durchzuführen. Außerdem werden Messungen direkt über der Rinne in der Regel vom Schiff oder Fluggerät gestört, auf dem die Messgeräte installiert sind. Messungen auf dem Eis stromauf- und stromabwärts der Rinne erfassen den Einfluss der Rinne auf die Grenzschicht nicht vollständig. Zudem sind die Messungen meist auf die bodennahe Grenzschicht beschränkt. Um den Einfluss von Eisrinnen auf die atmosphärische Grenzschicht besser verstehen zu können, ist eine lückenlose Erfassung der gesamten Grenzschicht erforderlich. Dies kann nur durch numerische Simulationen erreicht werden.

Studien mit eindimensionalen und mesoskaligen Modellen konnten die Beobachtungen bestätigen und ergänzend Aussagen über die Auswirkungen von Eisrinnen auf die gesamte Grenzschicht machen. In Simulationen mit einem eindimensionalen, Fetch-abhängigen Grenzschichtmodell von [Serreze et al. \(1992\)](#) reichte die von einer 1 km breiten Rinne generierte Konvektion bis in etwa 1 km Höhe. [Dare und Atkinson \(2000\)](#) untersuchten Polynyen mit einem mesoskaligen Modell und stellten konvektive Grenzschichten von 600 bis 1000 m Höhe fest. [Zulauf und Krueger \(2003\)](#) zeigten in hochauflösenden 2D-Simulationen, dass sich der konvektive Aufwindbereich mit zunehmender rinnensenkrechter Windgeschwindigkeit immer mehr stromabwärts neigt und abflacht (siehe dazu auch [Abbildung 1.3](#)). Für alle Windrichtungen wurde eine positive Korrelation von Konvektionshöhe und Rinnenbreite festgestellt. Bei rinnenparallelem Wind ging der bodennahe Wärmefluss bei Verdopplung der Rinnenbreite von 200 auf 400 m zunächst leicht zurück, um für  $\lambda = 800$  m anzusteigen. Mit signifikantem Wind senkrecht zur Rinne ergab sich ein monotoner Anstieg. [Zulauf und Krueger \(2003\)](#) erklären dieses Verhalten mit zwei konkurrierenden, negativen und positiven Rückkopplungen: Zum einen führt die längere Verweilzeit über breiten Rinnen zu einer stärkeren Erwärmung der Luft und zu einer Abnahme des Wärmeflusses, was verringerte Turbulenz, verringerte Windgeschwindigkeiten und damit eine noch längere Verweilzeit

---

<sup>9</sup>MaudNESS: Maud Rise Nonlinear Equation of State Study

zur Folge hat. Zum anderen geben breite Rinnen absolut betrachtet mehr Wärme ab und führen zu verstärkter und höher reichender Konvektion. Dies führt zu einer Verstärkung der Windgeschwindigkeit und somit zu einem höheren Wärmefluss. Unterstützend wirken die verstärkte horizontale und vertikale Einmischung von kälterer und impulsreicherer Luft. [Dare und Atkinson \(2000\)](#) beobachteten in ihren mesoskaligen Simulationen von Polynyen eine leichte Abnahme des Wärmeflusses bis zu einem Fetch von 1 km sowie eine Zunahme für  $1 \text{ km} < X < 20 \text{ km}$ . Diese Zunahme war verbunden mit einem Anstieg der bodennahen Windgeschwindigkeit. Für  $X > 20 \text{ km}$  nahm der Wärmefluss wieder ab, was die Autoren auf den dominierenden Einfluss des mit dem Fetch abnehmenden Temperaturgradienten zwischen Wasser und Luft zurückführen. Der über die gesamte Polynya gemittelte Wärmefluss sinkt dadurch für große Polynyen ab 30 km Durchmesser und nähert sich allmählich den Verhältnissen über offenem Meer an.

[Alam und Curry \(1998\)](#) simulierten das Eiswachstum über Rinnen und stellten bei einer mit 20 cm Eis bedeckten Rinne noch bis zu zehnfach erhöhte Wärmeflüsse gegenüber dem umgebenden Packeis fest.

[Lüpkes et al. \(2008b\)](#) wiesen mit einem eindimensionalen, mit einem thermodynamischen Meereismodell gekoppelten Atmosphärenmodell nach, dass die Erwärmung der Grenzschicht in den zentralen Polargebieten stark abhängig von dem Anteil der Eisrinnen im Meereis ist. Bei hoher Meereiskonzentration ( $> 95 \%$ ) hatte eine Verringerung der Meereiskonzentration um 1 % einen Temperaturanstieg um etwa 3,5 K zur Folge.

Die meisten numerischen Simulationen der Grenzschicht über Eisrinnen sind mit meso- und mikroskaligen Modellen durchgeführt worden, welche den turbulenten Austausch über der Rinne vollständig parametrisieren müssen. Eine adäquate Parametrisierung erfordert jedoch ein genaues Verständnis der turbulenten Prozesse in der Umgebung von Rinnen, welches bis heute noch nicht vorhanden ist. Large-Eddy-Simulations-Modelle (LES) können zumindest die größeren, energietragenden turbulenten Wirbel auflösen und müssen nur die subskalige Turbulenz parametrisieren. Sie sind daher besser dafür geeignet, den turbulenten Austausch über Eisrinnen zu untersuchen. Es wurden jedoch bisher nur einige wenige LES-Studien von Eisrinnen veröffentlicht.

[Glendening und Burk \(1992\)](#) konnten erstmals explizit die von Eisrinnen generierte Turbulenz auflösen. Bei der Simulation einer 200 m breiten Eisrinne stellten sie fest, dass über der Rinne einzelne thermische Auf- und Abwinde entstehen, welche vom Wind stromabwärts transportiert werden, dabei anwachsen und sich schließlich wieder auflösen. Im zeitlichen Mittel war ein konvektiver Aufwindbereich sichtbar, der sich zum Großteil hinter der Rinne über dem stromabwärtigen Eis über einer bodennahen stabilen Grenzschicht befand (vgl. [Abbildung 1.3](#) oben). [Glendening \(1994\)](#) weitete die Untersuchungen auf einen Fall mit parallel zur Rinne wehendem Wind aus und beobachtete die Entwicklung einer Sekundärzirkulation, welche zu einem starken, hochreichenden konvektiven Aufwindbereich direkt über der Rinne führte sowie schwachen Abwindbereichen im übrigen Modellgebiet (vgl. [Abbildung 1.3](#) Mitte). Bei der Vorgabe einer Windkomponente senkrecht zur Rinne schwächte sich der Aufwindbereich ab, verflachte und verlagerte sich über das stromabwärts gelegene Eis (vgl. [Abbildung 1.3](#) unten). Auch [Esau \(2007\)](#) stellte in Simulationen ohne Hintergrundwind eine Sekundärzirkulation fest. Dabei stiegen die Stärke der Zirkulation

und der Wärmeaustausch mit zunehmender Rinnenbreite an und erreichten ein Maximum bei einer Rinnenbreite von wenigen Kilometern. Bei breiteren Rinnen dominierte zunehmend Zellenkonvektion wie über offenem Meer, was zu einem deutlichen Rückgang des Wärmeflusses führte.

Weinbrecht und Raasch (2001) wiesen nach, dass die Auflösung in den Simulationen von Glendening und Burk (1992) zu grob war, um die Turbulenz über der Rinne auflösen zu können. Mit einer Verfeinerung der Gitterweite konnte zumindest die Konvektion über dem stromabwärtigen Teil der Rinne aufgelöst werden. Zudem wurde die Bedeutung einer möglichst hohen Modellauflösung für höhere Windgeschwindigkeiten herausgestellt, da mit zunehmender Windgeschwindigkeit die Grenzschicht über der Rinne flacher wird.

Die Literaturübersicht macht deutlich, dass bisher zwar schon eine Vielzahl numerischer Studien zu Eisrinnen durchgeführt worden ist, dass diese Studien aber nur einen sehr eingeschränkten Parameterraum umfassen, insbesondere nur einen sehr begrenzten Bereich an Rinnenbreiten. Zudem sind die Ergebnisse in den meisten Modellstudien von Modellparametern wie Auflösung und Modellgebietsgröße beeinflusst. Vergleiche mit den wenigen vorhandenen Messdaten sind in der Regel nur qualitativ und eingeschränkt durchgeführt worden. Sowohl Beobachtungen als auch Modellstudien konnten bisher keine eindeutige und das gesamte Spektrum an Rinnenbreiten umfassende Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite liefern.

## 1.3 Einfluss verschiedener Parameter auf den turbulenten Wärmeaustausch über Eisrinnen

### Windgeschwindigkeit und -richtung

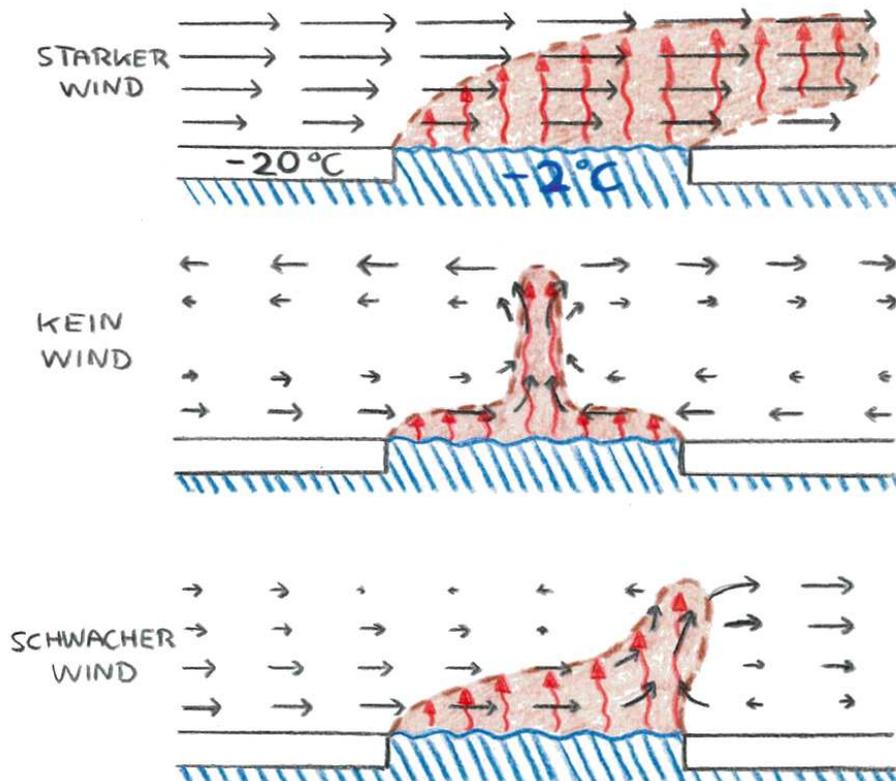
Sofern eine Windkomponente senkrecht zur Rinne vorhanden ist, bildet sich über der Rinne, beginnend an der stromaufwärts gelegenen Rinnenkante, eine interne konvektive Grenzschicht aus, die ungefähr mit  $z_i \sim \sqrt{X}$  anwächst<sup>10</sup> (Stull, 1988). Dies ist schematisch in Abbildung 1.3 oben dargestellt. Je stärker die rinnensenkrechte Windkomponente ist, desto weiter wird die interne konvektive Grenzschicht mit der durch die Rinne ausgelösten Konvektion auch über das stromabwärts angrenzende Eis advehiert. Bodennah bildet sich dort eine stabile interne Grenzschicht aus, da die zuvor von der Rinne erwärmte Luft durch das Eis gekühlt wird (siehe auch Temperaturprofile in Abbildungen 1.4 und 1.5). Der Wind sorgt durch stetige Zufuhr von frischer Kaltluft für eine Aufrechterhaltung des großen Temperaturunterschiedes zwischen Luft und Wasser, welcher proportional zum Wärmefluss ist. Über der Rinne erwärmte Luft wird rasch wegtransportiert und kalte Luft strömt nach. Zudem ist der Wärmefluss positiv mit der mittleren Windgeschwindigkeit korreliert. Zwar bleibt die Wärmemenge, die ein einzelnes Luftpaket erhält, durch die kürzere Verweilzeit über der Rinne etwa gleich, die Gesamtwärmeabgabe ist jedoch durch die mit der Windgeschwindigkeit steigende Zahl an Luftpaketen, die über die Rinne geführt werden, höher (Zulauf und Krueger, 2003).

---

<sup>10</sup>unter der Annahme eines linearen vertikalen Temperaturgradienten stromaufwärts der Rinne und eines konstanten Wärmeflusses über der Rinne

1.3. Einfluss verschiedener Parameter auf den turbulenten Wärmeaustausch über Eisrinnen

---



**Abbildung 1.3:** Schematische Darstellung des Einflusses der Windgeschwindigkeit. Der braun schattierte Bereich stellt die interne konvektive Grenzschicht dar (positiver Wärmefluss), die roten, geschwängelten Pfeile den turbulenten Wärmefluss und die schwarzen, geraden Pfeile den mittleren Wind.

Ohne mittleren Wind oder bei ausschließlich längs zur Rinne wehendem Wind ergibt sich ein fundamental verschiedenes Bild (vgl. Abbildung 1.3 Mitte). Es bildet sich eine thermisch direkte Zirkulation aus, die dem Land-See-Wind vergleichbar ist<sup>11</sup>. Die Zirkulation wird durch einen horizontalen Druckgradienten (anfangs in der Höhe, später auch bodennah) ausgelöst, der durch die starke Erwärmung und dementsprechende Ausdehnung der bodennahen Luftschicht über der Rinne hervorgerufen wird. Im unteren Bereich der Grenzschicht entwickelt sich ein Einströmen zur Rinnenmitte hin, darüber ein Ausströmen vom Zentrum der Rinne ausgehend nach außen. In der Rinnenmitte entsteht eine starke Konvergenz der Zirkulation, die in einem permanenten, kräftigen Aufwind (Plume) resultiert. Die Luft unmittelbar über der Wasseroberfläche erwärmt sich bei schwachem Wind stärker, wodurch der Temperaturunterschied zwischen Wasseroberfläche und darüberliegender Luftschicht geringer wird und damit der Wärmefluss und entsprechend auch die Stärke der Konvektion abnimmt. Die schwächeren Turbulenzelemente bewirken ebenfalls eine Reduzierung der Windgeschwindigkeit über der Rinne (in allen Komponenten). Eine negative Rückkopplung stellt sich ein. Dem entgegen wirkt jedoch die thermische Zirkulation, die verstärkt Luft von den beiderseits der Rinne gelegenen Eisflächen heranzführt und dadurch den Wärmefluss über der Rinne wieder verstärkt. Dies sorgt wiederum für eine Verstärkung der Sekundärzirkulation, wodurch sich eine positive Rückkopplung einstellt, die zu einem sehr effektiven Wärmeaustausch führt (Glendening, 1994; Esau, 2007).

Bei schwacher rinnensenkrechter Windkomponente oder schräger Anströmung der Rinne verlagert sich der Plume stromabwärts, und die Zirkulation wird deutlich beeinflusst, wie Abbildung 1.3 unten veranschaulicht.

Weitere Aspekte, die im Zusammenhang mit der Windgeschwindigkeit berücksichtigt werden müssen, sind zum einen die starke Abkühlung des Oberflächenwassers der Rinne und ein dadurch bedingtes schnelleres Zufrieren, zum anderen eine verstärkte Durchmischung des Wassers, die das Zufrieren wiederum verzögert.

Es stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen welcher Rückkopplungseffekt dominiert und bei welcher Windgeschwindigkeit die Wärmeabgabe der Rinne am größten ist.

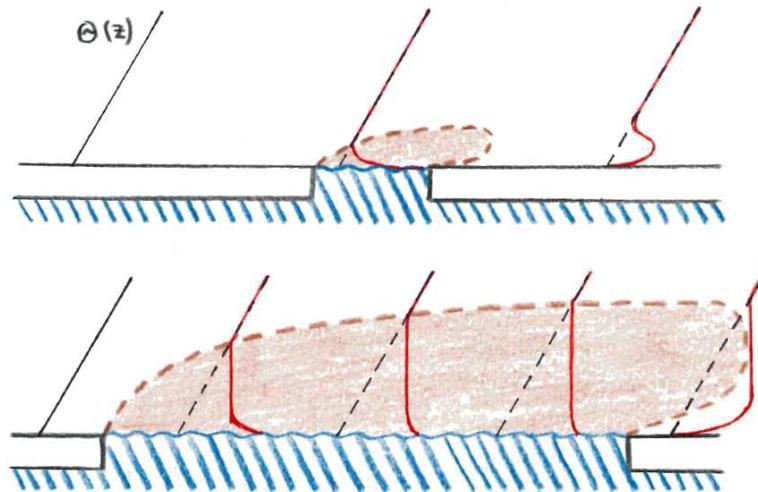
### Rinnenbreite

Ein weiterer wichtiger Parameter, der den Wärmeaustausch über Eisrinnen beeinflusst, ist die Rinnenbreite. Einerseits ist bei breiteren Rinnen (und gleichbleibender Windgeschwindigkeit) ein Luftpaket dem Einfluss der Rinne länger ausgesetzt. Dadurch erhält es zwar mehr Wärme, gleichzeitig verringert sich aber auch der Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser (siehe Abbildung 1.4 unten), wodurch der Wärmefluss abnimmt. Hierbei handelt es sich um eine negative Rückkopplung, da der geringere Wärmefluss durch die verringerte Turbulenzintensität eine Abnahme der Windgeschwindigkeit und damit eine längere Verweilzeit der Luftpakete zur Folge hat (Zulauf und Krueger, 2003).

Dem entgegen wirkt der folgende positive Rückkopplungseffekt: Breite Rinnen geben aufgrund der größeren Oberfläche absolut betrachtet mehr Wärme ab und führen zu verstärkter Konvektion und einem kräftigeren und höheren Aufwindbereich gegenüber

---

<sup>11</sup>Genaugenommen entspricht sie dem nächtlichen Landwind mit stark abgekühlter Landoberfläche und vergleichsweise warmer Meeresoberfläche.



**Abbildung 1.4:** Schematische Darstellung des Einflusses der Rinnenbreite. Der braun schattierte Bereich stellt die interne konvektive Grenzschicht dar (positiver Wärmefluss), zudem sind Vertikalprofile der potentiellen Temperatur eingezeichnet (schwarz: Profil stromaufwärts der Rinne, rot: modifiziertes Profil über und stromabwärts der Rinne).

schmalen Rinnen (vgl. Abbildung 1.4). Zudem werden auch eine ggf. von der Rinne ausgelöste Sekundärzirkulation und damit der bodennahe Wind verstärkt. Außerdem verstärken sich die horizontale und vertikale Einmischung kälterer Luft sowie die vertikale Einmischung impulsreicherer Luft, was ebenfalls zur Erhöhung der Windgeschwindigkeit und damit zu einer weiteren Verstärkung der Konvektion beiträgt (Zulauf und Krueger, 2003).

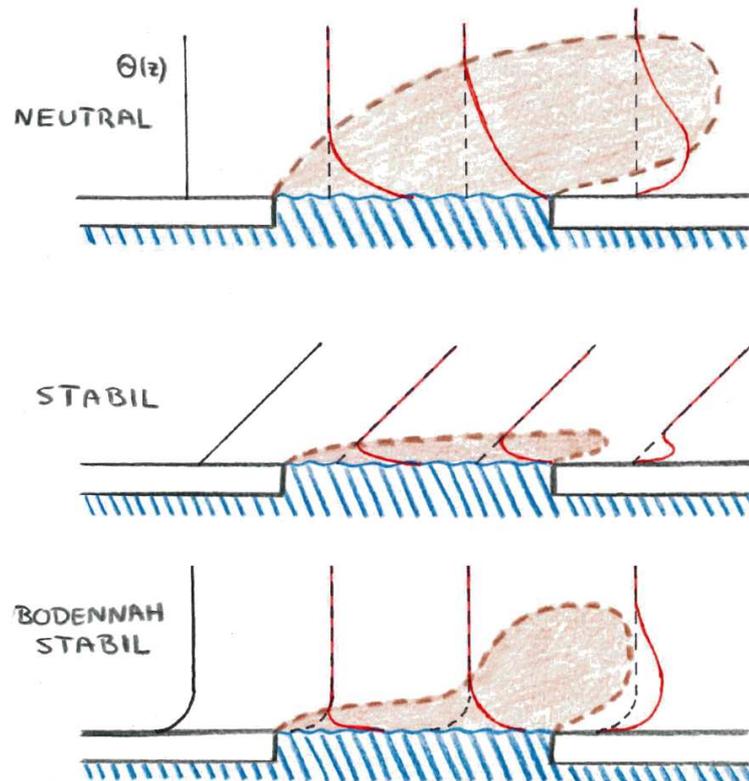
Bei sehr breiten Rinnen nähert sich der Wärmefluss jedoch den Verhältnissen über dem offenen Meer an. Es findet aufgrund der horizontalen Homogenität keine horizontale Einmischung kühlerer Luft mehr statt (Dare und Atkinson, 2000; Esau, 2007). Der bodennahe Temperaturgradient ist nur noch sehr gering, wie Abbildung 1.4 veranschaulicht, was zu einem stark reduzierten Wärmefluss führt.

Auch bei der Rinnenbreite stellt sich somit die Frage, wann welcher Rückkopplungseffekt dominiert und bei welcher Rinnenbreite am meisten Wärme abgegeben wird.

### Schichtung

Während über dem Eis in der Regel eine stabile bis neutrale Schichtung vorherrscht (meist überlagert von einer kräftigen Inversion in einigen hundert Metern Höhe (Hartmann et al., 1999; Lüpkes et al., 2012)), stellt sich über der offenen Rinne eine zumindest bodennah stark labile Schichtung ein, wie die Temperaturprofile in Abbildung 1.5 veranschaulichen. Hinter der Rinne bildet sich unmittelbar über dem Eis eine ausgeprägte bodennahe stabile Grenzschicht aus.

Eine neutrale Schichtung der Grenzschicht, wie sie häufig im Sommer oder bei stärkerem Wind beobachtet wird (Lüpkes et al., 2012), führt zu verstärkter Konvektion und vertikaler Durchmischung. Neben einer deutlich mächtigeren konvektiven Grenzschicht (vgl.



**Abbildung 1.5:** Schematische Darstellung des Einflusses der Schichtung. Der braun schattierte Bereich stellt die interne konvektive Grenzschicht dar (positiver Wärmefluss), zudem sind Vertikalprofile der potentiellen Temperatur eingezeichnet (schwarz: Profil stromaufwärts der Rinne, rot: modifiziertes Profil über und stromabwärts der Rinne).

Abbildung 1.5 oben) resultiert daraus eine Windzunahme über der Rinne, was wiederum zu einem höheren Wärmefluss führt. Außerdem erhöht sich der Wärmefluss durch den höheren Temperaturgradienten, der durch die verstärkte Zufuhr kalter Luft von den umliegenden Eisflächen generiert wird.

Ist die Grenzschicht stabil geschichtet, was vor allem im Winter und bei schwachem Wind der Fall ist, so wird die über der Rinne entstehende Konvektion unterdrückt und es erfolgt weniger vertikale Durchmischung. Die interne konvektive Grenzschicht ist sehr flach (vgl. Abbildung 1.5 Mitte). Dies hat wiederum eine stärkere Erwärmung der untersten Luftschicht über dem Wasser zur Folge. Insgesamt bedeutet das jedoch einen deutlich geringeren Wärmeaustausch, da dieser hauptsächlich auf die unterste Luftschicht begrenzt ist. Zudem verringert sich der Temperaturunterschied zwischen Wasser und unterster Luftschicht deutlich, so dass der Wärmefluss zurückgeht. Allerdings kann es bei nur bodennaher stabiler Schichtung zu einem Überschießen und einer starken konvektiven Entwicklung kommen (vgl. Abbildung 1.5 unten).

### Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser

Je kälter die Luft im Vergleich zum Wasser ist, desto mehr Wärme gibt dieses ab. Allerdings steigt damit auch die Wahrscheinlichkeit bzw. Geschwindigkeit des Zufrierens der Rinne deutlich an. Zwar gibt auch eine mit dünnem Eis bedeckte Rinne noch deutlich mehr Wärme an die Atmosphäre ab als das umliegende Packeis, jedoch nimmt der Wärmefluss mit zunehmender Eisdicke weiter ab (Alam und Curry, 1998).

### Anzahl der Rinnen

Während in Studien der Einfachheit halber meist nur einzelne Rinnen betrachtet werden, tritt dieser Spezialfall in der Natur nur selten auf. In der Regel findet man zahlreiche Eisrinnen, meist parallel verlaufend, vor (vgl. Abbildung 1.1). Der Abstand zwischen den Rinnen kann zwischen weniger als einem und mehr als 100 Kilometern variieren, wobei kleinere Abstände häufiger vorkommen (Lindsay und Rothrock, 1995). Weiter stromaufwärts gelegene Rinnen erwärmen die Grenzschicht, so dass der Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser bei stromabwärts gelegenen Rinnen geringer wird, und diese dadurch weniger Wärme abgeben. Dare und Atkinson (2000) untersuchten den Einfluss des Abstandes zwischen Polynyen. Dabei stellten sie höhere Wärmeflüsse für näher beieinander liegende Polynyen fest. Hierbei dominierte der Effekt der durch die stromaufwärts gelegene Polynya verursachten Zunahme der Windgeschwindigkeit über den Effekt des geringeren Temperaturgradienten zwischen Luft und Wasser aufgrund der Erwärmung der Luft durch die stromaufwärts gelegene Polynya.

## 1.4 Motivation und Ziele dieser Arbeit

Eisrinnen beeinflussen das Klima der Polargebiete in erheblichem Maße, da ein Großteil des Wärmeaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre im polaren Meereisgebiet über sie erfolgt. Um den Einfluss von Eisrinnen in Klimamodellen in Form von Parametrisie-

rungen adäquat berücksichtigen zu können, ist ein möglichst umfassendes Verständnis der Prozesse und Randbedingungen, welche den Wärmeaustausch über Eisrinnen beeinflussen, erforderlich. Da Messungen nur in Einzelfällen vorliegen und in der Regel auf die bodennahe Grenzschicht beschränkt sind, ist eine numerische Simulation der gesamten atmosphärischen Grenzschicht über und in der Umgebung von Eisrinnen unabdingbar. Meso- und mikroskalige Modelle können zwar größere Rinnen und den konvektiven Aufwindbereich als Ganzes auflösen, nicht jedoch die individuellen konvektiven Auf- und Abwinde. Die hierfür in den Modellen enthaltenen klassischen Turbulenzparametrisierungen sind für horizontal homogene Turbulenz entwickelt worden, nicht jedoch für Bereiche mit starken horizontalen Gradienten und internen Grenzschichten, wie sie bei Eisrinnen anzutreffen sind (Lüpkes et al., 2008a). Daher erscheint es sinnvoll, LES-Modelle zu verwenden, welche die Turbulenz im Bereich von Eisrinnen explizit auflösen können.

Im Rahmen eines von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten gemeinsamen Forschungsprojektes<sup>12</sup> des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung (AWI) und des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Leibniz Universität Hannover (IMUK), im Rahmen dessen auch die Anfertigung der vorliegenden Arbeit ermöglicht wurde, wurden Eisrinnen mit dem parallelisierten LES-Modell PALM<sup>13</sup> simuliert und die Ergebnisse dazu verwendet, Parametrisierungen des Rinneneffektes für das mikroskalige Modell METRAS<sup>14</sup> zu entwickeln. Die Parametrisierungen und die damit erzielten Ergebnisse werden in Lüpkes et al. (2008a), Gollnik (2008) und Lüpkes et al. (2012) beschrieben. Sie stellen einen wichtigen ersten Schritt in Richtung der zukünftigen Entwicklung einer allgemeingültigeren Parametrisierung dar, die schließlich auch in Klimamodellen genutzt werden könnte.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen Eisrinnen ausschließlich mit LES simuliert werden. Aufgrund der im Vergleich zu heute stark eingeschränkten Rechenkapazitäten waren die in früheren Studien verwendeten Gitterweiten häufig zu grob, um Konvektion über Eisrinnen auflösen zu können. Auch wurden oftmals nicht ausreichend große Modellgebiete verwendet, so dass eine nicht gewünschte Abhängigkeit der Ergebnisse von den numerischen Randbedingungen bestand, welche jedoch nie ausreichend in den entsprechenden Arbeiten thematisiert wurde. Mit dem LES-Modell PALM und dem zur Verfügung stehenden Höchstleistungsrechencluster des Norddeutschen Verbundes für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN) können die meisten Einschränkungen früherer Studien überwunden werden.

Zunächst soll in der vorliegenden Arbeit gezeigt werden, dass eine sehr hohe Auflösung nötig ist, um die Konvektion und den turbulenten Wärmefluss über Eisrinnen hinreichend auflösen zu können. Dazu sollen anfangs die Studien von Weinbrecht und Raasch (2001) zur Sensitivität des Wärmeaustausches über Eisrinnen bezüglich der Auflösung aufgegriffen und

---

<sup>12</sup>DFG-Vorhaben LU 818/1-1,2 und RA 617/14-1,2 mit dem Titel: "The physics of turbulence over Antarctic leads and polynyas and its parameterization: a joint study using observations, LES and a micro-/mesoscale model"

<sup>13</sup>PALM: Parallelisiertes LES-Modell

<sup>14</sup>METRAS: Mesoskaliges Transport- und Strömungsmodell (Schlünzen et al., 1996; Lüpkes und Schlünzen, 1996)

mit deutlich erhöhter Auflösung sowie angepassten Randbedingungen fortgeführt werden. Zur Anwendung kommen soll dabei auch ein Verfahren zur Generierung eines turbulenten Einströmens, um bereits stromaufwärts der Rinne eine vollständig entwickelte turbulente Strömung zu gewährleisten und um das Modellgebiet in Strömungsrichtung deutlich reduzieren zu können. Es soll nachgewiesen werden, dass PALM mit den zur Verfügung stehenden Ressourcen in der Lage ist, die Konvektion über nahezu der gesamten Rinne auflösen zu können.

Als Schwerpunkt dieser Arbeit soll die Effizienz des Wärmeaustausches in Abhängigkeit von der Rinnenbreite untersucht werden. Anschaulich dargestellt lautet die zentrale Fragestellung: Geben 10 schmale, 1 km breite Rinnen mehr oder weniger Wärme ab als eine einzelne 10 km breite Rinne? Wie zuvor geschildert, gelten bisher aus Messungen gewonnene Erkenntnisse nur für einen jeweils sehr eingeschränkten Parameterraum. Das gleiche gilt auch für viele Modellstudien, deren Ergebnisse sich zudem teilweise widersprechen und die in der Regel stark von den numerischen Randbedingungen beeinflusst werden. Insbesondere die Gitterweite war in nahezu allen Modellstudien deutlich zu grob, so dass der turbulente Wärmefluss über weiten Teilen der Rinne nicht oder nur unzureichend aufgelöst werden konnte. In der vorliegenden Arbeit soll die Abhängigkeit von numerischen Randbedingungen soweit wie möglich eliminiert werden und gleichzeitig ein breites Spektrum an Rinnenbreiten untersucht werden. Letzteres geschah erstmals in der Studie von [Esau \(2007\)](#). Deren Ergebnisse waren jedoch, wie in Kapitel 4.1 festgestellt wird, stark abhängig von numerischen Randbedingungen wie Modellgebietsgröße und Auflösung. In dieser Arbeit sollen die Ergebnisse von [Esau \(2007\)](#) für eine Situation ohne mittleren Wind verifiziert werden, Schwachstellen dieser Studie herausgestellt und beseitigt werden. Dabei soll in jedem Fall eine Unabhängigkeit von numerischen Randbedingungen wie Auflösung und Modellgebietsgröße gewährleistet werden. Dies ist nun dank der zur Verfügung stehenden Rechenleistung erstmals für ein großes Spektrum an Rinnenbreiten möglich. Des Weiteren soll für den gleichen Fall auch die Sensitivität von der Modellgebietsgröße, d.h. vom Abstand der Rinnen zueinander, untersucht werden.

Situationen ohne Hintergrundwind stellen einen Extremfall dar, wie er nur sehr selten in der Natur vorkommt. So wurden beispielsweise während der ARK XIX-Expedition in der Regel Windgeschwindigkeiten zwischen 2 und 10  $\text{ms}^{-1}$  gemessen. Die Extremwerte lagen bei 0,5 bzw. 18  $\text{ms}^{-1}$ , im Mittel über die gesamte Fahrtdauer waren es etwa 5  $\text{ms}^{-1}$  ([Schauer und Kattner, 2004](#)). Ähnliche Werte wurden auch in anderen Expeditionen gemessen. Aus diesem Grund soll die Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite auch für einen Fall mit einem signifikanten, senkrecht zur Rinne wehenden mittleren Wind untersucht werden. Es sollen die verschiedenen physikalischen Mechanismen der beiden Fälle mit und ohne mittleren Wind herausgestellt und die Ergebnisse verglichen werden.

Diese Dissertation ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird das verwendete LES-Modell PALM beschrieben sowie die Konfiguration für die Simulation von Eisrinnen erläutert. Kapitel 3 widmet sich den auf die Ergebnisse von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) aufbauenden Sensitivitätsstudien zur Auflösung der Turbulenz über einer einzelnen Eisrinne. Kapitel 4 beinhaltet die Untersuchungen zur Effizienz des Wärmeaustausches in Abhängigkeit von der Rinnenbreite. In Kapitel 4.1 wird die Studie von [Esau \(2007\)](#) verifiziert, in Kapitel

4.2 mit verbesserten Randbedingungen wiederholt und in Kapitel 4.3 auf einen Fall mit mittlerem Wind ausgeweitet. Abschließend fasst Kapitel 5 die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf mögliche weiterführende Untersuchungen.

# 2 Das parallelisierte LES-Modell PALM

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die atmosphärische Grenzschicht über Eisrinnen anhand numerischer Simulationen mit dem LES-Modell PALM untersucht. PALM geht auf ein seit 1989 am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Leibniz Universität Hannover entwickeltes Grobstruktursimulationsmodell zurück ([Raasch und Etling, 1991, 1998](#)). PALM (**PA**ralleliertes **LES**-Modell) ist die parallelisierte Version dieses Modells und wird in [Raasch und Schröter \(2001\)](#) vorgestellt. Das frei verfügbare und seit 2012 unter der GNU General Public License stehende Modell wird mittlerweile auch an zahlreichen anderen Forschungsinstituten genutzt und ständig weiterentwickelt. Nähere Informationen zum Modell finden sich online auf der PALM-Homepage ([PALM Documentation, 2014](#)). In diesem Kapitel soll zunächst in Abschnitt 2.1 eine kurze Einführung in Grobstruktursimulationen (LES) gegeben werden. In Abschnitt 2.2 wird anschließend das Modell PALM ausführlich beschrieben.

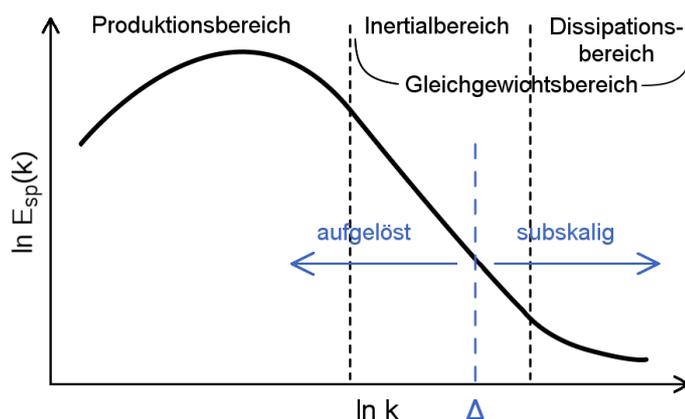
## 2.1 Grobstruktursimulationen (LES)

Unter dem Begriff Turbulenz versteht man das Auftreten ungeordneter, dreidimensionaler Fluktuationen verschiedener Größe, jedoch deutlich kleiner als die charakteristische Länge des untersuchten Problems ([Kraus, 2008](#)). In der turbulenten atmosphärischen Grenzschicht sind in die mittlere Strömung turbulente Wirbel verschiedenster Größen eingelagert. Das Größenspektrum reicht von großen Konvektionszellen der Größenordnung  $10^3$  m mit einer Lebensdauer von bis zu mehreren Stunden bis hin zu winzig kleinen Turbulenzelementen kleiner als  $10^{-3}$  m, die nur für Bruchteile von Sekunden bestehen ([Stull, 1988](#)).

Eine wichtige dimensionslose Kennzahl, welche die Eigenschaften einer hydrodynamischen Strömung beschreibt, ist die Reynoldszahl:

$$Re = \frac{U L}{\nu} \quad (2.1)$$

mit der charakteristischen Geschwindigkeit der Strömung  $U$  und der charakteristischen Längenskala der Strömung (z.B. Mächtigkeit der atmosphärischen Grenzschicht)  $L$  sowie der kinematischen Viskosität  $\nu$ . Die Reynoldszahl ist das Verhältnis zwischen Trägheitskräften und viskosen Reibungskräften und stellt ein Maß für den Turbulenzgrad einer Strömung dar. Je größer  $Re$  ist, desto stärker überwiegen die turbulenten gegenüber den molekularen Bewegungsvorgängen. Bis zu einer Reynoldszahl der Größenordnung  $10^3$ , auch kritische Reynoldszahl genannt, wird eine Strömung als laminar, d.h. frei von jeglicher Turbulenz,



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des Energiespektrums einer turbulenten atmosphärischen Grenzschicht (nach Kraus, 2008; Stull, 1988) mit der spektralen Energiedichte  $E_{sp}$  in Abhängigkeit von der Wellenzahl  $k$ .  $\Delta$  bezeichnet die Filterweite (Gitterweite) in einer LES.

bezeichnet (Blackadar, 1997). Erst oberhalb der kritischen Reynoldszahl kann der Umschlag in eine turbulente Strömung erfolgen. Für eine typische turbulente atmosphärische Grenzschicht mit  $U \sim 10 \text{ ms}^{-1}$ ,  $L \sim 1000 \text{ m}$  und  $\nu \sim 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  ergibt sich  $Re \sim 10^9$ .

Das typische, in Abbildung 2.1 dargestellte Energiespektrum einer turbulenten Grenzschicht weist ein breites Energiemaximum in den großen Skalen auf (kleine Wellenzahlen  $k$  entsprechen großen Wellenlängen). In diesem Produktionsbereich wird turbulente kinetische Energie (TKE) aus Instabilitäten in der Strömung generiert, entweder mechanisch durch Scherung und Reibung oder thermisch durch Auftrieb. Die damit verbundenen großen turbulenten Wirbel nennt man auch die energietragenden Wirbel, da sie den Großteil der turbulenten kinetischen Energie beinhalten. Davon klar getrennt ist der Dissipationsbereich am anderen Ende des Spektrums. Hier wird die Energie der kleinsten turbulenten Wirbel durch molekulare Reibung in Wärme umgewandelt. Der Übergangsbereich zwischen Produktionsbereich und Dissipationsbereich ist durch eine starke Abnahme der TKE gekennzeichnet. In diesem sogenannten Inertialbereich wird Energie weder produziert noch dissipiert, sondern lediglich zu immer kleineren Skalen transferiert. Größere Wirbel werden instabil und zerfallen in kleinere Wirbel und diese wiederum in immer kleinere Wirbel. Diesen Prozess, bei dem die Turbulenzenergie auf immer kleinere Wirbel verteilt wird, nennt man auch Energiekaskade. Die Transferrate im Inertialbereich ist dabei gleich der Dissipationsrate im Dissipationsbereich. Inertialbereich und Dissipationsbereich werden daher auch zusammengefasst als Gleichgewichtsbereich (engl.: *equilibrium range*) bezeichnet. Kolmogorov (1941) stellte die beiden Hypothesen auf, dass die spektrale Verteilung der Energie im Inertialbereich nur von der Transferrate, also der Dissipationsrate  $\epsilon$ , bestimmt wird, und im Dissipationsbereich neben  $\epsilon$  auch von der kinematischen Viskosität  $\nu$  bestimmt wird. Die erste Hypothese führt über Dimensionsbetrachtungen zu folgender Gesetzmäßigkeit für den Verlauf der spektralen Energiedichte  $E_{sp}$  im Inertialbereich:

$$E_{sp}(k) \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (2.2)$$

In der doppelt-logarithmischen Darstellung (Abbildung 2.1) führt dies im Inertialbereich zu einem linearen Rückgang der spektralen Energiedichte mit der Steigung  $-5/3$ . Aus der zweiten Hypothese lässt sich ebenfalls über Dimensionsbetrachtungen ein Maß für die typische Längenskala der Wirbel im Dissipationsbereich ermitteln, die Kolmogorovsche Dissipationslänge

$$\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}. \quad (2.3)$$

Mit dem Wert der kinematischen Viskosität von Luft  $\nu \sim 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  und einem typischen Wert für die Dissipationsrate in Bodennähe  $\epsilon \sim 10^{-2} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$  ergibt sich eine charakteristische Wirbelgröße im Dissipationsbereich von  $\eta \sim 1 \text{ mm}$ .

Grobstruktursimulationen, auch Large-Eddy-Simulationen oder kurz LES genannt, sind mittlerweile zu einem unverzichtbaren Werkzeug geworden, wenn es um die numerische Untersuchung der turbulenten atmosphärischen Grenzschicht geht. Sie sind klar zu unterscheiden von globalen oder mesoskaligen Modellen, in denen die zugrunde liegenden Gleichungen ensemble-gemittelt sind. Diese deshalb auch RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)- Modelle genannten Modelle besitzen typischerweise eine räumliche Auflösung von mehreren Kilometern bis Dekakilometern und können daher selbst die großen Skalen der Turbulenz nicht auflösen. Durch die zeitliche Mittelung der Modellgleichungen werden auch alle zeitlichen Schwankungen entfernt (Fröhlich, 2006). Mikroskalige Modelle lösen zwar mit Gitterweiten bis in den Meterbereich erheblich kleinere Strukturen auf, können aber ebenfalls nur die zeitlich gemittelte Strömung simulieren. In RANS-Modellen muss die Turbulenz vollständig parametrisiert, d.h. näherungsweise und statistisch als Funktion von wenigen bekannten, aufgelösten Größen beschrieben werden. RANS-Simulationen sind im Vergleich zu LES wesentlich kostengünstiger, weisen jedoch eine hohe Modellierungsunsicherheit auf (Fröhlich, 2006). Für globale Wetter- und Klimamodelle kann aufgrund der riesigen Modellgebietsgröße nur die RANS-Methode zum Einsatz kommen. Auch sonst wurden bei der anwendungsorientierten Simulation turbulenter Strömungen aus Kostengründen bisher hauptsächlich RANS-Modelle verwendet (Fröhlich, 2006).

Am anderen Ende des Modellspektrums stehen Direkte Numerische Simulationen (DNS) mit einem so feinen Gitter und kleinen Zeitschritt, dass sämtliche Skalen der Turbulenz aufgelöst werden können. DNS sind bis auf die Diskretisierung zwar exakt, jedoch äußerst rechenintensiv. Um in einer DNS das gesamte Turbulenzspektrum in allen drei Raumrichtungen auflösen zu können, muss die Gitterpunktzahl mindestens  $(L/\eta)^3$ , also  $10^{18}$  betragen. Hinzu kommt noch der proportional zur feineren Auflösung erforderliche kleinere Zeitschritt. Die bislang größte weltweit durchgeführte DNS umfasste  $4096^3$ , d.h.  $6,9 \cdot 10^{10}$  Gitterpunkte (Ishihara et al., 2007). Somit wird auch längerfristig keine DNS einer atmosphärischen Grenzschicht realisiert werden können. DNS sind daher begrenzt auf Strömungen mit relativ niedrigen Reynoldszahlen und werden hauptsächlich in der Grundlagenforschung angewendet (Lesieur et al., 2005).

LES verbinden die Vorteile von RANS und DNS. Sie lösen die Turbulenz zum großen Teil explizit auf, sind aber wesentlich weniger rechenintensiv als DNS und können auch auf relativ große Modellgebiete angewendet werden.

Das Grundprinzip von LES ist die Trennung der Skalen in eine Grobstruktur und eine Feinstruktur durch Filterung der Grundgleichungen des Modells. Die Filterweite, welche die Grobstruktur von der Feinstruktur trennt (in Abbildung 2.1 als  $\Delta$  bezeichnet), sollte dabei stets im Inertialbereich liegen und möglichst nahe am Dissipationsbereich. Die Filterung kann als räumliche Mittelung über ein Gittervolumen verstanden werden und unterscheidet sich von der Reynoldsmittelung in den RANS-Modellen, bei der über ein Ensemble gemittelt wird. Die Grobstruktur (*large eddies*) umfasst hauptsächlich den Produktionsbereich und wird vollständig vom Modell aufgelöst (siehe auch Abbildung 2.1). Sie ist stark von Umgebungsbedingungen wie der Topographie und der atmosphärischen Schichtung beeinflusst und weist keine universellen Eigenschaften auf. Man spricht auch von anisotroper Turbulenz. Der Dissipationsbereich mit seinen sehr kleinen Wirbeln, die Feinstruktur, wird im LES-Modell nicht aufgelöst, sondern vollständig parametrisiert. Die Feinstruktur ist wesentlich weniger sensibel gegenüber der Parametrisierung als die Grobstruktur, da sie einen universelleren Charakter hat und relativ unabhängig von den Randbedingungen ist. Die Turbulenz ist annähernd isotrop, d.h. ihre statistischen Eigenschaften sind überall gleich und richtungsunabhängig. Deshalb ist die Parametrisierung der Subskala, das sogenannte Subskalen-Modell, einfacher und allgemeingültiger als bei RANS-Modellen, bei denen alle Skalen der Turbulenz parametrisiert werden müssen, so dass je nach Anwendungsbereich unterschiedliche Parametrisierungen verwendet werden müssen. Der Inertialbereich als Trennzone zwischen der großskaligen aufgelösten und der sehr kleinskaligen parametrisierten Turbulenz wird teilweise aufgelöst, teilweise parametrisiert. Hier nimmt die Isotropie der Turbulenz allmählich mit  $k$  zu.

Die Anfänge der LES reichen bis in die frühen 1960er Jahre zurück. Basierend auf theoretischen Arbeiten von Smagorinsky (1958), führte Lilly (1962) erste zweidimensionale numerische Simulationen von konvektiven Aufwindbereichen durch und legte damit den Grundstein der LES (siehe auch Lilly, 1967). Deardorff (1970) führte Smagorinskys Arbeiten fort und präsentierte die ersten dreidimensionalen LES der atmosphärischen Grenzschicht. Deardorffs in zahlreichen weiteren Studien weiterentwickeltes Modell (siehe u.a. Deardorff, 1972, 1980) bildet bis heute die Grundlage für viele LES-Modelle im meteorologischen Bereich, so auch für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell PALM.

LES wurden zunächst vorwiegend für prinzipielle Untersuchungen der konvektiven Grenzschicht über homogenem Untergrund verwendet (z.B. Moeng, 1984; Mason, 1989; Schmidt und Schumann, 1989). Durch die immer leistungsfähigeren modernen Großrechner wurde mit höherer räumlicher Auflösung auch die Untersuchung von neutralen und stabilen Grenzschichten möglich (z.B. Drobninski und Foster, 2003; Beare et al., 2006). Heute zählen turbulente Strömungen über inhomogenen Oberflächen (Uhlenbrock, 2006), innerhalb von Pflanzenbeständen (Dupont et al., 2011) sowie die Umströmung von Gebäuden und Stadtvierteln (Letzel, 2007) zu den typischen Anwendungsgebieten von LES.

## 2.2 Modellbeschreibung

### 2.2.1 Das Grundgleichungssystem

Die Vorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht können mit einem System aus wenigen grundlegenden partiellen Differentialgleichungen beschrieben werden, auf denen auch die in PALM verwendeten Modellgleichungen basieren. Die Bewegung von Luftpartikeln unter dem Einfluss von Schwerkraft, Druckgradientkraft, Erdrotation und Reibung sowie unter der Voraussetzung der Impulserhaltung wird durch die Navier-Stokes-Gleichungen ausgedrückt:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \epsilon_{ijk} f_j u_k - g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu_m \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.4)$$

mit den Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $u_{i,j,k}$ , dem alternierenden Einheitstensor  $\epsilon_{ijk}$ , dem Coriolisparameter  $f_j$ , der Schwerebeschleunigung  $g$ , dem Kroneckersymbol  $\delta_{ij}$ , der Luftdichte  $\rho$ , dem Luftdruck  $p$  und dem molekularen Diffusionskoeffizienten für Impuls  $\nu_m$ .

Die Erhaltung der Masse beschreibt die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial u_k \rho}{\partial x_k}. \quad (2.5)$$

Die Erhaltung von innerer Energie und die Entwicklung der Temperatur wird durch den ersten Hauptsatz der Thermodynamik berücksichtigt:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u_k \frac{\partial \theta}{\partial x_k} + \nu_h \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_k^2} + Q_h \quad (2.6)$$

mit der potentiellen Temperatur  $\theta$ , dem molekularen Diffusionskoeffizienten für Wärme  $\nu_h$  sowie einem Term  $Q_h$ , der Quellen und Senken enthält.

Den Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur stellt die Zustandsgleichung für ideale Gase her:

$$p = \rho R T \quad (2.7)$$

mit der universellen Gaskonstante für trockene Luft  $R = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$  und der absoluten Temperatur  $T$ . Die potentielle Temperatur  $\theta$  ist mit der absoluten Temperatur  $T$  verknüpft über:

$$\theta(z) = T(z) \left( \frac{1000 \text{ hPa}}{p(z)} \right)^{R/c_p} \quad (2.8)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck  $c_p = 1005 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ .

Dieses System aus Grundgleichungen bildet die Basis für die Modellgleichungen, mit denen die prognostischen Variablen in PALM berechnet werden: die Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$ , die potentielle Temperatur  $\theta$  sowie in der feuchten Modellversion die

spezifische Feuchte  $q$  als passiver Skalar<sup>1</sup>. Hinzu kommt eine Gleichung für die subskalige TKE  $e$ , die im Abschnitt 2.2.2 vorgestellt wird.

Eine Vereinfachung der Grundgleichungen wird durch die sogenannte Boussinesq-Approximation erreicht. Die thermodynamischen Variablen  $p$ ,  $\rho$  und  $\theta$ , im folgenden zusammengefasst als  $\psi$ , werden aufgespalten in einen Grundzustand  $\psi_0$ , der sich nur mit der Höhe ändern soll, und eine Abweichung vom Grundzustand  $\psi^*$ :

$$\psi(x,y,z,t) = \psi_0(z) + \psi^*(x,y,z,t). \quad (2.9)$$

Für den Grundzustand des Druckes gelten die statische Grundgleichung  $\partial p_0/\partial z = -g\rho_0$  und die Gasgleichung  $p_0 = \rho_0 RT_0$ . Im Druckgradientterm werden auch horizontale Druckunterschiede für den Grundzustand zugelassen und die geostrophische Windbeziehung verwendet:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_0}{\partial x_i} = \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g}. \quad (2.10)$$

Die Kontinuitätsgleichung vereinfacht sich durch die Boussinesq-Approximation zu:

$$\frac{\partial \rho_0 u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.11)$$

und mit der zusätzlichen Annahme, dass  $\rho_0 = const.$  zu:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.12)$$

das Geschwindigkeitsfeld wird also divergenzfrei. Wendet man Gleichung 2.9 auf die mit  $\rho$  multiplizierte Gleichung 2.4 an, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(1 + \frac{\rho^*}{\rho_0}\right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k}\right) &= -\rho_0 \left(1 + \frac{\rho^*}{\rho_0}\right) \epsilon_{ijk} f_j u_k - \rho_0 \left(1 + \frac{\rho^*}{\rho_0}\right) g \delta_{i3} \\ &\quad - \frac{\partial p_0}{\partial x_i} - \frac{\partial p^*}{\partial x_i} - \rho_0 \left(1 + \frac{\rho^*}{\rho_0}\right) \nu_m \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2}\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Im Folgenden wird  $\rho^*/\rho_0 \ll 1$  angenommen, so dass einige Terme in 2.13 wegfallen. Im Auftriebsterm sollen die Dichteunterschiede jedoch erhalten bleiben, um Vertikalbewegungen als Folge von horizontalen Dichteunterschieden zuzulassen. Die Dichteunterschiede im Auftriebsterm können näherungsweise durch leichter zu bestimmende Temperaturunterschiede ersetzt werden (zur Herleitung aus der Gasgleichung siehe z.B. Etling, 2002):

$$-\frac{\rho^*}{\rho_0} g \delta_{i3} \approx \frac{\theta^*}{\theta_0} g \delta_{i3}. \quad (2.14)$$

Die Boussinesq-approximierten Navier-Stokes-Gleichungen unter Berücksichtigung von Gleichung 2.10 lauten schließlich:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial u_k u_i}{\partial x_k} - (\epsilon_{ijk} f_j u_k - \epsilon_{i3k} f_3 u_{k_g}) + g \delta_{i3} \frac{\theta^*}{\theta_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} + \nu_m \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2}. \quad (2.15)$$

<sup>1</sup>Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Simulationen wurde eine trockene Atmosphäre angenommen. Daher soll im Folgenden lediglich die trockene Modellversion beschrieben werden.

Die Boussinesq-Approximation dient neben der Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichungen auch dazu, Schallwellen herauszufiltern, die ansonsten zu einem extrem kleinen Zeitschritt und damit zu einer um ein Vielfaches höheren Rechenzeit führen würden.

Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, basiert eine LES auf dem Prinzip der Skalentrennung in aufgelöste und subskalige Turbulenz. In einer DNS könnte man die Grundgleichungen in ihrer jetzigen Form (Gleichungen 2.6, 2.12 und 2.15) prinzipiell numerisch lösen. In einer LES müssen die Gleichungen jedoch noch räumlich gefiltert werden, um die großen aufgelösten von den kleinen zu parametrisierenden Skalen zu trennen. Dazu wird eine Filterung nach Schumann (1975) verwendet, bei der die Modellgleichungen implizit durch Mittelung über ein Gittervolumen und einen Zeitschritt gemittelt werden. Die Filterweite  $\Delta$  entspricht dabei der Gitterweite  $\Delta x$ . Dies hat den Vorteil, dass kein zusätzlicher analytischer Filter verwendet werden muss, sondern die Filterung bereits automatisch durch die numerische Diskretisierung erfolgt, womit Rechenzeit gespart werden kann. Der Filter erhält dadurch die Eigenschaften einer Reynolds-Mittelung, d.h. es gilt:

$$\overline{\overline{\psi}} = \overline{\psi} \quad , \quad \overline{\psi'} = 0 \quad \text{und} \quad \overline{\overline{\psi\phi}} = \overline{\overline{\psi}}\overline{\overline{\phi}} + \overline{\overline{\psi'\phi'}}. \quad (2.16)$$

Die prognostischen Variablen werden in einen gefilterten, aufgelösten Anteil  $\overline{\psi}$  und einen subskaligen Anteil  $\psi'$  aufgespalten, so dass gilt:

$$\psi'(x_i, t) = \psi(x_i, t) - \overline{\psi}(x_i, t). \quad (2.17)$$

Das gefilterte, Boussinesq-approximierte Grundgleichungssystem lautet schließlich:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u}_k \overline{u}_i}{\partial x_k} - (\epsilon_{ijk} f_j \overline{u}_k - \epsilon_{i3k} f_3 \overline{u}_{k_g}) + \frac{\overline{\theta^*}}{\theta_0} g \delta_{i3} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p^*}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k}, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u}_k \overline{\theta}}{\partial x_k} - \frac{\partial H_k}{\partial x_k} + Q_h, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} = 0. \quad (2.20)$$

Hierbei wurde der molekulare Reibungsterm vernachlässigt, da er in der atmosphärischen Grenzschicht um viele Größenordnungen kleiner ist als der nun hinzugekommene turbulente Reibungsterm  $\partial \tau_{ki} / \partial x_k$  (Etling, 2002). Die neuen Terme enthalten die subskaligen Flüsse von Impuls  $\tau_{ki} = \overline{u'_k u'_i}$  und Temperatur  $H_k = \overline{u'_k \theta'}$ , die im Subskalen-Modell parametrisiert werden müssen (siehe Kapitel 2.2.2).

### 2.2.2 Das Subskalen-Modell

Durch die Filterung der Modellgleichungen sind neue unbekannte Variablen aufgetaucht. Diese subskaligen Flüsse von Impuls und Temperatur,  $\tau_{ki}$  und  $H_k$ , müssen parametrisiert werden, damit die prognostischen Gleichungen numerisch gelöst werden können. Man nennt dies Turbulenzschließung, da das Gleichungssystem mehr Unbekannte als Gleichungen hat

und geschlossen werden muss, indem die zusätzlichen Unbekannten (die subskaligen turbulenten Flüsse) jeweils durch mittlere, aufgelöste Größen ausgedrückt werden. Ein häufig verwendeter Ansatz hierfür ist der Gradient-Ansatz für turbulente Flüsse, wie er auch im Subskalen- (SGS-)Modell von PALM verwendet wird, das dem von [Deardorff \(1980\)](#) entspricht<sup>2</sup>:

$$\tau_{ki} = -K_m \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right), \quad (2.21)$$

$$H_k = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k}. \quad (2.22)$$

Der turbulente Fluss wirkt jeweils gegen den Gradienten der mittleren Größe und ist mit diesem über eine Proportionalitätskonstante  $K$ , den turbulenten Diffusionskoeffizienten, verknüpft.

Die turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls  $K_m$  und für Wärme  $K_h$  sind Funktionen der subskaligen TKE  $e = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$  und des Mischungsweges  $l$ :

$$K_m = C_m l \sqrt{e}, \quad (2.23)$$

$$K_h = \left( 1 + 2 \frac{l}{\Delta} K_m \right). \quad (2.24)$$

$C_m$  ist die Smagorinsky-Konstante mit dem Wert 0,1,  $\Delta$  leitet sich aus den Gitterweiten ab:  $\Delta = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3}$ . Der Mischungsweg  $l$  ist ein Maß für die Größe der subskaligen Turbulenzelemente und ist wiederum von der Schichtung abhängig:

$$l = \begin{cases} \min(\Delta, 0,7 z) & \text{für } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \leq 0 \\ \min\left(\Delta, 0,7 z, 0,76 \sqrt{e} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^{-1/2}\right) & \text{für } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0 \end{cases} \quad (2.25)$$

wobei  $z$  der Abstand zur Erdoberfläche ist.

Wie bereits erwähnt, wird die subskalige TKE als einziges Moment zweiter Ordnung nicht parametrisiert sondern durch eine eigene prognostische Gleichung berechnet:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{u}_k e}{\partial x_k} - \tau_{ki} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{g}{\theta_0} \overline{u'_3 \theta'} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{u'_k \left( e' + \frac{p'}{\rho_0} \right)} \right] - \epsilon. \quad (2.26)$$

Die Turbulenzschließung wird vervollständigt durch die Parametrisierung der subskaligen Terme in der prognostischen TKE-Gleichung. Der vertikale turbulente Temperaturfluss  $\overline{u'_3 \theta'}$  wird nach Gleichung 2.22 parametrisiert. Die turbulenten Flüsse von TKE  $\overline{u'_k e'}$  und Druckschwankungen  $\overline{u'_k p'}$  werden als Funktion der mittleren TKE wie folgt parametrisiert:

$$\overline{u'_k \left( e' + \frac{p'}{\rho_0} \right)} = -2K_m \frac{\partial e}{\partial x_k}. \quad (2.27)$$

<sup>2</sup>Deardorffs Modell stellt eine Modifikation des Smagorinsky-Modells dar ([Smagorinsky, 1963](#)).

Die Dissipationsrate der subskaligen TKE  $\epsilon$  wird parametrisiert durch:

$$\epsilon = \left( 0,19 + 0,74 \frac{l}{\Delta} \right) \frac{e^{3/2}}{l}. \quad (2.28)$$

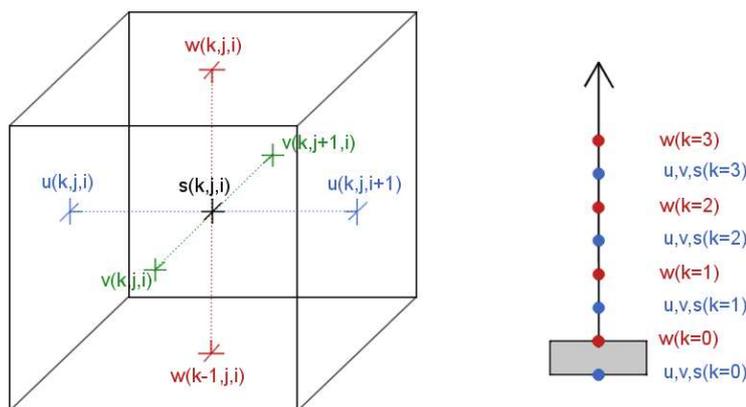
Die in PALM verwendete Turbulenzschließung ist eine Schließung 1,5-ter Ordnung, da nicht alle Momente zweiter Ordnung parametrisiert werden sondern für die TKE eine eigene prognostische Gleichung gerechnet wird, in der Momente dritter Ordnung auftreten. Das in PALM verwendete Subskalen-Modell nach Deardorff (1980) ist aufgrund seiner Einfachheit in vielen LES-Modellen implementiert. Es gibt durchaus anspruchsvollere Subskalen-Modelle mit Schließungen höherer Ordnung, in denen einige Nachteile des Deardorff-Modells behoben werden. So ist ein universeller, konstanter Wert von  $C_m$  nicht für die Simulation verschiedener Strömungstypen geeignet (Germano et al., 1991). Dies wird in sogenannten dynamischen SGS-Modellen berücksichtigt, in denen  $C_m$  variabel ist und während der Simulation laufend neu bestimmt wird. Ein weiterer Nachteil des Deardorff-Modells ist die Nichtberücksichtigung des Transports von Turbulenzenergie von den kleinen zu den großen Skalen (sogenanntes *back-scattering*, Chlond, 1998). Allerdings hat ein Vergleich verschiedener Subskalen-Modelle ergeben, dass die Ergebnisse bei ausreichend hoher Auflösung nahezu unabhängig vom verwendeten Subskalen-Modell sind (Beare et al., 2006). PALM kann dadurch beim Subskalen-Modell Rechenzeit einsparen, die wiederum in eine höhere Auflösung investiert werden kann.

### 2.2.3 Diskretisierung und Zeitschrittverfahren

Damit die prognostischen Gleichungen numerisch gelöst werden können, müssen sie diskretisiert werden, d.h. auf diskrete räumliche und zeitliche Punkte überführt werden. Dies geschieht in PALM nach der Methode der finiten Differenzen. Dazu werden die Differentialoperatoren  $\partial$  durch zentrierte Differenzen  $\Delta$  approximiert. Die räumliche Diskretisierung der Gleichungen erfolgt auf einem rechtwinkligen, versetzten Gitter, auch als Arakawa-C-Gitter bekannt (Arakawa, 1966), dessen Eigenschaften in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt sind. Die skalaren Variablen (z.B.  $\theta$ ,  $e$  und  $p^*$ ) sind jeweils auf dem Mittelpunkt eines Gittervolumens definiert, während die vektoriellen Größen ( $u, v, w$ ) jeweils um eine halbe Gitterweite in der jeweiligen Raumrichtung ( $x, y, z$ ) versetzt angeordnet sind und somit auf den Mittelpunkten der Randflächen des Gittervolumens liegen. Das Gitter ist für die horizontalen Raumrichtungen jeweils äquidistant. In vertikaler Richtung kann das Gitter gestreckt werden, um Rechenzeit zu sparen. Dies sollte jedoch erst oberhalb der turbulenten Grenzschicht geschehen, damit sich die schlechtere Auflösung nicht auf die Grenzschichtturbulenz auswirkt.

Die Diskretisierung der Advektionsterme erfolgt in der aktuellen Modellversion standardmäßig mit einem Advektionsverfahren fünfter Ordnung von Wicker und Skamarock (2002). Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen kam jedoch noch das Advektionsverfahren zweiter Ordnung von Piacsek und Williams (1970) zur Anwendung.

Die zeitliche Integration der prognostischen Gleichungen erfolgt in PALM standardmäßig mit einem Runge-Kutta-Verfahren dritter Ordnung (Durrant, 1999), das in PALM Docu-



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des in PALM verwendeten numerischen Arakawa-C-Gitters.

mentation (2010) beschrieben wird. Während eines Zeitschrittes werden drei Teilschritte durchgeführt und die resultierenden Tendenzterme anschließend gewichtet gemittelt. Das Zeitschrittverfahren ist vorwärtsgerichtet, d.h. es werden nur Informationen vom gegenwärtigen Zeitpunkt verwendet. Um die numerische Stabilität des Zeitschrittverfahrens sicherzustellen, darf der Zeitschritt einen bestimmten Wert nicht überschreiten:

$$\Delta t = f_c \min(\Delta t_{\text{CFL}}, \Delta t_{\text{Diff}}). \quad (2.29)$$

Dabei ist  $f_c$  ein je nach Zeitschrittverfahren zu bestimmender Sicherheitsfaktor. Das CFL-Kriterium  $\Delta t_{\text{CFL}}$  (Courant-Friedrichs-Lewy, Courant et al., 1928), auch Advektionskriterium genannt, stellt sicher, dass eine Größe während eines Zeitschrittes nur über maximal eine Gitterweite advehiert wird:

$$\Delta t_{\text{CFL}} \leq \min\left(\frac{\Delta x_i}{\bar{u}_{i_{\max}}}\right). \quad (2.30)$$

Das Diffusionskriterium  $\Delta t_{\text{Diff}}$  (Roache, 1985) lautet:

$$\Delta t_{\text{Diff}} \leq 0,125 \cdot \min\left(\frac{\Delta x_i^2}{\max(K_m, K_h)}\right). \quad (2.31)$$

Das Runge-Kutta-Verfahren ist im Vergleich zu anderen Zeitschrittverfahren wie z.B. dem Leap-Frog-Verfahren zwar komplexer, jedoch numerisch wesentlich stabiler. Daher reicht ein Sicherheitsfaktor von  $f_c = 0,9$  aus im Vergleich zu 0,1 beim Leap-Frog-Verfahren. Mit dem Runge-Kutta-Verfahren kann daher, trotz der zusätzlichen Teilzeitschritte, erheblich Rechenzeit eingespart werden.

Damit die bei der Boussinesq-Approximation gemachte Annahme der Inkompressibilität der Strömung erfüllt ist, muss die Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes sichergestellt werden. Dies geschieht in PALM über eine Prädiktor-Korrektor Methode nach

Patrinos und Kistler (1977). Zunächst werden die gefilterten Boussinesq-approximierten Navier-Stokes-Gleichungen (2.18) ohne den Druckterm gelöst. Das hieraus resultierende vorläufige Geschwindigkeitsfeld ist in der Regel nicht divergenzfrei. Daher kommt im zweiten Schritt ein sogenannter Drucklöser zum Einsatz, der die Divergenzen zumindest um einige Größenordnungen reduzieren kann. Für das geforderte divergenzfreie Geschwindigkeitsfeld gilt:

$$\bar{u}_i^{t+\Delta t} = \bar{u}_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^{*t}}{\partial x_i}. \quad (2.32)$$

Dabei ist  $\bar{u}_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t}$  das nach der zeitlichen Integration erhaltene vorläufige Geschwindigkeitsfeld und der letzte Term der sogenannte Stördruckterm mit dem Stördruck  $p^*$ . Die Forderung nach Divergenzfreiheit lässt sich formulieren als:

$$\frac{\partial \bar{u}_i^{t+\Delta t}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{u}_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^{*t}}{\partial x_i} \right) \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.33)$$

woraus sich für das Stördruckfeld ergibt:

$$\frac{\partial^2 \bar{p}^{*t}}{\partial x_i^2} = \frac{\rho_0}{\Delta t} \frac{\partial \bar{u}_{i,\text{vorl}}^{t+\Delta t}}{\partial x_i}. \quad (2.34)$$

Die Lösung dieser Poisson-Gleichung für den Stördruck erfolgt in PALM standardmäßig mittels Fast-Fourier-Transformation (FFT). Dieses Verfahren ist sehr genau, erfordert jedoch zyklische seitliche Randbedingungen (siehe Kapitel 2.2.4). Im Falle von nicht-zyklischen Randbedingungen wird das sogenannte Multigrid-Verfahren verwendet. Beide Verfahren werden ausführlich in Uhlenbrock (2001) beschrieben.

## 2.2.4 Initialisierung und Randbedingungen

Um die prognostischen Gleichungen eindeutig lösen zu können, müssen geeignete Anfangs- und Randbedingungen vorgegeben werden. Bei der Wahl der Randbedingungen kommt es, abgesehen von physikalischen Rändern wie dem Erdboden, darauf an, dass diese die Strömung möglichst wenig beeinflussen.

### Die seitlichen Ränder

Die seitlichen Ränder werden in PALM standardmäßig durch zyklische Randbedingungen realisiert, so dass sich das Modellgebiet im Prinzip unendlich fortsetzt. Aus dem Ausströmrund hinaustransportierte Strukturen kommen am jeweils gegenüberliegenden Rand wieder in das Modellgebiet hinein. Es gilt  $\psi(i = -1) = \psi(i = N_x)$  und  $\psi(i = N_x + 1) = \psi(i = 0)$ .

Wie in Kapitel 3.2 ausführlicher erläutert wird, eignen sich zyklische Randbedingungen in der Regel nur für Simulationen mit homogenem Untergrund und nur bedingt für die Simulation von Eisrinnen. Soweit sinnvoll, werden für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten

Simulationen stattdessen in Hauptströmungsrichtung nicht-zyklische seitliche Randbedingungen verwendet<sup>3</sup>. Ein fester Einströmrand wird durch Dirichlet-Randbedingungen realisiert. Dabei werden zeitlich konstante Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten und der potentiellen Temperatur vorgegeben und die Vertikalgeschwindigkeit auf Null gesetzt. Der offene Ausströmrand wird durch Strahlungsrandbedingungen für die Geschwindigkeitskomponenten nach [Orlanski \(1976\)](#) realisiert, mit denen Turbulenzstrukturen ohne Wechselwirkung mit dem Rand (Reflexionen) aus dem Modellgebiet hinaus advehiert werden können. Auch Wellen dürfen nicht am Rand reflektiert werden. Dazu wird am Ausströmrand statt der prognostischen Gleichung eine eindimensionale Transportgleichung der Form

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -c_{u_i} \frac{\partial u_i}{\partial x} \quad (2.35)$$

gelöst. Zur Bestimmung der Transportgeschwindigkeit  $c_{u_i}$  wird die tatsächliche Geschwindigkeit am jeweils benachbarten, stromaufwärts liegenden Gitterpunkt herangezogen:

$$c_{u_i} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{u_{i=N_x-1}^t - u_{i=N_x-1}^{t-1}}{u_{i=N_x-1}^{t-1} - u_{i=N_x-2}^{t-1}}. \quad (2.36)$$

Für  $c_{u_i}$  muss dabei gelten:

$$c_{u_i} \geq 0 \quad \text{und} \quad c_{u_i} \leq \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (2.37)$$

Sollten sich negative Werte ergeben, wird  $c_{u_i}$  auf den Wert 0 gesetzt, und falls die zweite Bedingung nicht erfüllt ist, auf den Wert  $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ .

Für die skalaren Größen einschließlich des Drucks werden Neumann-Randbedingungen in Form eines verschwindenden Gradienten verwendet:  $\psi(i = N_x + 1) = \psi(N_x)$ .

Während bei zyklischen Randbedingungen die Volumenflüsse an Ein- und Ausströmrand per Definition stets identisch sind, kommt es bei der Verwendung von nicht-zyklischen Randbedingungen zu Differenzen der Volumenflüsse zwischen Ein- und Ausströmrand. Diese zeitlich variablen Differenzen bewirken einen Fluss durch den oberen Modellrand und damit Vertikalbewegungen im Modellgebiet. Hierdurch können Wellen angeregt werden. Um dies zu verhindern, kann eine Massenflusskorrektur eingeschaltet werden, die dafür sorgt, dass die Massenflüsse an Ein- und Ausströmrand jederzeit gleich sind ([Gryschka, 2010](#)).

## Der obere Rand

Am Oberrand des Modellgebietes werden Dirichlet-Randbedingungen für Druck und Geschwindigkeiten vorgegeben. Die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $v$  werden auf die vorgegebenen Anfangswerte des geostrophischen Windes  $u_g$  und  $v_g$  gesetzt, die Vertikalgeschwindigkeit  $w$ , sowie der Stördruck  $p^*$  auf Null. Im Falle von nicht-zyklischen seitlichen Randbedingungen wird nur die vorläufige Vertikalgeschwindigkeit auf Null gesetzt, bevor der Drucklöser zum Einsatz kommt. Der obere Rand ist somit in beide Rich-

---

<sup>3</sup>Die Simulationen ohne mittleren Wind in Kapitel 4.1 und 4.2 können hingegen nur mit zyklischen Randbedingungen durchgeführt werden.

tungen durchlässig. Für die subskalige turbulente kinetische Energie gilt die Neumann-Randbedingung

$\bar{e}(k = N_z + 1) = \bar{e}(k = N_z)$ . Für die Temperatur wird der vertikale Gradient beibehalten, mit dem die Simulation initialisiert wurde:  $\theta(k = N_z + 1) = \theta(k = N_z) + \Delta z \partial \bar{\theta} / \partial z \big|_{z=N_z, t=0}$ .

### Der untere Rand

Der Unterrand des Modellgebietes entspricht der Erdoberfläche und ist somit im Gegensatz zu den anderen Rändern ein physikalischer Rand, an dem Haftreibungsbedingungen ( $u = v = w = 0$ ) gelten sollen. Aufgrund des versetzten Gitters kann nur für die Vertikalgeschwindigkeit, deren unterste Gitterebene sich genau bei  $z = 0$  befindet (siehe Abbildung 2.2), explizit  $w(k = 0) = 0$  vorgegeben werden. Für die horizontalen Komponenten der Geschwindigkeit, für die der unterste Gitterpunkt eine halbe Gitterebene unterhalb der Erdoberfläche liegt, werden Spiegelrandbedingungen verwendet, d.h.  $u(k = 0) = -u(k = 1)$ . Für den Stördruck wird eine Neumann-Randbedingung verwendet:  $p^*(k = 0) = p^*(k = 1)$ . Damit wird verhindert, dass nach Aufrufen des Drucklösers am Boden Vertikalgeschwindigkeiten auftreten. Für die subskalige TKE werden ebenfalls Neumann-Randbedingungen verwendet. Die Oberflächentemperatur wird in den Simulationen dieser Arbeit stets fest vorgeschrieben:  $\theta(k = 0) = \text{const}$ . Alternativ kann stattdessen auch ein Wärmefluss vorgeschrieben werden.

Zwischen Erdoberfläche und erster Gitterebene der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten und Skalare wird eine Prandtl-Schicht angenommen und mit Hilfe der von Monin und Obukhov abgeleiteten Ähnlichkeitsbeziehungen (Monin und Obukhov, 1954) die subskaligen vertikalen turbulenten Flüsse für Impuls und Wärme bestimmt:

$$\overline{w'u'}(k = 1) = -u_*^2 \cos \alpha \quad (2.38)$$

$$\overline{w'v'}(k = 1) = -u_*^2 \sin \alpha \quad (2.39)$$

$$\overline{w'\theta'}(k = 1) = -u_* \theta_* \cos \alpha \quad (2.40)$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , dem Winkel zwischen x-Richtung und Richtung der mittleren Strömung  $\alpha = \arctan(\bar{v}(k = 1) / \bar{u}(k = 1))$  und der charakteristischen Temperatur  $\theta_*$ . Die für die Prandtlschicht charakteristischen Größen  $u_*$  und  $\theta_*$  werden durch folgende Beziehungen bestimmt:

$$u_* = \frac{\kappa z}{\Phi_m} \frac{\partial \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}}{\partial z} \quad (2.41)$$

$$\theta_* = \frac{\kappa z}{\Phi_h} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (2.42)$$

Hierbei ist  $\kappa$  die Karman-Konstante mit einem Wert von 0,4.  $\Phi_m$  und  $\Phi_h$  sind die Dyer-Businger-Funktionen (Businger et al., 1971), die in PALM definiert sind als:

$$\Phi_m = \begin{cases} 1 + 5Rif & \text{für } Rif > 0 \\ 1 & \text{für } Rif = 0 \\ (1 - 16Rif)^{-1/4} & \text{für } Rif < 0, \end{cases} \quad (2.43)$$

$$\Phi_h = \begin{cases} 1 + 5Rif & \text{für } Rif > 0 \\ 1 & \text{für } Rif = 0 \\ (1 - 16Rif)^{-1/2} & \text{für } Rif < 0. \end{cases} \quad (2.44)$$

$Rif$  bezeichnet die dimensionslose Richardson-Fluss-Zahl, welche eine Funktion der Obukhovschen Stabilitätslänge  $L$  ist:

$$Rif = \frac{z}{L} = \frac{\frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'_0}}{\overline{w'u'\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} + \overline{w'v'\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}}. \quad (2.45)$$

Zur Berechnung von  $u_*$  und  $\theta_*$  müssen die Gleichungen 2.41 und 2.42 über die Höhe der Prandtlschicht integriert werden, d.h. von  $z_0$  bis  $z_p = \Delta z/2$ . Es ergibt sich dann:

$$u_* = \begin{cases} \frac{\kappa (\bar{u}(k=1)^2 + \bar{v}(k=1)^2)^{1/2}}{\ln \frac{z_p}{z_0} + 5Rif \left( \frac{z_p - z_0}{z_p} \right)} & \text{für stabile Schichtung } (Rif \geq 0) \\ \frac{\kappa (\bar{u}(k=1)^2 + \bar{v}(k=1)^2)^{1/2}}{\ln \frac{z_p}{z_0} - \ln \frac{(1+a)^2(1+a^2)}{(1+b)^2(1+b^2)} + 2(\arctan a - \arctan b)} & \text{für labile Schichtung } (Rif < 0) \end{cases} \quad (2.46)$$

und

$$\theta_* = \begin{cases} \frac{\kappa (\bar{\theta}(z_p) - \bar{\theta}(z_0))}{\ln \frac{z_p}{z_0} + 5Rif \left( \frac{z_p - z_0}{z_p} \right)} & \text{für stabile Schichtung } (Rif \geq 0) \\ \frac{\kappa (\bar{\theta}(z_p) - \bar{\theta}(z_0))}{\ln \frac{z_p}{z_0} - 2 \ln \frac{1+a}{1+b}} & \text{für labile Schichtung } (Rif < 0) \end{cases} \quad (2.47)$$

wobei

$$a = \begin{cases} (1 - 16Rif)^{1/4} & \text{für } u_* \\ (1 - 16Rif)^{1/2} & \text{für } \theta_* \end{cases} \quad b = \begin{cases} \left(1 - \frac{16Rifz_0}{z_p}\right)^{1/4} & \text{für } u_* \\ \left(1 - \frac{16Rifz_0}{z_p}\right)^{1/2} & \text{für } \theta_* \end{cases} \quad (2.48)$$

und

$$Rif = \frac{\kappa g z_p}{u_*^2} \cdot \frac{\theta_*}{\theta(z_p)}. \quad (2.49)$$

### Initialisierung des Modells

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen werden mit der stationären Lösung eines eindimensionalen Modells initialisiert. Dies gilt allerdings nicht für die Simulationen mit turbulentem Einströmen (siehe Kapitel 2.2.6). Das 1D-Modell berechnet unter Vorgabe der geostrophischen Windgeschwindigkeit und der Rauigkeitslänge eine stationäre Lösung für das mittlere vertikale Windprofil. Das Temperaturprofil wird hingegen fest vorgegeben und während des 1D-Laufes konstant gehalten. Die 3D-Simulation wird schließlich horizontal homogen mit dem berechneten Windprofil und dem vorgegebenen

Temperaturprofil initialisiert. Die Simulation einer Eisrinne wird in dieser Arbeit dadurch realisiert, dass an den entsprechenden Gitterpunkten die Oberflächentemperatur auf einen der Temperatur der Wasseroberfläche entsprechenden Wert gesetzt wird. Außerdem wird eine geringere Rauigkeitslänge für die Wasseroberfläche vorgegeben:

$$\theta(k = 0) = \theta_{\text{Wasser}} > \theta_{\text{Eis}} \quad (2.50)$$

$$z_{0\text{Wasser}} < z_{0\text{Eis}}. \quad (2.51)$$

Das Temperaturprofil oberhalb der Eisrinne entspricht zu Beginn der Simulation noch dem über der Eisfläche. Zwischen der untersten Gitterebene und der Ebene darüber besteht ein starker Temperaturgradient. Dieser baut sich im Laufe der Simulation jedoch, abhängig von der Stärke der Durchmischung, allmählich ab, und ein Gleichgewichtszustand stellt sich ein. In den Kapiteln 3 und 4 soll darauf näher eingegangen werden.

Zu Beginn einer Simulation ist die Grenzschicht horizontal völlig homogen und frei von jeglicher Turbulenz. Die Turbulenz muss zunächst angeregt werden, was durch das Aufprägen von kleinen, zufälligen Störungen auf die horizontalen Geschwindigkeitsfelder im unteren Drittel des Modellgebietes geschieht. Bei Simulationen mit nicht-zyklischen Randbedingungen erfolgt das Aufprägen nur bis zu einer bestimmten Distanz stromabwärts des Einströmrandes. Das Aufprägen der Zufallsstörungen wird in regelmäßigen Abständen wiederholt, bis die aufgelöste TKE einen definierten Schwellenwert überschritten hat. Die Turbulenz entwickelt sich anschließend eigenständig weiter. Bei Verwendung von nicht-zyklischen Rändern ist in der Nähe des Einströmrandes ein kontinuierliches Aufprägen von Zufallsstörungen notwendig.

### 2.2.5 Parallelisierung

Die mit PALM durchgeführten Simulationen sind in der Regel so umfangreich, dass ein Betreiben des Modells nur in seiner parallelisierten Version auf mehreren Prozessorelementen (PE) sinnvoll ist. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde das Modell auf bis zu 1024 PE zweier Großrechner des HLRN (Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen) in Hannover und Berlin gerechnet.

Die Parallelisierung des Modells erfolgt mit dem MPI (*Message Passing Interface*)-Standard (Gropp et al., 2007). Das horizontale Modellgebiet wird dazu zweidimensional in gleichgroße Teilgebiete aufgeteilt, so dass jedes Teilgebiet die gesamte vertikale Erstreckung des Modellgebiets beinhaltet. Jedes Teilgebiet wird einem PE zugewiesen, welcher die prognostischen Gleichungen für das Teilgebiet rechnet. Nach jedem Zeitschritt werden die Informationen an den Rändern der Teilgebiete mit den zu den jeweils angrenzenden Teilgebieten zugeordneten PE ausgetauscht und auf sogenannten Geisterrändern gespeichert. Die Geisterränder enthalten die jeweils angrenzende Gitterebene des Nachbargebietes, so dass die diskretisierten Modellgleichungen auch an den Randpunkten der Teilgebiete berechnet werden können. Die Parallelisierung wird detailliert in Raasch und Schröter (2001) und Schröter (2003) beschrieben.

## 2.2.6 Realisierung eines turbulenten Einströmens

Die in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen nicht-zyklischen seitlichen Randbedingungen mit festem, laminarem Einströmrand und offenem Ausströmrand haben den Nachteil, dass die Strömung eine lange Strecke zurücklegen muss, bis sich ein stationärer Zustand mit voll entwickelter Grenzschichtturbulenz eingestellt hat. Stationär bedeutet hierbei, dass sich die mittleren Eigenschaften der Strömung zeitlich nicht oder nur unwesentlich ändern. Nahe des Einströmrandes entwickeln sich zwar, angeregt durch die aufgeprägten Zufallsstörungen, erste kleine turbulente Wirbel, die aber, während sie anwachsen, mit dem mittleren Wind stetig stromabwärts transportiert werden. So kann es je nach Wahl der atmosphärischen Randbedingungen mehrere bis Dutzende Kilometer dauern, bis sich die Turbulenz in der gesamten Grenzschicht voll entwickelt hat.

Um diesen Nachteil zu umgehen, wurde eine sogenannte Turbulenz-Recycling-Methode in PALM implementiert, die auf Lund et al. (1998) und Kataoka und Mizuno (2002) basiert.

Zunächst wird ein Vorlauf mit zyklischen seitlichen Randbedingungen und homogenem Untergrund, d.h. ohne Eisrinne, gestartet und solange gerechnet, bis sich eine voll entwickelte stationäre turbulente Grenzschicht entwickelt hat. Das Modellgebiet kann dabei deutlich kleiner sein als das des späteren Hauptlaufes mit der Eisrinne. Es muss lediglich gewährleistet sein, dass die größten turbulenten Wirbel aufgelöst werden können. Dazu sollte das Modellgebiet in den horizontalen Raumrichtungen mindestens viermal so groß sein wie der Durchmesser der größten Turbulenzelemente (Bou-Zeid et al., 2009). Während dieser in einer konvektiven Grenzschicht durchaus mehrere Kilometer betragen kann, sind die Turbulenzelemente in einer neutralen Grenzschicht, wie sie in den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Simulationen über dem Eis in der Regel vorgegeben wird, maximal einige Dekameter groß (siehe auch Kapitel 3.3). Des Weiteren muss die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Einströmebene im zeitlichen und horizontalen Mittel entlang der Einströmebene stets in das Modellgebiet weisen und groß genug sein, dass diese Bedingung auch nach Aufprägen eines turbulenten Signals im Hauptlauf noch erfüllt ist. Die hier beschriebene Methode des turbulenten Einströmens eignet sich somit nicht für Simulationen ohne oder mit nur sehr geringem mittleren Wind.

Zur Initialisierung des Hauptlaufes, der in Hauptströmungsrichtung mit nicht-zyklischen Randbedingungen gerechnet wird, werden die am Ende des Vorlaufes in binärer Form gespeicherten Felder der Modellvariablen eingelesen und sich periodisch fortsetzend auf das in der Regel größere Modellgebiet des Hauptlaufes kopiert. Die über das horizontale Modellgebiet des Vorlaufes sowie zeitlich gemittelten prognostischen Variablen werden als feste Einströmprofile für den Hauptlauf vorgegeben. Bei den Einströmprofilen muss die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Einströmrand an jedem Gitterpunkt in das Modellgebiet weisen und ausreichend groß sein, dass dies auch noch nach Aufprägen eines turbulenten Signals mit ggf. umgekehrtem Vorzeichen der Fall ist. Zumindest Auflösung und Modellgebietshöhe müssen für Vor- und Hauptlauf übereinstimmen. Sinnvollerweise sollten aber auch die atmosphärischen Randbedingungen wie Schichtung, geostrophischer Wind und Rauigkeitslänge zumindest am Einströmrand beibehalten werden.

Um ein turbulentes Einströmprofil zu erreichen, werden auf die konstanten, gemittelten Einströmprofile  $\overline{\psi}(k)_{in}$  Störungen  $\overline{\psi}^j(j,k)_{rec}^t$  aufgeprägt, die an einer vorher definierten

Ebene parallel zum Einströmrand (im Folgenden Recycling-Ebene genannt) abgegriffen wurden:

$$\overline{\psi}(j,k)_{\text{in}}^{t+\Delta t} = \overline{\psi}(k)_{\text{in}} + \overline{\psi}'(j,k)_{\text{rec}}^t. \quad (2.52)$$

Dieses sogenannte Turbulenzrecycling erfolgt nicht nur zu Beginn der Simulation sondern zu jedem Zeitschritt, so dass die Strömung am Einströmrand stets vollständig turbulent bleibt. Der Abstand zwischen Recycling-Ebene und Einströmrand sollte ausreichend groß sein, so dass die Turbulenzelemente in der Recyclingebene nicht mehr mit denen am Einströmrand korreliert sind. Der Einfachheit halber wird im Folgenden für den Abstand zwischen Recycling-Ebene und Einströmrand jeweils die Modellgebietslänge des Vorlaufes gewählt.

Das an der Recycling-Ebene in Form eines Vertikalprofils abgegriffene turbulente Signal ist in jeder Gitterebene definiert als die Differenz zwischen dem Wert des simulierten turbulenten Feldes an diesem Gitterpunkt und dem Mittel in  $y$ -Richtung:

$$\overline{\psi}'(j,k)_{\text{rec}}^t = \overline{\psi}(j,k)_{\text{rec}}^t - \overline{\psi}(k)_{\text{rec}}^t. \quad (2.53)$$

$\overline{\psi}$  steht dabei für die prognostischen Modellvariablen  $\overline{u}$ ,  $\overline{v}$ ,  $\overline{w}$ ,  $\overline{\theta}$  und  $e$ .

Das Turbulenzrecycling sollte vertikal auf die Höhe der turbulenten Grenzschicht am Einströmrand begrenzt werden, damit sich das mittlere Einströmprofil zeitlich nicht ändert. Im Falle einer konvektiven, stromabwärts anwachsenden Grenzschicht würde man andernfalls für die Grenzschicht typische turbulente Fluktuationen auf einen Bereich oberhalb der Grenzschicht am Einströmrand aufprägen und dort eine zeitlich anwachsende Grenzschicht erhalten. Im Modell wird die vertikale Begrenzung des Recyclings durch eine Dämpfungsschicht realisiert, innerhalb derer die turbulenten Störungen allmählich auf Null gedämpft werden.

Die Validierung des turbulenten Einströmens erfolgt in Kapitel 3.3.



# 3 LES einer Eisrinne - Studien zur Auflösung

Bevor es in Kapitel 4 um das zentrale Thema dieser Arbeit, die Abhängigkeit des Wärmeflusses über Eisrinnen von der Rinnenbreite, geht, werden in diesem Kapitel zunächst die mit einer früheren Version von PALM durchgeführten Sensitivitätsstudien bezüglich der Gitterweite von Weinbrecht und Raasch (2001) aufgegriffen und mit der (zum Zeitpunkt der Untersuchung) aktuellen Modellversion verifiziert (Abschnitt 3.1). In Abschnitt 3.2 wird diese Studie mit modifizierten Randbedingungen und deutlich höherer Auflösung fortgeführt. In Abschnitt 3.3 wird die Wiederholung der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit der in Abschnitt 2.2.6 vorgestellten Methode des turbulenten Einströmens beschrieben.

## 3.1 Verifikation der Studie von Weinbrecht und Raasch (2001)

Weinbrecht und Raasch (2001) gelang es, im Gegensatz zu früheren LES-Studien, erstmals die Konvektion über Eisrinnen aufzulösen. Ihre Untersuchungen zeigten, dass die Ergebnisse signifikant von der verwendeten Gitterweite des Modells abhängen. Je höher die Auflösung gewählt wurde, desto weiter stromaufwärts über der Rinne setzte Konvektion ein. Insgesamt verstärkten sich die Konvektion und die Wärmeflüsse mit höherer Auflösung. Das räumliche Maximum des Wärmeflusses verlagerte sich stromaufwärts. Des Weiteren stellten sich in früheren Studien beobachtete organisierte Strukturen über der Rinne als rein durch die unzureichende Auflösung bedingt heraus. Simulationen mit höherer Windgeschwindigkeit machten deutlich, dass in diesem Fall eine noch höhere Auflösung nötig ist, um die Konvektion über der Rinne hinreichend aufzulösen.

Weinbrecht und Raasch (2001) simulierten eine 200 m breite Rinne in einer stabil geschichteten Grenzschicht und konnten die Auflösung bis auf 2 m horizontal und 1 m vertikal erhöhen. Selbst damit war es nicht möglich, die Konvektion über der stromaufwärts gelegenen Hälfte der Rinne aufzulösen. Die heutigen zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten erlauben eine weitere Erhöhung der Auflösung, so dass die Rinnenkonvektion nahezu vollständig über der gesamten Rinne aufgelöst werden kann, wie in den Abschnitten 3.2 und 3.3 gezeigt wird.

Mit einer aktuellen Version von PALM wurden die drei in Weinbrecht und Raasch (2001) beschriebenen Simulationen mit einem geostrophischen Wind von  $2,5 \text{ ms}^{-1}$  zunächst mit gleichem Setup wiederholt. Details zum Setup der durchgeführten Simulationen sind Tabel-

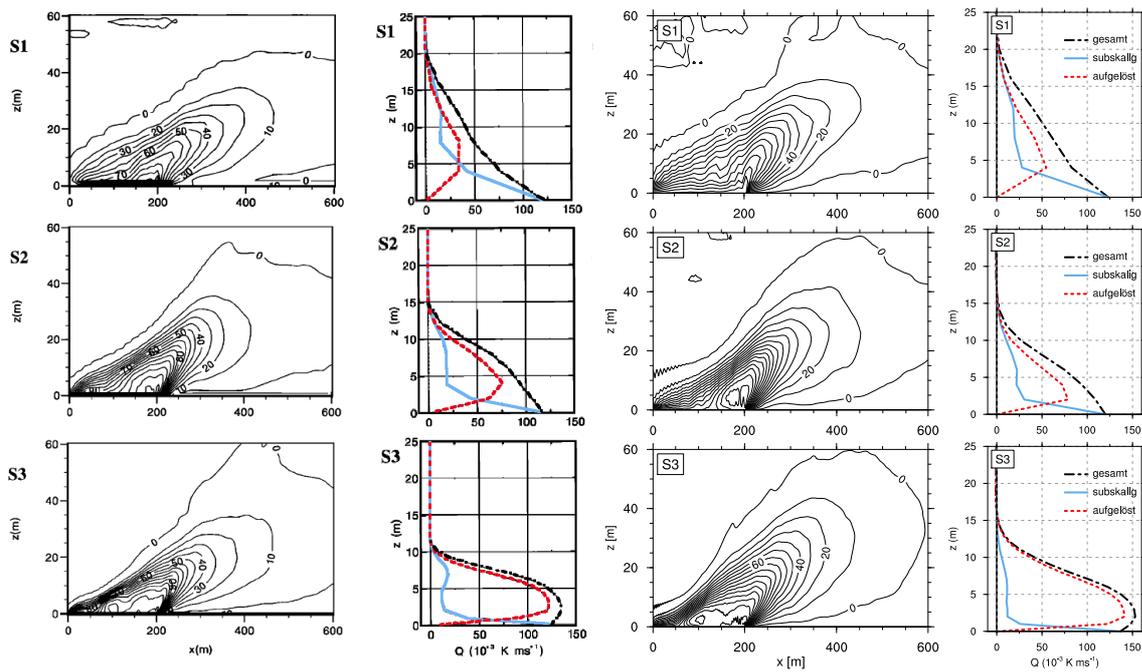
| Lauf | $N_x \times N_y \times N_z$  | $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ in m | $\lambda$ in m | $u_g$ in $\text{ms}^{-1}$ | $\theta_{\text{Eis}}   \theta_{\text{Wasser}}$ in $^{\circ}\text{C}$ | $t_{\text{sim}}$ in s |
|------|------------------------------|---|----------------|---------------------------|--|-----------------------|
| S1   | $288 \times 32 \times 60$    | $8 \times 8 \times 4$                           | 200            | 2,5                       | -27   -2   | 702                   |
| S2   | $576 \times 64 \times 120$   | $4 \times 4 \times 2$                           | 200            | 2,5                       | -27   -2   | 702                   |
| S3   | $1120 \times 112 \times 168$ | $2 \times 2 \times 1$                           | 200            | 2,5                       | -27   -2   | 702                   |

**Tabelle 3.1:** Simulationsparameter der für die Verifikation von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) durchgeführten Läufe S1 - S3.  $N_{x,y,z}$ : Anzahl der Gitterpunkte je Raumrichtung;  $\Delta x,y,z$ : Gitterweite je Raumrichtung;  $\lambda$ : Rinnenbreite;  $u_g$ : geostrophische Windgeschwindigkeit;  $t_{\text{sim}}$ : Simulationsdauer.

le 3.1 zu entnehmen. Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft vertikale Querschnitte des mittleren vertikalen turbulenten Temperaturflusses (im Folgenden, sofern nicht anders angegeben, stets einfach Wärmefluss genannt<sup>1</sup>) über der Rinne sowie Vertikalprofile des Wärmeflusses und seiner aufgelösten und subskaligen Bestandteile in der Rinnenmitte. Qualitativ ergeben sich sehr ähnliche Ergebnisse. Leichte Unterschiede, insbesondere im Betrag des Wärmeflusses, sind vor allem auf unterschiedliche verwendete Parametrisierungen der subgridskaligen TKE zurückzuführen.

Über der Rinne bildet sich eine konvektive Grenzschicht, deren Mächtigkeit  $z_i$  mit zunehmendem Fetch zunimmt. Dies sollte wie in Kapitel 1.3 erläutert mit  $z_i \sim \sqrt{X}$  geschehen ([Stull, 1988](#), vgl. auch Abbildung 1.3 oben). In der Simulation folgt  $z_i$  aber nur teilweise dem theoretischen Verlauf. Über der zweiten Hälfte der Rinne ist insbesondere bei höherer Auflösung ein mit dem Fetch zunehmendes Grenzschichtwachstum zu beobachten. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass das Grenzschichtwachstum über der ersten Hälfte der Rinne fast ausschließlich auf subgridskaligen Wärmeflüssen basiert, deren Parametrisierung lokale Turbulenz voraussetzt und damit ungeeignet ist für die nicht-lokalen Austauschprozesse in der konvektiven Grenzschicht. Erst im weiteren Verlauf der Rinne kann der turbulente Wärmefluss zunehmend aufgelöst werden. Der Anteil des aufgelösten Wärmeflusses nimmt mit feinerer Gitterweite deutlich zu, wie die Vertikalprofile des Wärmeflusses in Abbildung 3.1 verdeutlichen. Im Lauf S3 beträgt der subskalige Anteil ab dem zweiten Gitterpunkt über der Rinnenoberfläche weniger als 10 % des gesamten Wärmeflusses. Während der Wärmefluss in einer typischen homogenen konvektiven Grenzschicht linear mit der Höhe zurückgeht, zeigen die Profile über der Rinne einen nicht-linearen Verlauf, insbesondere bei höherer Auflösung. Dies ist normalerweise ein Zeichen dafür, dass sich die Strömung noch nicht in einem stationären Zustand befindet. In diesem Fall ist die Grenzschicht über der Rinne aber stationär, da sich ihre Ausdehnung und Temperatur nicht mit der Zeit ändern (siehe [Weinbrecht und Raasch, 2001](#)). Die aus dem Wärmeflussprofil resultierende Erwärmung der Grenzschicht wird durch die kontinuierliche horizontale Advektion kälterer Luft ausgeglichen. Die bodennahe Zunahme des Wärmeflusses mit der Höhe im

<sup>1</sup>Der turbulente Wärmefluss ist eigentlich definiert als  $H = \rho c_p \overline{w'\theta'}$ , wobei  $\overline{w'\theta'}$  den vertikalen turbulenten Temperaturfluss bezeichnet.  $H$  wird in der Regel in  $\text{Wm}^{-2}$  angegeben,  $\overline{w'\theta'}$  in  $\text{Kms}^{-1}$ . Der Umrechnungsfaktor zwischen  $H$  und  $\overline{w'\theta'}$  beträgt je nach Lufttemperatur bei Normaldruck für Temperaturen zwischen  $0^{\circ}\text{C}$  und  $-30^{\circ}\text{C}$  etwa 1300 bis 1450. Ein Temperaturfluss von  $0,1 \text{ Kms}^{-1}$  entspricht somit bei  $-25^{\circ}\text{C}$  einem Wärmefluss von  $143 \text{ Wm}^{-2}$ .



**Abbildung 3.1:** Ergebnisse von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) (linke Bildhälfte) und der Verifikation (Läufe S1-S3, rechte Bildhälfte). Jeweils links: Querschnitte des mittleren turbulenten Wärmeflusses in  $10^{-3} \text{ K m s}^{-1}$ , jeweils rechts: Vertikalprofile des gesamten, aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses in der Mitte der Rinne.

Lauf S3, aus der eine Abkühlung der bodennahen Grenzschicht folgen würde, wird wiederum durch horizontale Advektion vergleichsweise wärmerer Luft kompensiert. Diese entsteht dadurch, dass die einsetzende Konvektion die superadiabatische bodennahe Schicht über der ersten Rinnenhälfte abbaut und somit zu einer Abnahme der bodennahen Temperatur weiter stromabwärts führt. Die vertikalen Wärmeflussdivergenzen werden durch horizontale Wärmeflussdivergenzen kompensiert, somit ist die Grenzschicht über der Rinne trotz nicht-linearer Vertikalprofile des Wärmeflusses stationär. Sowohl das mit dem Fetch zunehmende Grenzschichtwachstum als auch die teilweise bodennahe Zunahme des Wärmeflusses mit der Höhe sind allein durch die unzureichende Auflösung entstehende Phänomene. Wie Messungen bestätigt haben (vgl. Kapitel 1.2), setzt die Konvektion in der Natur unmittelbar an der Rinnenkante ein, so dass sich kein bodennaher Wärmeüberschuss aufbauen kann.

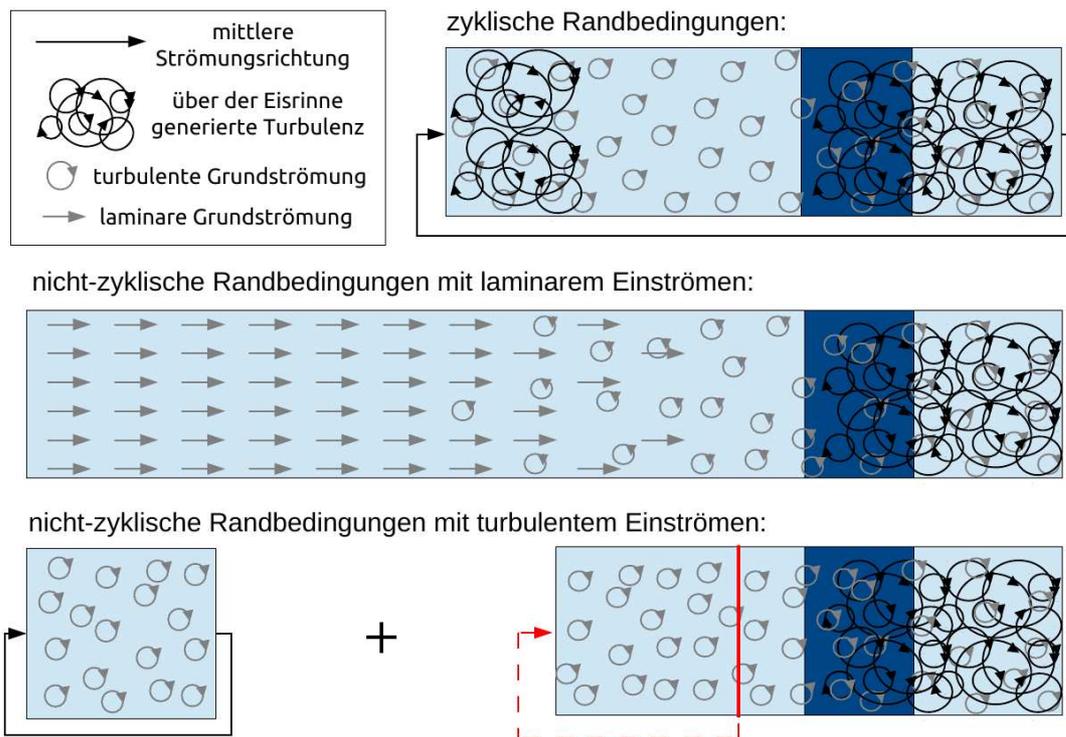
Die von Weinbrecht und Raasch (2001) durchgeführten Simulationen konnten, wie gezeigt wurde, mit einer aktuelleren Modellversion bis auf geringfügige quantitative Unterschiede reproduziert werden. Im folgenden Abschnitt sollen die Untersuchungen nun auf höhere Auflösungen ausgeweitet werden.

## 3.2 Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit laminarem Einströmen

Die in diesem Abschnitt präsentierte Studie stellt eine Weiterführung der Studie von Weinbrecht und Raasch (2001) dar. Die Rand- und Anfangsbedingungen wurden jedoch modifiziert. Dies betrifft vor allem die Einströmrandbedingungen.

Zyklische Einströmrandbedingungen, wie sie für die Simulationen in Abschnitt 3.1 verwendet wurden, sind für Simulationen einzelner Rinnen von Nachteil. Um sicherzustellen, dass die Rinne immer mit Luft der gleichen Temperatur überströmt wird, muss ein in Strömungsrichtung sehr langes Modellgebiet vorgegeben werden. Damit und mit einem rechtzeitigen Stoppen der Simulation kann verhindert werden, dass bereits von der Rinne modifizierte Luft erneut über die Rinne strömt (siehe Abbildung 3.2). Gleichzeitig muss die Simulation mindestens so lange laufen, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Beides wird durch ein in Strömungsrichtung ausreichend großes Modellgebiet realisiert.

Mit nicht-zyklischen Randbedingungen, die mittlerweile standardmäßig in PALM implementiert sind (siehe Kapitel 2.2.4), sind die atmosphärischen Bedingungen stromaufwärts der Rinne unabhängig von der Länge des Modellgebietes stets konstant. Die von der Rinne erzeugte turbulente und erwärmte Grenzschicht verlässt das Modellgebiet einfach und strömt nicht wieder neu ein (siehe Abbildung 3.2). Dadurch kann das Modellgebiet stromabwärts der Rinne stark verkürzt werden. Allerdings ist eine gewisse Modellgebietslänge stromaufwärts der Rinne nötig, damit sich bis zur Rinne eine stationäre turbulente atmosphärische Grenzschicht entwickeln kann. Am Einströmrand ist die Strömung laminar, Turbulenz wird, wie in Kapitel 2.2.4 erklärt, zunächst künstlich aufgeprägt, um mit zunehmender Entfernung vom Einströmrand atmosphärische Turbulenz anzuregen. Der entscheidende Parameter für das Erreichen eines stationären Zustandes der Strömung ist nun nicht mehr die Simulationszeit sondern die Länge des Modellgebietes in Strömungsrichtung



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der verschiedenen in PALM verwendeten seitlichen Ein- und Ausströmrandbedingungen.

stromaufwärts der Rinne. Für die hier beschriebene Studie wurde eine Modellgebietslänge in Strömungsrichtung von 1024 m gewählt, wobei das Modellgebiet stromaufwärts der Rinne 400 m lang ist.

Abweichend zu [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) wurde eine neutrale an Stelle einer stabilen Schichtung (über dem Eis) vorgegeben, so dass die Konvektion über der Rinne stärker ausgeprägt ist und besser aufgelöst werden kann. Dazu wurde eine höhenkonstante Temperatur von 250 K bis in eine Höhe von 300 m vorgegeben, zwischen 300 m und 343 m eine kräftige Inversion von 3,7 K und darüber eine stabile Schichtung mit höhenkonstantem Temperaturgradienten von 1,3 K / 100 m. Die Werte für Temperatur und Schichtung basieren auf einer flugzeuggestützten Messung im Rahmen der ARTIST<sup>2</sup>-Studie ([Hartmann et al., 1999](#)). Das entsprechende Temperaturprofil wurde während eines Kaltluftausbruchs am 4. April 1998 über der Fram-Straße westlich von Spitzbergen über dem Meereis 19 km stromaufwärts der Eiskante gemessen. Die Rinnenbreite wurde von 200 m auf 100 m herabgesetzt, um die Modellgebietsgröße und damit die nötige Rechenzeit zu reduzieren. Außerdem wurde die geographische Breite von 79,5°N auf 79,5°S gesetzt, um für das Forschungsprojekt, im Rahmen dessen diese Arbeit entstanden ist, Eisrinnen im antarktischen Meereis zu simulieren. Alle weiteren Anfangsbedingungen entsprechen weiterhin denen von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#). Dazu zählt auch die Rauigkeitslänge  $z_0$ , deren Wert auf

<sup>2</sup>ARTIST: Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study

| Lauf  | $N_x \times N_y \times N_z$  | $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ in m | $\lambda$ in m | $u_g$ in $\text{ms}^{-1}$ | $t_{\text{sim}}$ in s |
|-------|------------------------------|---|----------------|---------------------------|-----------------------|
| GL2   | $512 \times 128 \times 200$  | $2 \times 2 \times 2$                           | 100            | 2,5                       | 1200                  |
| GL1   | $1024 \times 256 \times 256$ | $1 \times 1 \times 1$                           | 100            | 2,5                       | 1200                  |
| GL05  | $2048 \times 512 \times 384$ | $0,5 \times 0,5 \times 0,5$                     | 100            | 2,5                       | 1200                  |
| GL025 | $4096 \times 512 \times 576$ | $0,25 \times 0,25 \times 0,25$                  | 100            | 2,5                       | 1200                  |

**Tabelle 3.2:** Simulationsparameter der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit lamina-rem Einströmen GL2 - GL025.

$10^{-3}$  m über Eis und  $10^{-4}$  m über der Rinne gesetzt wurde. Dies entspricht typischen gemessenen Werten (siehe z.B. Garbrecht, 2002).

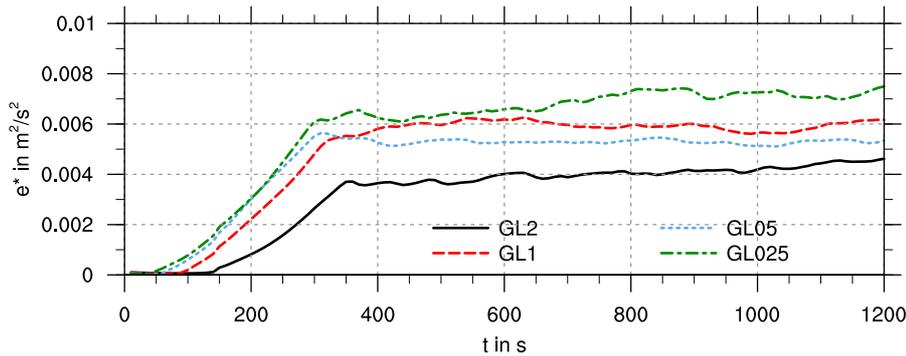
Die Studie beginnt mit einer Auflösung von 2 m (sowohl horizontal als auch vertikal), die schrittweise jeweils verdoppelt wird bis auf 0,25 m (siehe Tabelle 3.2). Hierbei ist zu beachten, dass sich die nötige Rechenzeit bei Halbierung der Gitterweite theoretisch um einen Faktor 16 erhöht: Faktor 2 für jede Raumrichtung, sowie nochmals Faktor 2, da sich der Zeitschritt halbiert (siehe Kapitel 2.2.3). Aufgrund der Streckung des Gitters in der Vertikalen ab einer Höhe von 100 m verdoppelt sich die Zahl der Gitterpunkte in dieser Raumrichtung nicht, sondern erhöht sich nur um einen Faktor 1,28 bis 1,5. Dieser Faktor variiert, da die Zahl der Gitterpunkte in z-Richtung aus technischen Gründen stets durch die Zahl der Prozessoren in x- und y-Richtung teilbar sein muss. Da sich die Grenzschicht-turbulenz in diesem Fall nur in Höhen von wenigen Dekametern ausbildet und ab einer Höhe von 300 m eine stabile Schichtung herrscht, die jegliche konvektiven Prozesse unterdrückt, ist man in der Wahl der Modellgebietshöhe relativ flexibel. Für die Simulation GL025 wurde zudem, um Rechenzeit zu sparen, die Modellgebetsbreite (quer zur Strömung) halbiert.<sup>3</sup> Die Simulation mit 0,25 m Auflösung benötigt somit etwa 740 mal soviel Rechenkapazität wie die Simulation mit 2 m Auflösung und geht an die Grenzen der zum Zeitpunkt der Durchführung verfügbaren Ressourcen.<sup>4</sup>

Die Rinne erstreckt sich über die gesamte Modellgebietslänge in y-Richtung (ist also unendlich lang) und befindet sich jeweils zwischen  $x = 400$  m und  $x = 500$  m. Wenn nicht anders angegeben, sind die Ergebnisse für den Zeitpunkt  $t = 1200$  s dargestellt, d.h. am Ende der Simulationen.

Die Simulationszeit von 1200 s ist ausreichend, damit sich ein stationärer Zustand der Strömung einstellt. Dieser wird, wie die Zeitreihe der aufgelösten TKE in Abbildung 3.3 zeigt, bereits nach etwa 350 s erreicht. Der Mittelungszeitraum für die zeitlich gemittelten Felder von 300 s liegt somit auch vollständig innerhalb der stationären Phase. Das TKE-Niveau steigt mit höherer Auflösung an und liegt für den Lauf GL025 um etwa 60-70 % höher als für den Lauf GL2. Dies deutet darauf hin, dass mit zunehmender Auflösung mehr Konvektion aufgelöst werden kann, was sich im Folgenden bestätigen wird.

<sup>3</sup>Dies ist zulässig, da die Modellgebetsbreite dann immer noch ungefähr das Vierfache der maximalen Grenzschichthöhe beträgt.

<sup>4</sup>Die Rechenzeit betrug etwa 65 Stunden auf 512 Prozessoren, der Arbeitsspeicherbedarf knapp 2 Tera-byte.

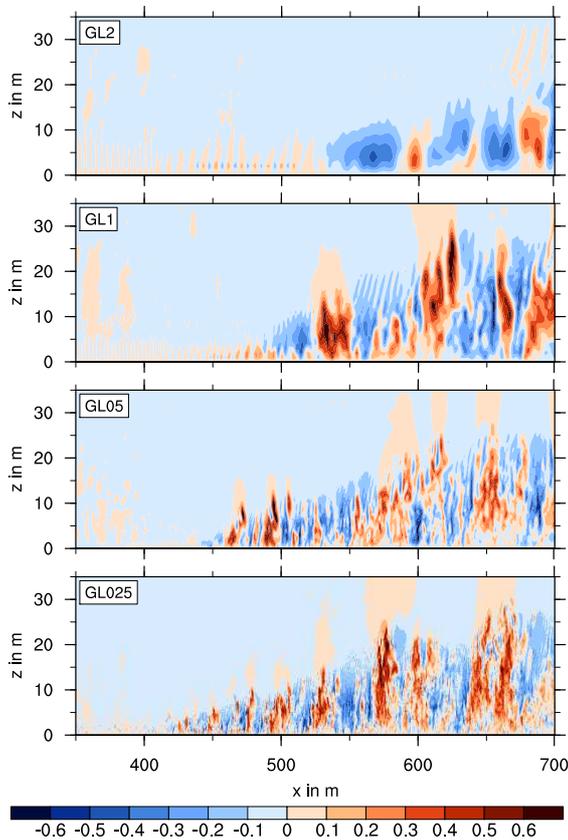


**Abbildung 3.3:** Zeitliche Entwicklung der aufgelösten TKE für die Läufe GL2 bis GL025.

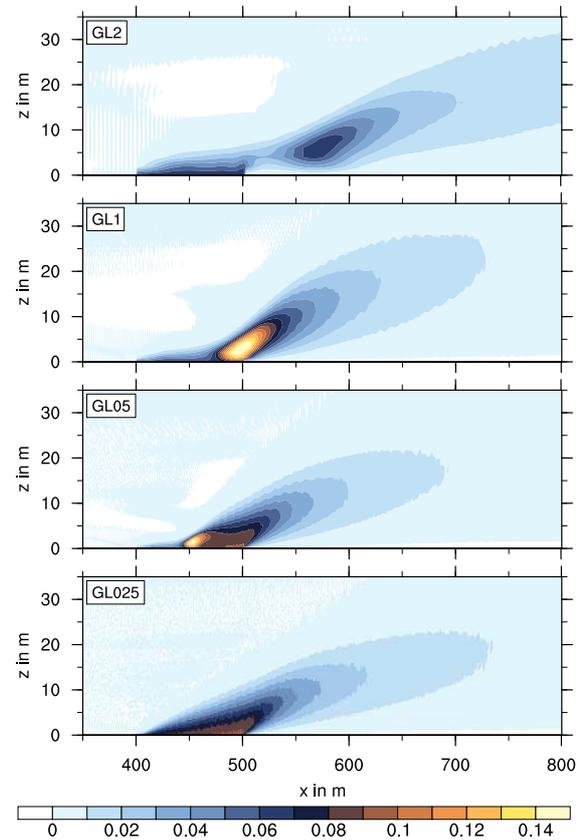
Abbildung 3.4 zeigt die Vertikalgeschwindigkeit in einem Bereich von 50 m stromaufwärts bis 200 m stromabwärts der Rinne. Unabhängig von der Auflösung ist zu erkennen, dass die Rinne Konvektion erzeugt, die sich in typischen Aufwindschläuchen manifestiert, welche von Abwindbereichen flankiert sind. Die konvektiven Wirbel werden mit der vorhandenen Strömung stromabwärts transportiert und wachsen dabei an. In Abbildung 3.4 wird jedoch auch deutlich, dass die Auflösung einen großen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat. Zunächst können mit zunehmender Auflösung feinere Strukturen aufgelöst werden, so dass die konvektiven Wirbel schmäler und strukturierter sind. Zwischen den Läufen GL05 und GL025 ändert sich der Durchmesser der Auf- und Abwinde jedoch nicht mehr, so dass diesbezüglich eine Auflösung von 0,5 m ausreichend ist. Der entscheidende Effekt der höheren Auflösung ist jedoch, dass die Konvektion weiter stromaufwärts entsteht. Während sich im Lauf GL2 über der Rinne überhaupt keine Konvektion bildet, sondern erst deutlich stromabwärts, so kann ab einer Gitterweite von 0,5 m erstmals auch über der Rinne die Konvektion aufgelöst werden. Bei einer Gitterweite von 0,25 m bildet sich nahezu über der gesamten Rinne aufgelöste Konvektion. Die Wirbel sind zunächst nur wenige Meter groß, wachsen aber, während sie stromabwärts transportiert werden, nahezu linear an. Die Intensität der konvektiven Auf- und Abwinde ändert sich dabei kaum, das Maximum liegt in der Regel bei etwa  $0,5 \text{ ms}^{-1}$ , und ist zudem unabhängig von der Auflösung.

In Abbildung 3.5 ist der zeitlich über 300 s gemittelte Wärmefluss dargestellt. Auf den ersten Blick sind unabhängig von der Auflösung deutlich erhöhte Werte über und stromabwärts der Rinne zu erkennen, wobei die Höhe der von der Rinne generierten konvektiven Grenzschicht<sup>5</sup> mit zunehmendem Abstand von der stromaufwärts gelegenen Rinnenkante anwächst. Bei genauerem Hinsehen offenbaren sich jedoch signifikante Unterschiede für die verschiedenen Auflösungen, sowohl in der räumlichen Verteilung des Wärmeflusses als auch in der Intensität. In der Simulation GL2 befindet sich das Wärmeflussmaximum etwa 50 bis 100 m stromabwärts der Rinne in 5 bis 10 m Höhe über dem angrenzenden Eis. Mit höherer Auflösung wandert es immer weiter stromaufwärts und sinkt ab. Im Lauf GL025 liegt es ausschließlich über der Rinne, unmittelbar über der Wasseroberfläche und verteilt

<sup>5</sup>die Höhe, in welcher der Wärmefluss null wird, hier jedoch anhand der  $0,01 \text{ Kms}^{-1}$  Isolinie in Abbildung 3.5 betrachtet

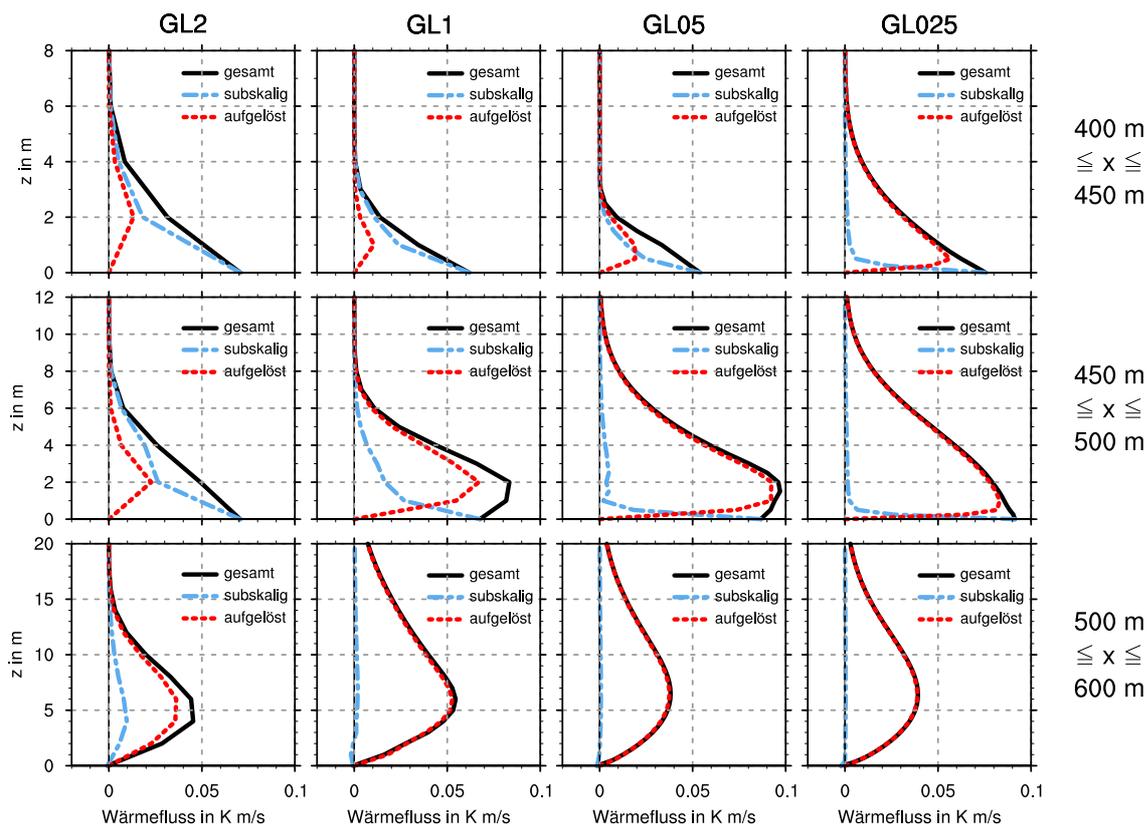


**Abbildung 3.4:** Vertikalschnitt durch das Feld der instantanen Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  in  $\text{ms}^{-1}$  in der Mitte des Modellgebietes für die Läufe GL2 bis GL025. Die Rinne befindet sich zwischen  $x = 400$  m und  $x = 500$  m. Die Auflösung erhöht sich von oben nach unten:  $\Delta = 2$  m,  $\Delta = 1$  m,  $\Delta = 0,5$  m,  $\Delta = 0,25$  m.



**Abbildung 3.5:** Vertikalschnitt durch das Feld des turbulenten vertikalen Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$ , in  $\text{Kms}^{-1}$  gemittelt über 300 s sowie entlang  $y$ . Auflösungen und Position der Rinne wie in Abbildung 3.4.

### 3.2. Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit laminarem Einströmen



**Abbildung 3.6:** Vertikalprofile des gesamten, aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses für die Läufe GL2 bis GL025, gemittelt über 300 s sowie über die erste Rinnenhälfte (oben), die zweite Rinnenhälfte (Mitte) und über dem Eis stromabwärts der Rinne (unten). Die Auflösung nimmt von links nach rechts zu.

sich über fast die gesamte Rinnenbreite. Während der maximale Wärmefluss im Lauf GL2 nur  $0,06 \text{ Kms}^{-1}$  beträgt, erhält man in den Läufen GL1 und GL05 deutlich höhere Werte von bis zu  $0,14 \text{ Kms}^{-1}$ . Im Lauf GL025 ist das Maximum mit etwa  $0,09 \text{ Kms}^{-1}$  wieder erheblich reduziert.

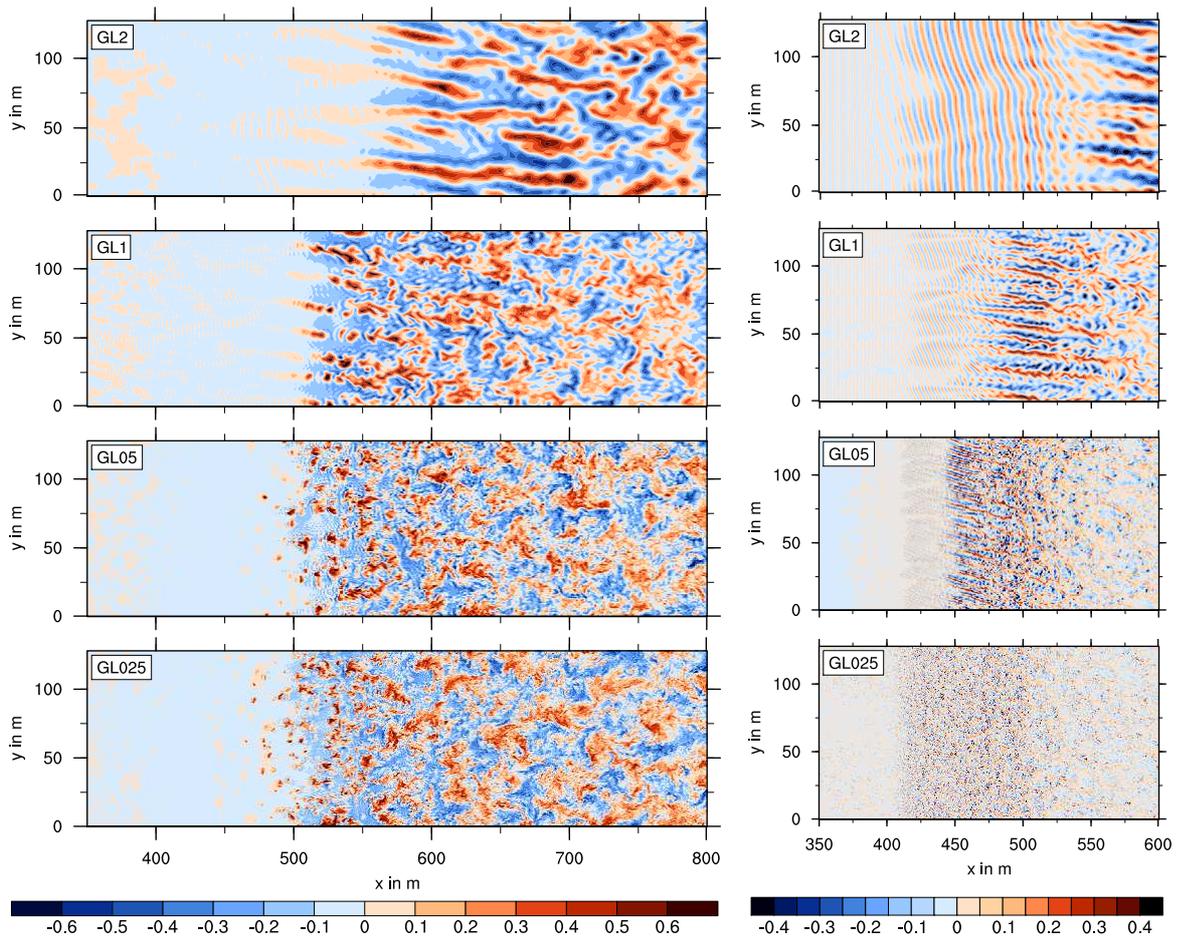
Betrachtet man die Anteile von aufgelöstem und subskaligem Wärmefluss als Profil an verschiedenen Positionen über und stromabwärts der Rinne (Abbildung 3.6), so wird deutlich, dass ein großer Teil des Wärmeflusses über der Rinne bei groben Auflösungen von 2 m und 1 m nicht aufgelöst werden kann und der Wärmefluss fast vollständig subskalig ist. Im Lauf GL025 kann die Konvektion dagegen bis nahe an die stromaufwärtige Rinnenkante aufgelöst werden. Der Anteil des aufgelösten Wärmeflusses liegt selbst über der stromaufwärtigen Hälfte der Rinne mit Ausnahme der untersten 50 cm bei nahezu 100 %. Für den Lauf GL05 kann dies erst über der zweiten Rinnenhälfte erreicht werden, beim Lauf GL2 erst über dem Eis stromabwärts der Rinne. Der Anteil des subskaligen Wärmeflusses ist in den gut aufgelösten Regionen nur noch in unmittelbarer Bodennähe signifikant. Am untersten Gitterpunkt beträgt er stets 100 %. Dies ist jedoch auch bei ideal hoher Auflösung der Fall, schließlich handelt es sich um einen festen Rand, an dem  $\overline{w} = 0$  und damit auch  $\overline{w'\theta'}$  = 0 gilt. Die Höhe der Grenzschicht steigt im Lauf GL025 bis zur

Mitte der Rinne auf etwa 5-6 m (siehe Abbildung 3.5). Im Lauf GL2 würden somit gerade einmal zwei bis drei Gitterebenen innerhalb der Grenzschicht liegen. Um Turbulenzelemente auflösen zu können, muss die Grenzschicht jedoch mindestens 4-5 Gitterpunkte umfassen (Weinbrecht und Raasch, 2001).

Auf den nicht-linearen Verlauf der Wärmeflussprofile wurde bereits in Kapitel 3.1 eingegangen. Auch hier zeigt sich in den Läufen GL1 und GL05 über der zweiten Rinnenhälfte bodennah eine Zunahme des Wärmeflusses mit der Höhe, der mit dem Vorhandensein eines horizontalen Temperaturgradienten erklärt werden kann, welcher wiederum auf die "künstliche" superadiabatische bodennahe Schicht über der ersten Rinnenhälfte zurückzuführen ist. Im Lauf GL025 bildet sich keine superadiabatische Schicht mehr, da die aufgelöste Konvektion - wie auch in der Natur - bereits kurz hinter der Rinnenkante einsetzt.

Wird die Konvektion über der Rinne nicht aufgelöst, so kann die Wärme nur in sehr geringem Umfang abtransportiert werden, da die Vertikalgeschwindigkeit äußerst gering ist. Da an der Wasseroberfläche unvermindert stark geheizt wird, heizt sich auch die Luftschicht unmittelbar darüber mit zunehmendem Abstand zur Rinnenkante immer stärker auf. Zudem wächst die Grenzschicht, wenn auch sehr langsam, an, bis sie schließlich mächtig genug ist, dass erste konvektive Wirbel aufgelöst werden können. Da sich sehr viel Wärme angestaut hat, kommt es zu einem Überschießen, plötzlich einsetzender kräftiger Konvektion, sichtbar im Lauf GL2 (Abbildung 3.5 als deutliches Wärmeflussmaximum über dem Eis hinter der Rinne. Während stromaufwärts des Maximums die Heizung nur auf die unmittelbar bodennahe Schicht begrenzt ist und darüber kaum geheizt wird, ist die Heizung im Bereich des Wärmeflussmaximums übermäßig stark. Im Fall GL1 wird quasi die gesamte bei der Überströmung der Rinne angesammelte Wärme am Ende der Rinne auf einmal freigesetzt, d.h. durch kräftige aufgelöste Konvektion abtransportiert, wodurch ein sehr hoher Wärmefluss entsteht. Das Wärmeflussmaximum ist deutlich stärker ausgeprägt als im Lauf GL2, weil dort die zur Auflösung der Konvektion erforderliche Grenzschichthöhe erst deutlich stromabwärts der Rinne erreicht wird. In diesem Bereich hat sich die Luft über dem Eis bereits wieder etwas abgekühlt. Zudem fehlt der Antrieb durch die Heizfläche der Rinne, stattdessen ist die bodennahe Luftschicht stark stabil geschichtet. Im Lauf GL05 geschieht das Überschießen bereits über der Rinnenmitte, da die zur Auflösung der Konvektion erforderliche Grenzschichthöhe lediglich halb so hoch wie im Lauf GL1 ist. Die angestaute Wärmemenge ist geringer, das Überschießen entsprechend schwächer. Im Fall GL025 kann dagegen über fast der gesamten Rinne die durch Heizung von unten entstehende Wärme durch Konvektion effektiv abtransportiert werden, da die zur Auflösung der Konvektion erforderliche Grenzschichthöhe bereits wenige Meter stromabwärts der Rinnenkante erreicht wird. Daraus ergibt sich ein relativ gleichmäßiges Wärmeflussmaximum über der gesamten Rinne, wie es zum Beispiel auch bei Messungen über Polynyen erhalten wurde (Garbrecht, 2002).

Abbildung 3.7 (links) zeigt einen horizontalen Querschnitt durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in einer Höhe von 10 m. Mit zunehmender Auflösung ist auch hier eine feinere Struktur der Auf- und Abwindbereiche zu erkennen. Ab einer Auflösung von 1 m ändert sich jedoch die Größe und Intensität der konvektiven Wirbel kaum noch. Dies deutet darauf hin, dass hier bereits eine Gitterweite von 1 m ausreicht, um die Konvektion

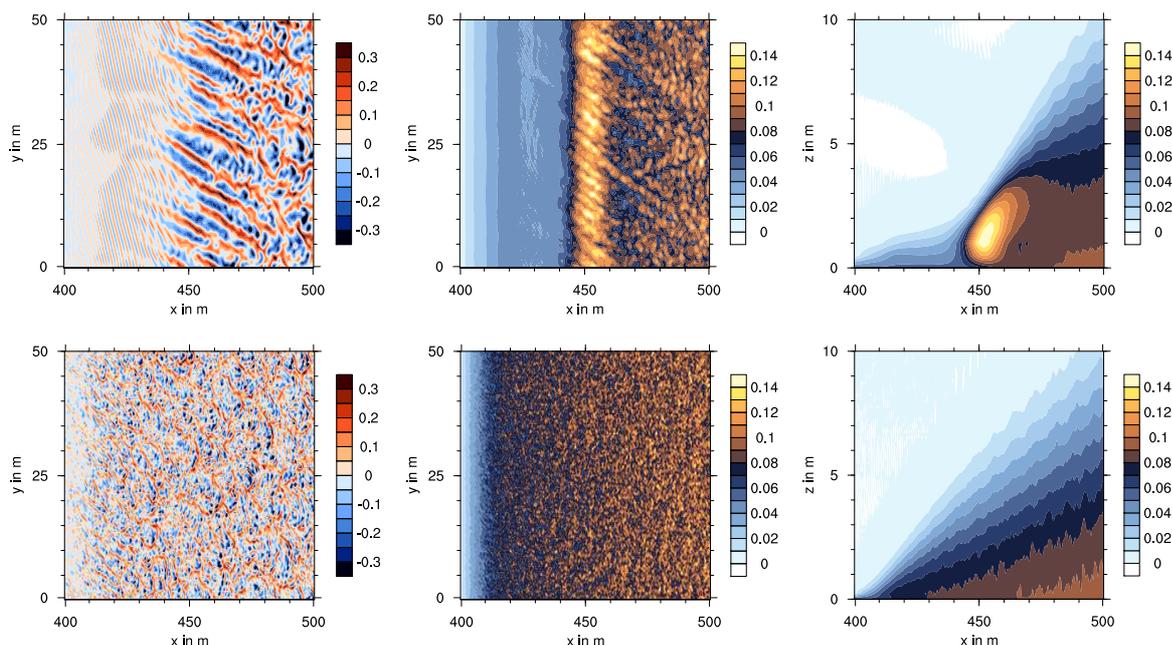


**Abbildung 3.7:** Horizontalschnitt durch das Feld der instantanen Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  in  $\text{ms}^{-1}$  in einer Höhe von 10 m (links) sowie in der jeweils ersten Gitterebene über der Rinne (rechts). Die Rinne befindet sich zwischen  $x = 400$  m und  $x = 500$  m. Die Auflösung erhöht sich von oben nach unten.

vollständig aufzulösen. Die Konvektion setzt bei GL2 erst 50 m stromabwärts der Rinne ein, bei GL1, GL05 und GL025 jeweils ungefähr im Bereich der stromabwärtigen Rinnenkante. Erst hier erreicht die Grenzschicht eine Höhe von 10 m, über der Rinne ist sie flacher, so dass in 10 m Höhe keine Konvektion mehr auftritt. Die relativ konstant bleibende Position des Konvektionsbeginns ist ein weiterer Hinweis darauf, dass eine Auflösung von 1 m hinreichend ist, um in diesem Bereich Konvektion auflösen zu können. Bei GL2 sind gröberskalige, rollenähnliche Strukturen zu erkennen, die in Strömungsrichtung verlaufen. Solche Strukturen haben bereits [Glendening und Burk \(1992\)](#) in ihren Simulationen beobachtet und als Rollenkonvektion interpretiert. [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) haben diese Strukturen reproduzieren können und als Artefakte identifiziert, die nur durch unzureichende Auflösung entstehen. Mit höherer Auflösung wurden die rollenähnlichen Strukturen kleiner und traten nicht mehr über der gesamten Rinne auf, sondern nur noch im Bereich der einsetzenden Konvektion, wo die Auflösung nicht ausreichend war. Die organisierten, numerisch bedingten Strukturen werden noch deutlicher, wenn man jeweils die erste Gitterebene über dem Boden betrachtet (Abbildung 3.7 rechts). Hier sind im Lauf GL2 deutlich organisierte, senkrecht zur Strömungsrichtung verlaufende, streifenförmige Strukturen zu erkennen. Auch diese wurden bereits von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) beobachtet. Im Lauf GL1 treten ebenfalls diese senkrecht zur Strömungsrichtung verlaufenden Bänder auf, weisen allerdings eine geringere Wellenlänge auf. Tatsächlich hat sich die Breite der Streifen entsprechend der Gitterweite halbiert. Während bei GL2 die bänderförmigen Strukturen über der gesamten Rinne entstehen, finden sie sich bei GL1 nur noch über der ersten Rinnenhälfte und werden über der zweiten Rinnenhälfte von den rollenähnlichen in Strömungsrichtung verlaufenden Strukturen abgelöst, ähnlich zu denen, die man im Lauf GL2 stromabwärts der Rinne findet. Im Lauf GL05 verschiebt sich die Abfolge von senkrecht und parallel zur Strömung verlaufenden Streifen weiter stromaufwärts, die Wellenlänge halbiert sich abermals. Über dem letzten Viertel der Rinne ist nun bereits typische nicht organisierte Turbulenz zu sehen. Im Lauf mit der höchsten Auflösung GL025 verschwinden die organisierten bänderförmigen Strukturen schließlich vollends. Über der gesamten Rinne findet sich ausschließlich nicht organisierte Turbulenz (siehe auch Abbildung 3.8).

Die beobachteten organisierten Strukturen (besonders deutlich noch einmal in Abbildung 3.8 links anhand eines vergrößerten Ausschnittes der Simulation GL05 zu sehen) sind typische Merkmale eines Überganges von laminarer zu turbulenter Strömung ([Schlichting und Gersten, 2006](#)). Dabei wird eine anfänglich laminare, mit  $\sqrt{X}$  anwachsende Grenzschicht stromabwärts von zweidimensionalen sogenannten Tollmien-Schlichting-Wellen überlagert. Anschließend führen sekundäre Instabilitäten zu einer Überlagerung von dreidimensionalen Störungen, so dass die Tollmien-Schlichting-Wellen zunehmend in Strömungsrichtung gestreckt werden. Es erfolgt ein Übergang zu rollenartigen Wirbeln längs zur Strömung, bevor diese weiter stromabwärts allmählich in ungeordnete turbulente Strukturen zerfallen. Damit ist der Übergang zu einer vollturbulenten Grenzschicht abgeschlossen. Die in diesem Kapitel behandelten Simulationen wurden mit laminarem Einströmen durchgeführt. Die Wegstrecke vom Einströmrand bis zur Rinne ist zu kurz, als dass sich aufgelöste Turbulenz entwickeln kann. Die die Eisrinne erreichende Strömung ist somit noch laminar. Über der Eisrinne erfolgt anschließend der Übergang in eine turbulente Strömung, und es entstehen die oben beschriebenen Wellenstrukturen. Zwar kann die

### 3.2. Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit laminarem Einströmen



**Abbildung 3.8:** Links: Horizontalschnitt durch das Feld der instantanen Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  in  $\text{ms}^{-1}$  in der ersten Gitterebene über der Rinne; Mitte: Horizontalschnitt des zeitlich gemittelten Wärmeflusses in der ersten Gitterebene über der Rinne; rechts: Vertikalschnitt des zeitlich und räumlich entlang  $y$  gemittelten Wärmeflusses in  $\text{Kms}^{-1}$ . Obere Reihe: Lauf GL05, untere Reihe: Lauf GL025.

durch die Rinne induzierte Konvektion in den grob aufgelösten Rinnensimulationen über dem ersten Teil der Rinne nicht aufgelöst werden, die Tollmien-Schlichting-Wellen führen jedoch trotzdem zu einem aufgelösten Wärmefluss über der Rinne (siehe Abbildung 3.8 Mitte), der im Lauf GL05 immerhin etwa 40 % des gesamten Wärmeflusses an dieser Stelle ausmacht (vgl. Abbildung 3.6). Das Überschießen weiter stromabwärts, verbunden mit dem deutlichen Wärmeflussmaximum, wird durch die markanten rollenähnlichen Strukturen längs zur Strömungsrichtung ausgelöst. Besonders gut sichtbar ist dies in der Simulation GL05 (Abbildung 3.8). Genau an der Stelle, an der die Tollmien-Schlichting-Wellen von den rollenähnlichen Strukturen abgelöst werden, tritt das Wärmeflussmaximum auf. Im Vergleich dazu ist der Wärmefluss im Lauf GL025 - ohne organisierte Strukturen - viel gleichmäßiger verteilt. Dass im Lauf mit der höchsten Auflösung keine organisierten Strukturen mehr auftreten, lässt vermuten, dass die die Rinne erreichende Strömung nicht mehr laminar ist, sondern bereits stromaufwärts der Rinne aufgelöste Turbulenz entstanden ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass in der gezeigten Studie bei neutraler Schichtung und einer 100 m breiten Rinne eine Gitterweite von 0,25 m notwendig ist, um die von der Rinne generierte Konvektion über weiten Teilen der Rinne vollständig aufzulösen. Organisierte rollenähnliche Strukturen, die auch bereits in früheren Veröffentlichungen gezeigt wurden, sind auf den Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung über der Eisrinne zurückzuführen. Die Strömung ist hierbei sowohl stromaufwärts der Rinne

ne als auch über zumindest Teilen der Rinne noch laminar. Mit der höchsten gerechneten Auflösung verschwinden diese Strukturen vollständig, vermutlich weil die die Rinne erreichende Strömung bereits aufgelöste Turbulenz enthält. Tatsächlich kann jedoch über Rinnen auch rollenartige Konvektion entstehen, wie Beobachtungen von Schnell et al. (1989) oder Mourad und Walter (1996) zeigen. Gryscha et al. (2008) beobachteten in LES von Kaltluftausbrüchen<sup>6</sup>, dass Konvektionsrollen durch Inhomogenitäten im Übergangsbereich zwischen Eis und offenem Meer ausgelöst werden. In Simulationen mit gerader Eiskante traten dagegen keine Rollen auf.

Im folgenden Abschnitt soll die Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit turbulentem Einströmen wiederholt werden. Mit der dann bereits stromaufwärts der Rinne turbulenten Grenzschicht kann eine verbesserte Auflösung der Konvektion über der Rinne erwartet werden.

### 3.3 Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit turbulentem Einströmen

Die Einführung nicht-zyklischer Randbedingungen erleichtert die Simulation einer einzelnen Eisrinne ungemein. Allerdings wird stets laminar eingeströmt, so dass die vollständige Entwicklung atmosphärischer Turbulenz eine verhältnismäßig lange Strecke bis zur Rinne erfordert. Wie sich im vorherigen Abschnitt herausgestellt hat, war die Strecke stromaufwärts der Rinne offensichtlich zu kurz und die die Rinne erreichende Strömung in der Regel noch laminar. Die in Kapitel 2.2.6 vorgestellte Methode eines turbulenten Einströmens hat den Vorteil, dass die Strömung bereits am Einströmrand vollständig turbulent ist.

Wie in Kapitel 2.2.6 erläutert wurde, ist ein separater Vorlauf nötig, in dem die atmosphärische Turbulenz über einer homogenen Eisfläche ohne Rinne generiert wird. Der Vorlauf wird mit zyklischen Randbedingungen und einem deutlich kleineren Modellgebiet im Vergleich zum Hauptlauf (mit Rinne) durchgeführt (siehe auch Abbildung 3.2). Die atmosphärischen Randbedingungen sind dabei die gleichen wie in der Studie mit laminarem Einströmen. Tabelle 3.3 gibt eine Übersicht über die verwendeten Simulationsparameter. Wie die zeitliche Entwicklung der aufgelösten TKE in Abbildung 3.9 zeigt, hat sich in den Vorläufen bereits nach weniger als einer Stunde ein stationärer Zustand eingestellt, so dass die Simulationszeit von 6 Stunden mehr als ausreichend ist. In den Hauptläufen ist nun, im Gegensatz zur laminaren Studie (vgl. Abbildung 3.3), bereits zu Simulationsbeginn Turbulenz vorhanden und daher  $e^*$  deutlich von Null verschieden. Die TKE erreicht nach einer Anlaufphase von wenigen Minuten, in der sich die Strömung auf das größere Modellgebiet und die Rinne einstellt, jeweils das ungefähr gleiche Niveau, unabhängig vom Startwert. Lediglich der Lauf GT2 bleibt wie auch schon der Lauf GL2 auf deutlich niedrigerem Niveau, was darauf hindeutet, dass in diesem Lauf die Auflösung weiterhin zu grob ist, um die von der Rinne erzeugte Turbulenz hinreichend zu erfassen. Der Vergleich mit Abbildung 3.3 zeigt, dass sämtliche Simulationen nun etwa doppelt so große Werte von  $e^*$

---

<sup>6</sup>Ein Kaltluftausbruch vom Eis aufs Meer entspricht quasi der Strömung über eine unendlich ausgedehnte Eisrinne.

| Lauf   | $N_x \times N_y \times N_z$  | $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ in m | $\lambda$ in m | $u_g$ in $\text{ms}^{-1}$ | $t_{\text{sim}}$ in s |
|--------|------------------------------|---|----------------|---------------------------|-----------------------|
| GT2v   | $128 \times 128 \times 200$  | $2 \times 2 \times 2$                           | -              | 2,5                       | 21600                 |
| GT2    | $512 \times 128 \times 200$  | $2 \times 2 \times 2$                           | 100            | 2,5                       | 1200                  |
| GT1v   | $256 \times 256 \times 256$  | $1 \times 1 \times 1$                           | -              | 2,5                       | 21600                 |
| GT1    | $1024 \times 256 \times 256$ | $1 \times 1 \times 1$                           | 100            | 2,5                       | 1200                  |
| GT05v  | $256 \times 256 \times 384$  | $0,5 \times 0,5 \times 0,5$                     | -              | 2,5                       | 21600                 |
| GT05   | $2048 \times 512 \times 384$ | $0,5 \times 0,5 \times 0,5$                     | 100            | 2,5                       | 1200                  |
| GT025v | $256 \times 256 \times 576$  | $0,25 \times 0,25 \times 0,25$                  | -              | 2,5                       | 21600                 |
| GT025  | $4096 \times 512 \times 576$ | $0,25 \times 0,25 \times 0,25$                  | 100            | 2,5                       | 1200                  |

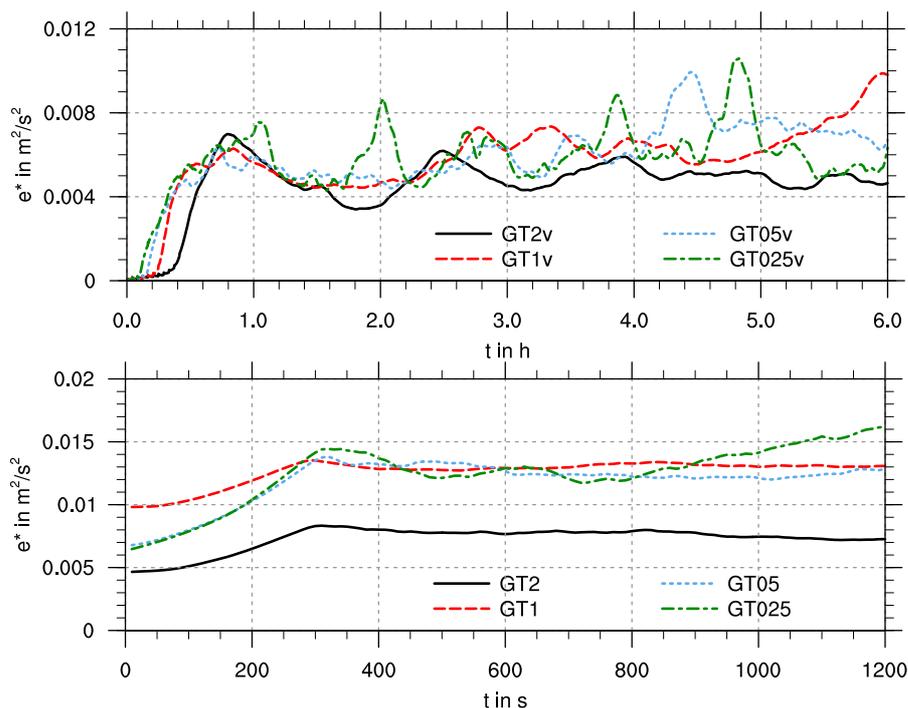
**Tabelle 3.3:** Simulationsparameter der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit turbulentem Einströmen GT2 - GT025. Die Laufbezeichnungen mit 'v' am Ende bezeichnen Vorläufe ohne Rinne.

aufweisen, was, wie im Folgenden gezeigt wird, auf die Turbulenz stromaufwärts der Rinne zurückzuführen ist.<sup>7</sup>

Wie Abbildung 3.10 veranschaulicht, ist die Strömung nun, anders als in den Simulationen mit laminarem Einströmen, auch stromaufwärts der Rinne turbulent. Die Auf- und Abwinde haben typische Geschwindigkeiten von bis zu  $0,3 \text{ ms}^{-1}$ . Dies liegt an der deutlich längeren Vorlaufstrecke vom ursprünglichen (laminaren) Einströmrand zu Beginn des Vorlaufs bis zum Erreichen der Rinne im Hauptlauf. Diese Strecke beträgt bei 6 h Simulationszeit des Vorlaufs und einer mittleren Windgeschwindigkeit von  $2,5 \text{ ms}^{-1}$  etwa 54 km. Geht man vom Erreichen einer stationären Situation nach ungefähr einer Stunde aus, so beträgt die Vorlaufstrecke etwa 9 km. Dies ist immer noch ein Vielfaches der 400 m in der Studie mit laminarem Einströmen. Diese entsprechen dem Zustand der Grenzschicht im Vorlauf nach knapp 3 Minuten. Zu diesem Zeitpunkt ist noch fast keine Turbulenzenergie vorhanden, wie Abbildung 3.9 zeigt. Der starke Anstieg der TKE setzt je nach Auflösung erst nach 6 bis 20 Minuten ein. In der Studie mit laminarem Einströmen hätte die Strecke vom Einströmrand zur Rinnenkante demnach mindestens 9 km betragen müssen, um eine vollständige Entwicklung der turbulenten Grenzschicht über dem Eis zu erhalten. Damit hätte sich die Simulationszeit jedoch jeweils etwa verzehnfacht.

Die von der Rinne generierte Konvektion unterscheidet sich sowohl in der Stärke als auch in der Form deutlich von der Hintergrundturbulenz. Während sich die Charakteristika der Auf- und Abwinde für die Simulationen GT1 bis GT025 auf den ersten Blick kaum von denen der Studie mit laminarem Einströmen unterscheiden (vergleiche Abbildung 3.10 mit Abbildung 3.4), setzt im Lauf GT2 die Konvektion bereits deutlich früher ein, etwa über dem Ende der Rinne. Die Verteilung des turbulenten Wärmeflusses offenbart signifikante Unterschiede zur Studie mit laminarem Einströmen für die grob aufgelösten Simulationen

<sup>7</sup>Die im Lauf GT025 zum Ende des Hauptlaufes hin ansteigende TKE stellt vermutlich ein vorübergehendes Ereignis verstärkter Turbulenzentwicklung dar. Ein ähnlicher vorübergehender Anstieg ist mehrfach auch in der Zeitreihe des Vorlaufes zu sehen, hier auch für den Lauf GT05.

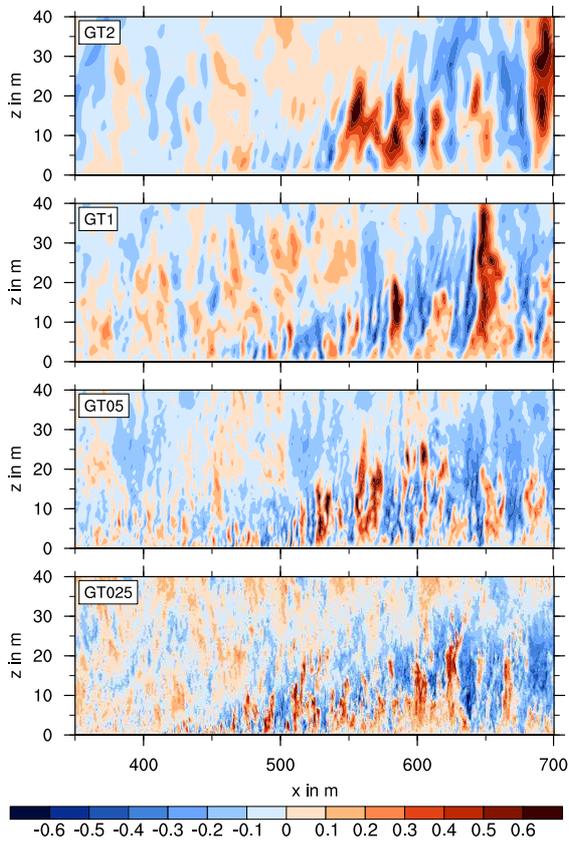


**Abbildung 3.9:** Zeitliche Entwicklung der aufgelösten TKE für die Vorläufe (oben) und Hauptläufe (unten) der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite mit turbulentem Einströmen.

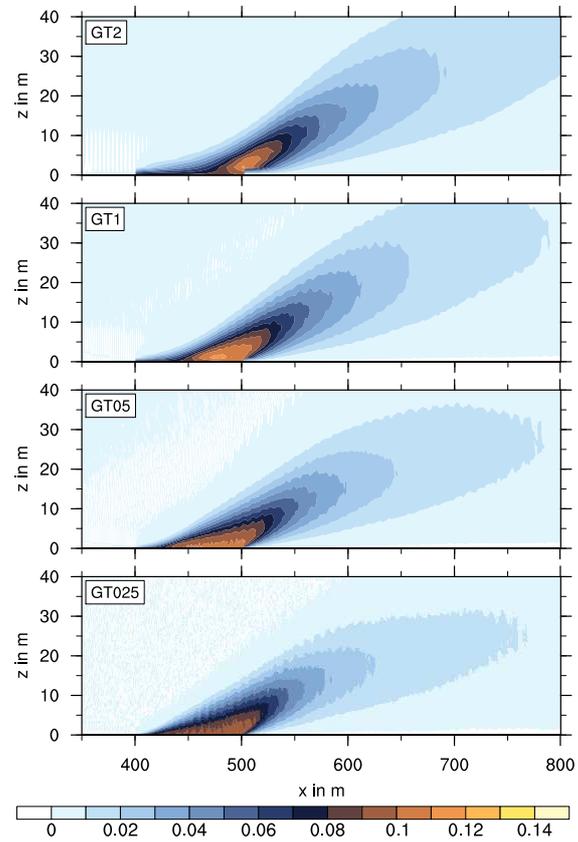
GT2 bis GT05 (siehe Abbildung 3.11 und vergleiche mit Abbildung 3.5). Im Lauf mit 2 m Auflösung befindet sich das Wärmeflussmaximum nun nicht mehr über dem Eis stromabwärts der Rinne, sondern etwa über der Rinnenkante (ähnlich wie im Lauf GL1). Die Simulation mit 1 m Auflösung zeigt bereits ein Wärmeflussmaximum über der gesamten zweiten Rinnenhälfte und unmittelbar über der Rinnenoberfläche. Eine solche Verteilung konnte in der Studie mit laminarem Einströmen erst bei einer Auflösung von 0,5 m beobachtet werden, jedoch noch in Verbindung mit einem Überschießen etwa über der Rinnenmitte, welches im Lauf GT1 fehlt. Der Lauf GT05 mit 0,5 m Auflösung zeigt schließlich ein gleichmäßiges, über nahezu die gesamte Rinne verteiltes Wärmeflussmaximum, wie es erst im Lauf GL025 zu sehen war. In der Simulation mit 0,25 m Auflösung ändert sich die Wärmeflussverteilung gegenüber der gröber aufgelösten Simulation GT05 kaum noch.

Man kann also bereits festhalten, dass mit turbulentem Einströmen eine gröbere Auflösung ausreicht, um die Konvektion über großen Teilen der Rinne aufzulösen und die Verteilung des Wärmeflusses realistisch wiederzugeben. Ein Überschießen der Konvektion ist nur noch mit der größten Auflösung zu beobachten, jedoch deutlich schwächer als in der Studie mit laminarem Einströmen.

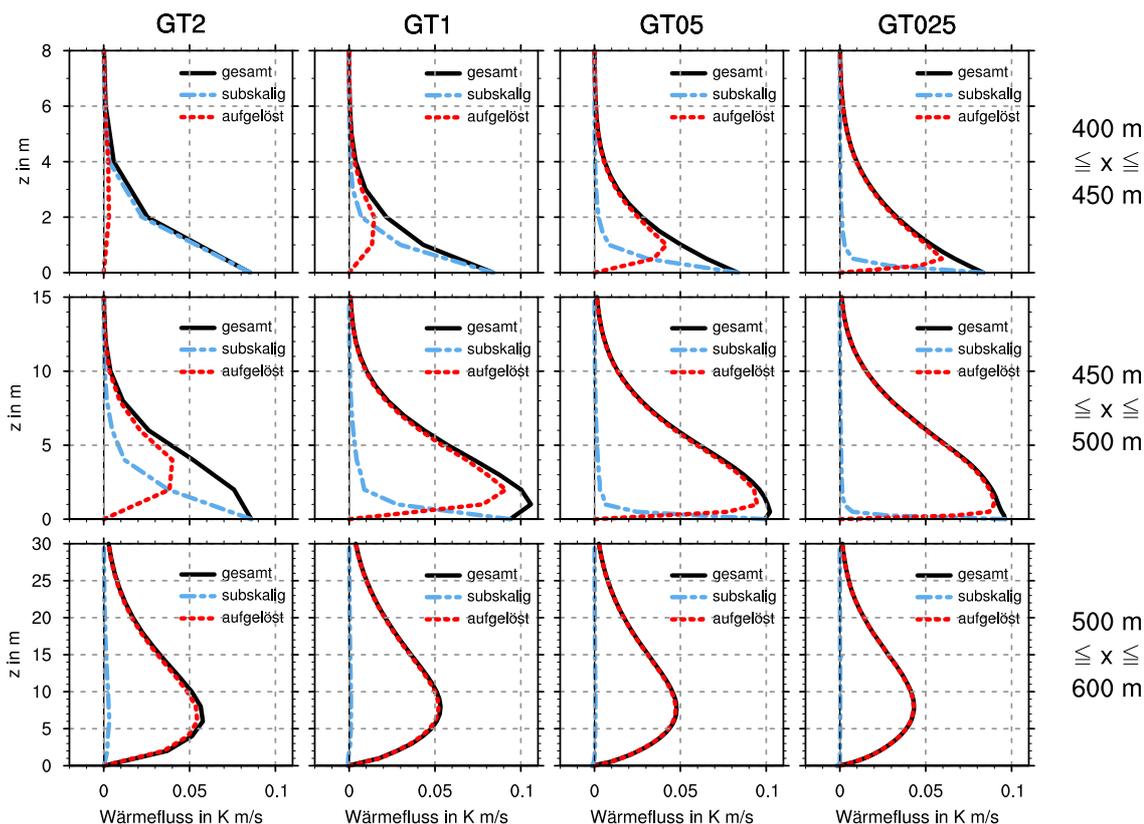
Dies bestätigen die Vertikalprofile des aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses in Abbildung 3.12. Stromabwärts der Rinne unterscheiden sich die Profile kaum von denen der Simulationen mit laminarem Einströmen (vgl. Abbildung 3.6). Hier konnte die Konvektion zumindest in den Läufen GL1 bis GL025 vollständig aufgelöst werden. Während sich das



**Abbildung 3.10:** Vertikalschnitt durch das Feld der instantanen Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  in  $\text{ms}^{-1}$  in der Mitte des Modellgebietes für die Läufe GT2 bis GT025. Die Rinne befindet sich zwischen  $x = 400 \text{ m}$  und  $x = 500 \text{ m}$ . Die Auflösung erhöht sich von oben nach unten.



**Abbildung 3.11:** Vertikalschnitt durch das Feld des turbulenten vertikalen Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$  in  $\text{Kms}^{-1}$ , gemittelt über 300 s sowie entlang  $y$ . Auflösungen und Position der Rinne wie in Abbildung 3.10.



**Abbildung 3.12:** Vertikalprofile des gesamten, aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses für die Läufe GT2 bis GT025, gemittelt über 300 s sowie über die erste Rinnenhälfte (oben), die zweite Rinnenhälfte (Mitte) und über dem Eis stromabwärts der Rinne (unten). Die Auflösung nimmt von links nach rechts zu.

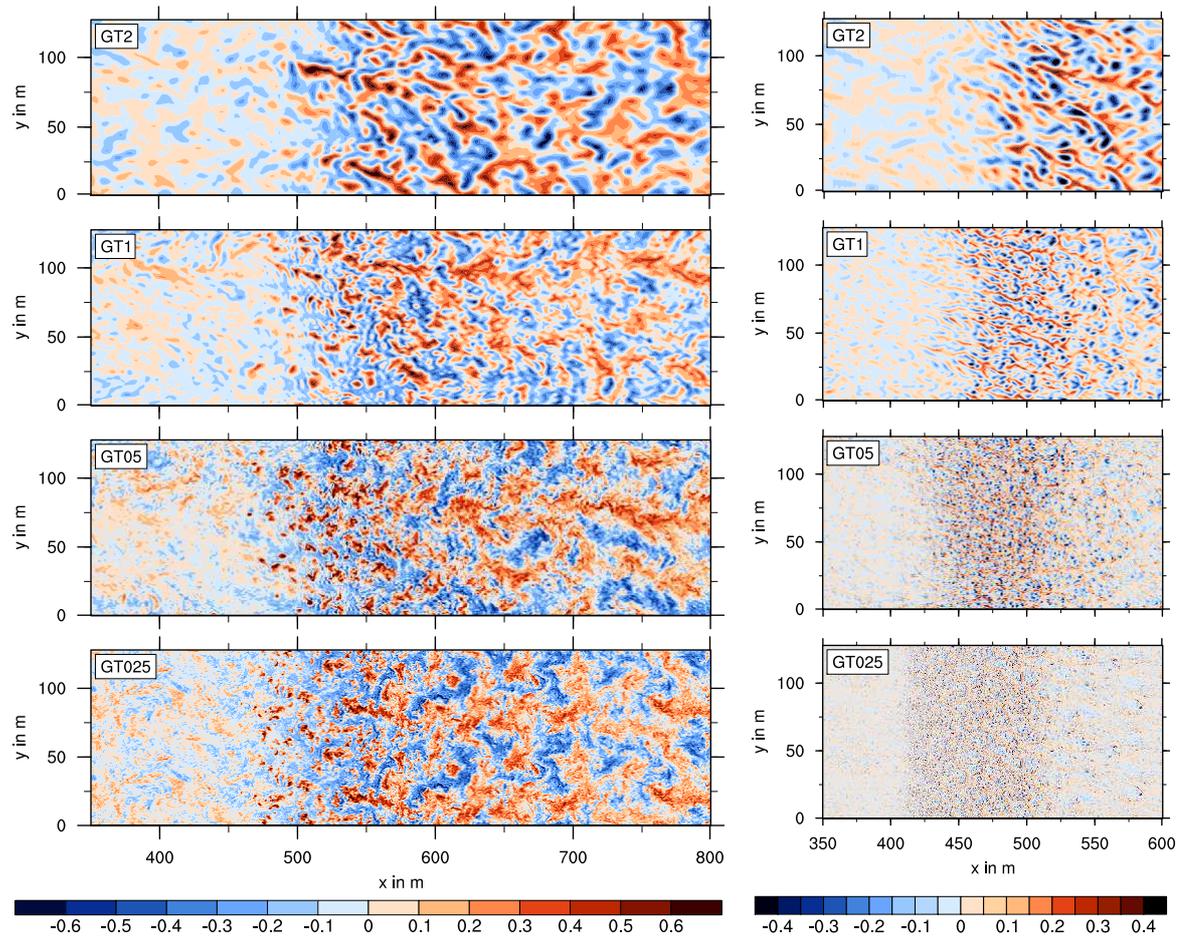
Profil des Laufes GL2 von den anderen GL-Läufen etwas unterschied, sind im Lauf GT2 kaum noch Unterschiede zu den anderen GT-Läufen zu erkennen. Über der zweiten Rinnenhälfte ist der turbulente Wärmefluss in den Läufen GT1 bis GT025 nahezu vollständig aufgelöst. Lediglich im Lauf GT2 mit der größten Auflösung ist der subskalige Anteil noch erwähnenswert. Im Vergleich zur Studie mit laminarem Einströmen ist die Grenzschicht etwas mächtiger und  $z_i$  bereits ab einer Auflösung von 1 m konstant (in der laminaren Studie erst bei  $\Delta = 0,5$  m). Ein anderes Bild ergibt sich über der ersten Rinnenhälfte. Hier, in der deutlich flacheren Grenzschicht, ist der Wärmefluss im Lauf GT2 fast ausschließlich subskaliger Natur, wie es auch im Lauf GL2 der Fall war. Der Lauf GT1 weist ab der zweiten Gitterebene über der Rinne bereits einen zum Großteil aufgelösten Wärmefluss auf, in der ersten Gitterebene beträgt der aufgelöste Anteil immerhin etwa 40 %, also deutlich mehr als im Lauf GL1. In den beiden am höchsten aufgelösten Simulationen ist auch im Mittel über die erste Rinnenhälfte der subskalige Anteil mit weniger als 10 % (ab der zweiten Gitterebene) sehr gering. In der Studie mit laminarem Einströmen war dies erst beim Lauf GL025 der Fall.

Einen weiteren Beleg für die bessere Auflösung der konvektiven Grenzschicht über der Rinne mit turbulentem Einströmen liefert die Betrachtung der Struktur der Turbulenz im

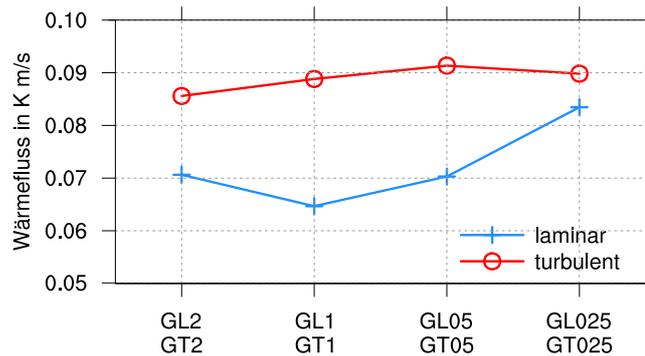
Horizontalschnitt (Abbildung 3.13). Im Unterschied zur Studie mit laminarem Einströmen (vgl. Abbildung 3.7) treten hier selbst im Lauf GT2 keine numerisch bedingten organisierten Strukturen mehr auf. Dies ist auch zu erwarten, da die Strömung stromaufwärts der Rinne nun nicht mehr laminar sondern turbulent ist. Ab einer Auflösung von 1 m ändert sich die Turbulenzstruktur in 10 m Höhe über und stromabwärts der Rinne kaum noch. Wie in der laminaren Studie setzt die Konvektion mit zunehmender Auflösung früher ein, jedoch ohne rollenähnliche Strukturen und Überschießen. Da die Strömung bereits stromaufwärts der Rinne vollständig turbulent ist, kann die Turbulenz über der Rinne leichter angeregt ("getriggert") werden. Dadurch wächst die konvektive Grenzschicht über der Rinne rasch an und ermöglicht eine schnelle Intensivierung der Konvektion und des turbulenten Wärmeaustausches. In Abbildung 3.13 ist zudem zu beobachten, dass bereits in der Hintergrundturbulenz vorhandene gröberskalige Strukturen erhalten bleiben und über der Rinne verstärkt werden. Wird ein Aufwindbereich von der neutralen Grenzschicht über dem Eis in die konvektive Grenzschicht über der Rinne advehiert, so ermöglicht die stark labile Schichtung eine Verstärkung des Aufwindes.

Auch mit turbulentem Einströmen ist eine möglichst hohe Auflösung von großer Bedeutung, jedoch reicht im Vergleich zum laminarem Einströmen bereits eine geringere Gitterweite aus, um die Konvektion über großen Teilen der Rinne realistisch wiedergeben zu können. Im hier simulierten Fall einer 100 m breiten Rinne bei neutraler Schichtung genügt dazu eine Gitterweite von 0,5 m. Die Strömung stromaufwärts der Rinne ist nun nicht mehr laminar sondern turbulent, was auch in der Natur der Fall ist. Diese Hintergrundturbulenz ermöglicht - bei ausreichender Auflösung - das unmittelbare Einsetzen der Konvektion an der Rinnenkante. Die Struktur der Hintergrundturbulenz bleibt im Wesentlichen erhalten und wird über der Rinne verstärkt.

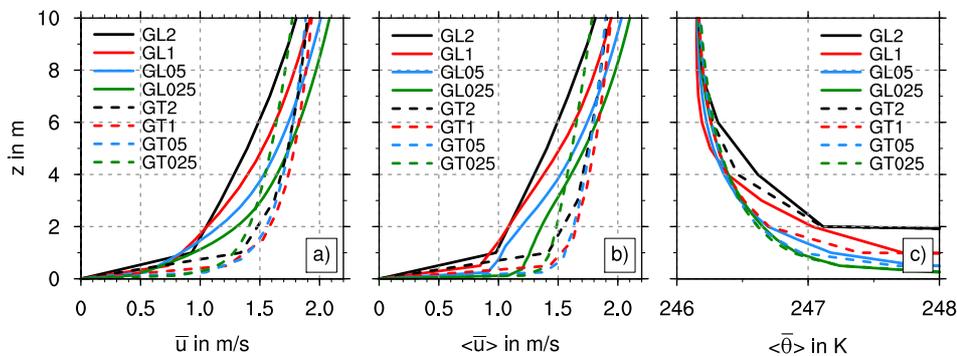
Es stellt sich die Frage, welche Auswirkungen die Auflösung und die Verwendung des turbulenten Einströmens in quantitativer Hinsicht auf den Wärmeaustausch über der Eisrinne haben. Hierzu ist in Abbildung 3.14 ein Vergleich des über die Rinnenfläche gemittelten bodennahen Wärmeflusses ( $\langle \overline{w'\theta'} \rangle (k=0)$ ) für die Simulationen mit laminarem und turbulentem Einströmen dargestellt. In der Studie mit laminarem Einströmen ist erwartungsgemäß ein deutlicher Anstieg des Wärmeflusses mit Verbesserung der Auflösung festzustellen. Ausgenommen davon ist lediglich die Simulation GL2 mit der größten Auflösung. Der erhöhte Wert von GL2 kann vermutlich durch die im Vergleich zum Lauf GL1 größere Amplitude der Tollmien-Schlichting-Wellen erklärt werden (siehe Abbildung 3.7). Davon abgesehen erhöht sich der Wärmeaustausch über der Rinne mit zunehmender Auflösung, da mehr und mehr Konvektion über der Rinne aufgelöst werden kann. In der Studie mit turbulentem Einströmen ist ein allgemein deutlich erhöhter Wärmefluss festzustellen. Selbst im Lauf mit der größten Auflösung erhält man einen höheren Wert als im am feinsten aufgelösten Lauf der Studie mit laminarem Einströmen. Über die Ursache geben die bodennahen Profile von  $\bar{u}$  und  $\bar{\theta}$  in Abbildung 3.15 Aufschluss, da  $\bar{u}$  und  $\bar{\theta}$  die entscheidenden Größen bei der Berechnung des subskaligen Wärmeflusses sind (siehe Gleichungen 4.6, 2.46 und 2.47). Sowohl über als auch stromaufwärts der Rinne zeigen die  $\bar{u}$ -Profile in unmittelbarer Bodennähe eine erhöhte Windgeschwindigkeit für die Simulationen mit turbulentem Einströmen (gestrichelte Profile). Dies kann wieder darauf zurückgeführt werden,



**Abbildung 3.13:** Horizontalschnitt durch das Feld der instantanen Vertikalgeschwindigkeit  $\overline{w}$  für die Läufe GT2 bis GT025 in  $\text{ms}^{-1}$  in einer Höhe von 10 m (links) sowie in der jeweils ersten Gitterebene über der Rinne (rechts). Die Rinne befindet sich zwischen  $x = 400$  m und  $x = 500$  m. Die Auflösung erhöht sich von oben nach unten.



**Abbildung 3.14:** Quantitativer Vergleich des über die Rinnenfläche gemittelten bodennahen Wärmeflusses für die Simulationen der Sensitivitätsstudien bezüglich der Gitterweite mit laminarem und turbulentem Einströmen.



**Abbildung 3.15:** Bodennahe Vertikalprofile für die Simulationen der Sensitivitätsstudien bezüglich der Gitterweite mit laminarem und turbulentem Einströmen. a)  $\bar{u}$  in  $\text{ms}^{-1}$ , gemittelt über das Gebiet stromaufwärts der Rinne, b)  $\langle \bar{u} \rangle$  in  $\text{ms}^{-1}$ , gemittelt über die Rinnenfläche, c)  $\langle \bar{\theta} \rangle$  in K, gemittelt über die Rinnenfläche.

dass die Grenzschicht über dem Eis stromaufwärts der Rinne mit turbulentem Einströmen aufgrund der verstärkten Turbulenz besser durchmischt ist. Die Profile von  $\bar{\theta}$  zeigen nur geringe Unterschiede für die beiden Studien. Mit turbulentem Einströmen ist die bodennahe Luftschicht etwas kälter, da sie aufgrund des effektiveren Abtransports der Wärme nicht so stark aufgeheizt wird. Man sieht jedoch auch, dass die Unterschiede zwischen laminarem und turbulentem Einströmen mit feinerer Auflösung geringer werden. Ähnliches ist beim Vergleich der Wärmeflüsse in Abbildung 3.14 festzustellen. Auch mit turbulentem Einströmen nimmt der Wärmefluss mit Erhöhung der Auflösung zu, jedoch deutlich schwächer als beim laminarem Einströmen. Bereits im Lauf GT05 erreicht der mittlere Wärmefluss ein Maximum und geht im Lauf GT025 wieder leicht zurück. Damit können die Ergebnisse bestätigt werden, dass mit turbulentem Einströmen die flache Grenzschicht über der Rinne erheblich besser wiedergegeben werden kann als mit laminarem Einströmen und sich ab einer Gitterweite von 0,5 m die Ergebnisse nicht mehr wesentlich ändern.

### 3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Ergebnisse von Large-Eddy-Simulationen der Grenzschicht über Eisrinnen vorgestellt und die Sensitivität der Ergebnisse bezüglich der Auflösung untersucht. Dazu wurde zunächst eine ebenfalls mit PALM durchgeführte Studie von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) aufgegriffen und mit der aktuellen Modellversion wiederholt. Abgesehen von leichten quantitativen Unterschieden konnten die Ergebnisse von [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) verifiziert werden.

Anschließend wurde die Studie mit modifizierten Rand- und Anfangsbedingungen sowie einer höheren Auflösung (2 m bis 0,25 m für eine 100 m breite Rinne) weitergeführt. Als wesentliche Neuerung kamen dabei nicht-zyklische Randbedingungen zur Anwendung. Es wurde gezeigt, dass für den untersuchten Fall einer 100 m breiten Rinne bei neutraler Schichtung, eine Gitterweite von 0,5 m nötig ist, um die Konvektion über Teilen der Rinne auflösen zu können. Für eine Auflösung der Konvektion über nahezu der gesamten Rinne war dagegen eine Gitterweite von 0,25 m erforderlich. Die in früheren Studien beobachteten organisierten, rollenähnlichen Strukturen über der Rinne, die [Weinbrecht und Raasch \(2001\)](#) bereits als durch die unzureichende Auflösung bedingte Artefakte identifiziert haben, verschwinden mit ausreichend hoher Auflösung (0,25 m) ganz.

Bei einer Wiederholung der Studie mit turbulentem Einströmen konnte die flache Grenzschicht über der Rinne bei gleicher Gitterweite besser erfasst werden als mit dem zuvor verwendeten laminaren Einströmen. Die organisierten künstlichen Strukturen traten auch bei grober Auflösung nicht mehr auf. Durch die bereits stromaufwärts der Rinne vorhandene Grenzschichtturbulenz wurde die Konvektion über der Rinne wirksamer und schneller getriggert als in den Simulationen mit laminarem Einströmen. Bei diesen war die Distanz vom Einströmrand bis zur Rinne erheblich zu kurz, so dass die die Rinne erreichende Strömung noch laminar war. Des Weiteren wurde festgestellt, dass bereits stromaufwärts der Rinne vorhandene gröberskalige Turbulenzelemente bei der Advektion über die Rinne erhalten bleiben und verstärkt werden. Es konnte generell nachgewiesen werden, dass PALM mit den vorhandenen Ressourcen in der Lage ist, nahezu alle Skalen der über Eisrinnen entstehenden Turbulenz aufzulösen.

# 4 Der turbulente Wärmefluss über Eistrinnen verschiedener Breite

In diesem Kapitel soll die Abhängigkeit des Wärmeaustausches über Eistrinnen von der Rinnenbreite untersucht werden. Wie in Kapitel 1.4 erläutert wurde, deckten frühere Studien nur einen sehr eingeschränkten Parameterbereich ab oder wiesen andere Einschränkungen auf. Die bisher einzige das gesamte Spektrum an Rinnenbreiten umfassende Studie ist die LES-Studie von Esau (2007). Daher wurde diese Studie zunächst mit PALM verifiziert (Abschnitt 4.1), Einschränkungen festgestellt und schließlich eine neue Studie mit verbesserten Randbedingungen, insbesondere mit höherer Auflösung, durchgeführt (Abschnitt 4.2). Die Esau-Studie behandelt den Spezialfall einer Situation ohne mittleren Wind. Zwar treten in den polaren Meereisgebieten häufig schwachwindige Phasen auf (Lüpkes et al., 2008b), windstille Situationen stellen jedoch die Ausnahme dar. Es überwiegen dagegen Bedingungen mit signifikantem mittleren Wind. Aus diesem Grund wurde die Abhängigkeit des Wärmeaustausches auch für einen Fall mit signifikantem mittleren Wind untersucht (Abschnitt 4.3).

## 4.1 Verifikation der Ergebnisse von Esau (2007)

### 4.1.1 Zusammenfassung der Studie von Esau (2007)

Die Simulationen wurden mit dem LES-Modell LESNIC<sup>1</sup> durchgeführt, das in Esau (2004) näher beschrieben wird. Die Studie umfasst einen sehr großen Bereich von Rinnenbreiten zwischen 5 m und 12,8 km. Insgesamt wurden 43 Simulationen mit schwach stabiler Schichtung (0,97 K / 100 m) und 9 Simulationen mit stark stabiler Schichtung (3,07 K / 100 m) durchgeführt. Die generellen Anfangsbedingungen beinhalten eine ruhende, homogene, stabil geschichtete Grenzschicht. Am unteren Rand werden jeweils konstante Temperaturen für Eis (-9,8°C) und Wasser (-1,8°C) vorgeschrieben, also ein Temperatursprung von 8 K. Die Rinne erstreckt sich entlang der gesamten y-Ausdehnung des Modellgebietes und liegt in der Mitte der x-Ausdehnung des Modellgebietes. Das Temperaturfeld wird über der Rinne an den fünf untersten Gitterebenen mit zufälligen Temperaturschwankungen von 0,1 K gestört. Die Rauigkeitslänge beträgt 0,1 m über Eis und 0,01 m über Wasser. Simuliert wurden jeweils 6 Stunden, sämtliche Analysen erfolgten ebenfalls nach 6 Stunden.

Die wesentlichen Unterschiede zu früheren Studien sind laut Esau: Ein größeres Modellgebiet, eine längere Simulationszeit, die Untersuchung der Abhängigkeit der Ergebnisse von

---

<sup>1</sup>LESNIC: Large Eddy Simulation Nansen Center Improved Code

numerischen Parametern, die Konzentration auf die Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite sowie die Simulation von sehr breiten Rinnen.

Die zentrale Größe in Esau (2007) ist der bodennahe über die jeweilige Rinnenfläche gemittelte turbulente Wärmefluss  $\langle F_s \rangle$ . Dieser gibt die Effektivität an, mit welcher der obersten Ozeanschicht Wärme entzogen wird. Dabei geht Esau von einem Maximum des turbulenten vertikalen Wärmeflusses  $\langle F_\theta \rangle(z)$  an der Wasseroberfläche und einer linearen Abnahme mit der Höhe aus, wie für eine scherungsfreie konvektive Grenzschicht üblich:

$$\langle F_\theta \rangle(z) = (1 - z/z_i) \langle F_s \rangle. \quad (4.1)$$

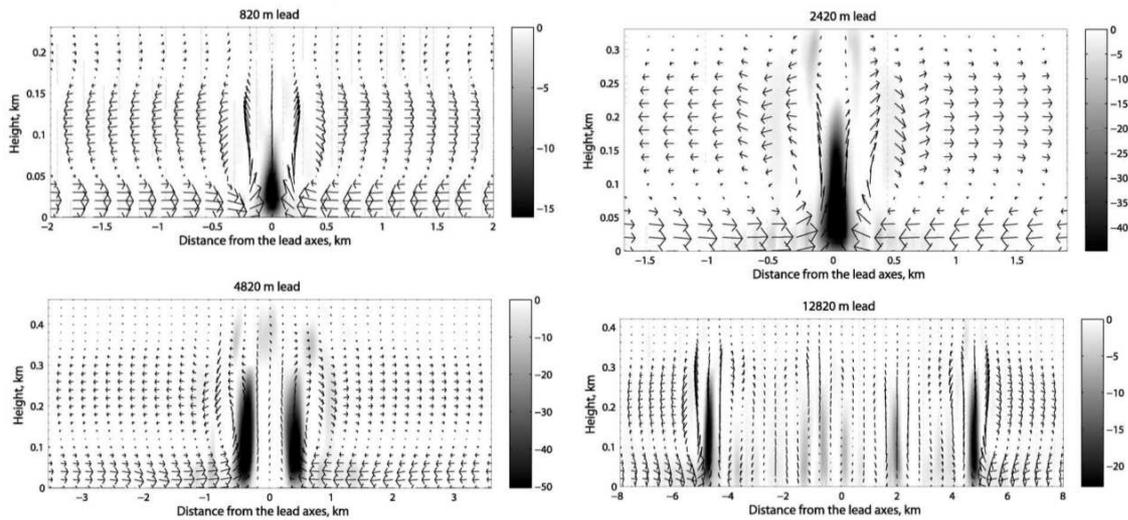
$z_i$  ist dabei die mittlere Mächtigkeit der Grenzschicht und definiert als die niedrigste Höhe, in der  $\langle F_\theta \rangle(z) = 0$  gilt. Diese Beziehung gilt für den vom Modell aufgelösten Wärmefluss nur ab einer Höhe von etwa  $z > 0,1z_i$ , da die Turbulenz in Bodennähe immer kleinskaliger wird und nicht mehr aufgelöst werden kann. Daher extrapoliert Esau den aufgelösten Wärmefluss linear zur Oberfläche. Für  $\langle F_s \rangle$  ergibt sich:

$$\langle F_s \rangle = \frac{\max_{z \in [0, z_i]} (\langle F_\theta \rangle(z))}{1 - z_{\max}/z_i} \quad (4.2)$$

wobei  $z_{\max}$  die Höhe angibt, in welcher der maximale aufgelöste Wärmefluss auftritt.  $\langle F_\theta \rangle(z)$  entspricht dabei dem vom Modell aufgelösten turbulenten Wärmefluss  $\overline{w'\theta'}$ , der aus den Abweichungen der Vertikalgeschwindigkeit  $\overline{w'}$  und der potentiellen Temperatur  $\overline{\theta'}$  vom jeweiligen horizontalen Mittel über die Rinnenfläche berechnet wird.

Zunächst hat Esau Tests zur Sensitivität von  $\langle F_s \rangle$  gegenüber einigen numerischen Parametern durchgeführt. So nimmt  $\langle F_s \rangle$  bei einer Vergrößerung des Modellgebietes quer zur Rinne zu. Diese Sensitivität verhält sich jedoch nicht-linear mit der Rinnenbreite  $\lambda$ . Für  $\lambda < 1$  km vermutet Esau eine Modellgebietsgröße von 20 km als ausreichend. Eine Erhöhung der horizontalen Auflösung hat nur eine geringfügige Zunahme des Wärmeflusses zur Folge, eine höhere vertikale Auflösung dagegen eine stärkere Zunahme von  $\langle F_s \rangle$ . Gegenüber der räumlichen Erstreckung der Anfangsstörungen besteht keine signifikante Sensitivität. Ebenso hat die Corioliskraft kaum Auswirkungen auf die Wärmeflüsse über der Rinne.

In allen Simulationen entwickelt sich, wie in Kapitel 1.3 beschrieben, eine thermische Zirkulation (vgl. Abbildung 1.3 Mitte). Bei schmalen Rinnen nimmt der Druck bodennah fortschreitend zur Rinnenmitte hin ab, so dass dort eine starke Konvergenz der Zirkulation entsteht, die in einem einzelnen permanenten, kräftigen Aufwind resultiert (Abbildung 4.1). Die durch die Konvektion über der Rinne entstehenden lokalen Druckschwankungen sind geringer als der thermisch erzeugte Druckgradient. Bei breiten Rinnen ( $\lambda > 4$  km) findet man dagegen mehrere Aufwindbereiche vor. Über dem Zentrum der Rinne haben sich Konvektionszellen entwickelt, die ausgeprägte Druckschwankungen erzeugen, welche von vergleichbarer Größenordnung sind wie der thermisch induzierte großräumige Druckgradient. Hierdurch wird die Zirkulation behindert und dringt nicht mehr bis in die Rinnenmitte

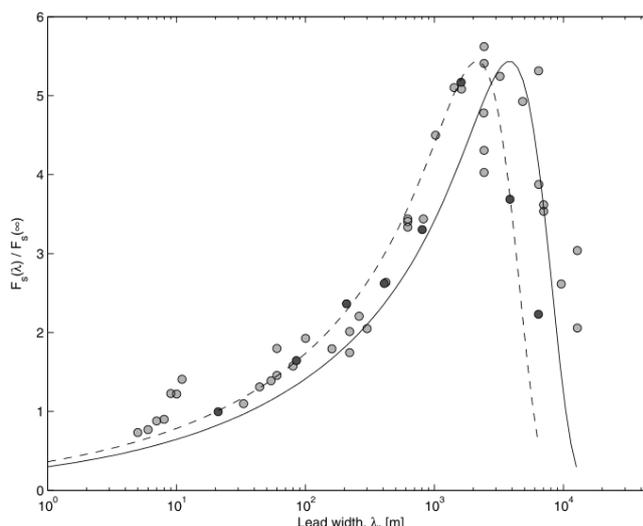


**Abbildung 4.1:** Momentaufnahmen der sich über Rinnen verschiedener Breite einstellenden Zirkulationen (Geschwindigkeitsvektoren) und Wärmeflüsse (grau schattiert, in  $10^{-2} \text{ Kms}^{-1}$ ), jeweils entlang der Rinne gemittelt. Die längsten Vektoren entsprechen Windgeschwindigkeiten von  $1,2 \text{ ms}^{-1}$  ( $\lambda = 820 \text{ m}$ ),  $2,3 \text{ ms}^{-1}$  ( $\lambda = 2420 \text{ m}$ ),  $2,8 \text{ ms}^{-1}$  ( $\lambda = 4820 \text{ m}$ ) und  $2,4 \text{ ms}^{-1}$  ( $\lambda = 12820 \text{ m}$ ) (Abbildung aus [Esau, 2007](#)).

vor. Mit zunehmender Rinnenbreite wird die Zirkulation immer weiter eingeschränkt. Sie erstreckt sich nur noch über den Randbereich der Rinne, während im Zentrum der Rinne die Windgeschwindigkeit allgemein gering ist und die Windrichtung stark schwankt. Jeweils an den Fronten der Zirkulation bildet sich ein kräftiger Aufwind, im zentralen Bereich wechseln vergleichsweise schwache Auf- und Abwindbereiche einander ab.

Abbildung 4.2 zeigt die Abhängigkeit des bodennahen über die Rinnenfläche gemittelten Wärmeflusses  $\langle F_s \rangle$  von der Rinnenbreite für alle durchgeführten Simulationen. Die Werte sind mit dem Wert eines Referenzlaufes über homogener Wasseroberfläche  $\langle F_s \rangle(\infty)$  normiert. Die Verteilung zeigt ein ausgeprägtes Maximum für Rinnenbreiten von  $2 \text{ km} > \lambda > 5 \text{ km}$  mit einer etwa fünffachen Verstärkung des Wärmeflusses gegenüber dem Wert über einer homogenen Wasseroberfläche. Die Umstellung auf multiple Aufwindbereiche für  $\lambda > 5 \text{ km}$  ist für den Rückgang des Wärmeflusses am rechten Ende der Verteilung verantwortlich. Sowohl die turbulente kinetische Energie als auch Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  zeigen eine ähnliche Abhängigkeit von  $\lambda$ .

Esau schließt aus den Ergebnissen, dass Konvektion über Eisrinnen einige Male mehr Wärme aus dem Wasser entziehen kann als freie Konvektion über einer homogenen Wasseroberfläche. Die hohe Effizienz des turbulenten Austausches wird durch die kontinuierliche horizontale Zufuhr kälterer Luft ermöglicht, die den großen Temperaturunterschied zwischen Wasser und Luft aufrechterhält. Zudem bewirkt der Temperaturunterschied eine große Auftriebskraft, welche die Zirkulation beschleunigt. Oberhalb einer kritischen Rinnen-



**Abbildung 4.2:** Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite  $\langle F_s \rangle(\lambda)$  für eine schwach stabile Schichtung (graue Symbole, durchgezogene Linie) und eine stark stabile Schichtung (schwarze Symbole, gestrichelte Linie). Angegeben ist jeweils das Verhältnis zum Wärmefluss über einer homogenen Wasserfläche  $\langle F_s \rangle(\infty)$  (Abbildung aus [Esau, 2007](#)).

breite  $\lambda_{\max}$ , für die Esau einen Wert von 4,3 km angibt, destabilisiert sich die Zirkulation und bricht schließlich in organisierte Zellenkonvektion zusammen. Die Simulationen bestätigen einen Rückgang der Effizienz des Wärmeaustausches für  $\lambda > \lambda_{\max}$ . Physikalisch geschieht der Übergang, wenn der von den Konvektionszellen induzierte Druckgradient vergleichbar zu dem durch die thermische Inhomogenität induzierten Druckgradienten wird.

Ein Schlüsselparameter scheint das Aspektverhältnis aus Länge und Höhe der konvektiven Zellen  $A_{\text{konv}} = L_{\text{konv}}/z_i$  zu sein, dessen Wert etwa bei 6-8 liegt. Das Maximum von  $\langle F_s \rangle(\lambda)$  tritt bei  $\lambda/z_i = A_{\text{konv}}$  auf. Ab etwa  $\lambda/z_i > 1,2 A_{\text{konv}}$  beginnen die Konvektionszellen die rinneninduzierte Zirkulation maßgeblich zu beeinflussen. Das vertikale Einmischen kälterer Luft verbraucht fast 50 % der vorhandenen TKE. Zudem begrenzen ausgedehnte Abwindgebiete den Wärmeaustausch über diesen Flächen auf die bodennahe Schicht. Das alles resultiert in einem Anstieg der bodennahen Temperatur und einem noch stärkeren Rückgang von  $\langle F_s \rangle(\lambda)$ .

#### 4.1.2 Nachsimulation ausgewählter Läufe von Esau (2007)

Aus den insgesamt 43 von Esau durchgeführten Simulationen wurden für die Verifikation 9 Läufe mit Rinnenbreiten von 10 m bis 12800 m ausgewählt. Dabei handelt es sich um Läufe mit Basis-Setup, d.h. ohne Variation von Sensitivitätsparametern. Zudem wurde darauf geachtet, einen möglichst gleichmäßigen Abstand der Rinnenbreiten in der logarithmischen Darstellung zu gewährleisten sowie vor allem den Bereich um das Wärmeflussmaximum gut abzudecken. Tabelle 4.1 listet die durchgeführten Simulationen mit der gleichen Modellgebietsgröße und Auflösung wie in [Esau \(2007\)](#) auf. Die Simula-

| Lauf | Modellgebietsgröße<br>$L_x \times L_y \times L_z$ in m | Gitterweite<br>$\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ in m | Rinnenbreite<br>$\lambda$ in m |
|------|--|--|--------------------------------|
| E1   | 1024 × 32 × 48   | 1 × 1 × 1  | 10                             |
| E2   | 20480 × 640 × 240                                      | 20 × 20 × 5  | 100                            |
| E3   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 300                            |
| E4   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 820                            |
| E5   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 1420                           |
| E6   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 2420                           |
| E7   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 4820                           |
| E8   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 7020                           |
| E9   | 20480 × 640 × 480                                      | 20 × 20 × 10   | 12800                          |

**Tabelle 4.1:** Simulationsparameter der für die Verifikation von Esau (2007) durchgeführten Läufe E1 - E9.

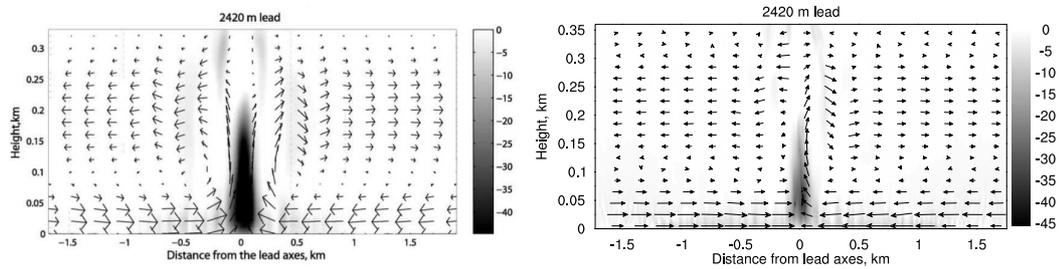
tionsdauer beträgt jeweils 6 h.

Die Randbedingungen wurden soweit möglich genauso gewählt wie in Esau (2007):

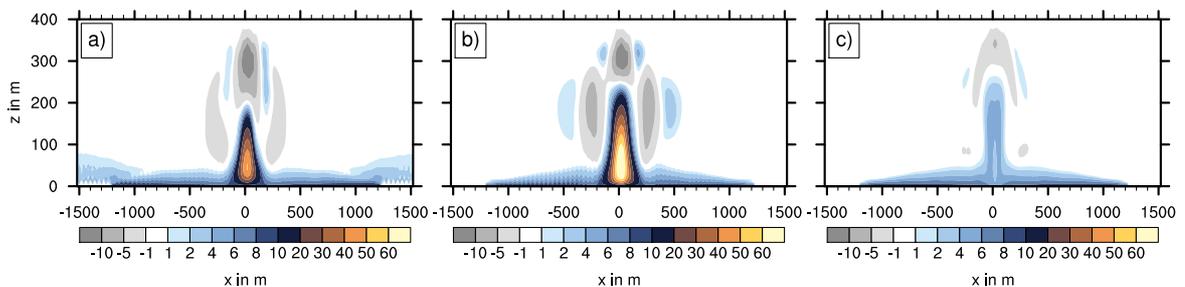
- Oberflächentemperatur:  $\theta_{\text{Eis}} = -9,8^\circ\text{C}$ ,  $\theta_{\text{Wasser}} = -1,8^\circ\text{C}$
- thermische Schichtung:  $\Delta\theta/\Delta z = 0,97 \text{ K} / 100 \text{ m}$
- Rauigkeitslänge:  $z_{0\text{Eis}} = 0,1 \text{ m}$ ,  $z_{0\text{Wasser}} = 0,01 \text{ m}$
- geostrophische Windgeschwindigkeit:  $(u_g | v_g) = (0 | 0) \text{ ms}^{-1}$

In PALM werden die Anfangsstörungen nicht wie in LESNIC auf das Temperaturfeld aufgeprägt, sondern auf die Geschwindigkeitsfelder. Die Störungen haben eine Amplitude von  $0,05 \text{ ms}^{-1}$ , was von vergleichbarer Größenordnung ist, wie die Geschwindigkeitsstörungen, die durch Temperaturstörungen von  $0,1 \text{ K}$ , wie Esau sie verwendet, verursacht werden. Gleichwohl ist die Amplitude der Anfangsstörungen nicht relevant, solange sie ausreicht, um atmosphärische Turbulenz anzuregen, deren Eigenschaften unabhängig von denen der Anfangsstörungen sein müssen. Die Rinne wird wie bei Esau streifenförmig entlang des gesamten Modellgebietes in  $y$ -Richtung und in der Mitte des Modellgebietes in  $x$ -Richtung über die unterschiedliche Oberflächentemperatur initialisiert.

Zunächst sollen anhand des Laufes E6 ( $\lambda = 2420 \text{ m}$ ) die räumlichen Strukturen der Zirkulation und der Wärmeflussverteilung verifiziert werden. Abgesehen von leichten quantitativen Unterschieden stellt sich eine vergleichbare Zirkulation wie bei Esau (2007) ein, die in der Rinnenmitte konvergiert, dort zu einem Aufsteigen der Luft führt und in der Höhe wieder zu den Seiten zurückströmt. Das Aufsteigen über der Rinnenmitte resultiert in einem deutlichen Maximum des Wärmeflusses, im Folgenden Plume genannt (Abbildung 4.3). Betrachtet man die Verteilung des zeitlich und längs der Rinne gemittelten



**Abbildung 4.3:** Wie Abbildung 4.1 jedoch nur für  $\lambda = 2420$  m. Linke Abbildung aus Esau (2007), die rechte Abbildung zeigt den reproduzierten Lauf E6. Die längsten Vektoren entsprechen Windgeschwindigkeiten von  $2,3 \text{ ms}^{-1}$  (links) und  $2,0 \text{ ms}^{-1}$  (rechts).



**Abbildung 4.4:** Vertikalschnitt des zeitlich und entlang der Rinne (in y-Richtung) gemittelten Wärmeflusses in  $10^{-2} \text{ Kms}^{-1}$  für den Lauf E6. Der aufgelöste Wärmefluss wurde ermittelt aus a) Abweichungen vom Mittel über die gesamte Rinne, b) vom Mittel über das gesamte Modellgebiet und c) vom Mittel entlang y.

Wärmeflusses (Abbildung 4.4a)), so ist ebenfalls der dominierende Plume in der Rinnenmitte zu erkennen. Sekundäre Maxima entstehen bodennah in der flachen Grenzschicht über der gesamten Rinne. Diese sind auf konvektive Prozesse zurückzuführen. Oberhalb und seitlich des Plumes sind Bereiche negativen Wärmeflusses zu erkennen, die auf Absinkbewegungen (seitliche Minima) bzw. Aufsteigen innerhalb der Inversion (oberes Minimum) zurückzuführen sind. Bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass auch über der angrenzenden Eisfläche positive Wärmeflüsse auftreten, sogar in einer vertikal mächtigeren Schicht als über den Randbereichen der Rinne. Die Ursache dieses Phänomens liegt in der Definition des aufgelösten turbulenten Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$  begründet. Esau hat die dem Wärmefluss zugrunde liegenden Fluktuationen  $\overline{w'}$  und  $\overline{\theta'}$  jeweils als Abweichungen vom Mittel über die Rinnenfläche berechnet. Dadurch erhält man über den Eisflächen jeweils negative  $\overline{w'}$  und  $\overline{\theta'}$  und somit einen positiven Wärmefluss. In einem kurzen Exkurs über Mittelungsmethoden soll die Problematik im Folgenden verdeutlicht werden.

### Vergleich verschiedener Methoden zur Bestimmung des turbulenten Wärmeflusses

Bei Messungen wird der turbulente Wärmefluss als Mittel über die Fluktuationen einer Zeitreihe an einem festen Ort berechnet. In LES wird der aufgelöste Wärmefluss  $\overline{w'\theta'}$  in der Regel nicht auf diese Weise berechnet, sondern es ist praktikabler, Abweichungen vom horizontalen Mittel über das gesamte Modellgebiet zu verwenden. Dies ist allerdings nur für Grenzschichtsimulationen mit räumlich homogen verteilter Turbulenz zulässig. Im Falle einer Rinnensimulation herrschen jedoch nur in y-Richtung homogene Verhältnisse, so dass strenggenommen nur Abweichungen vom y-Mittel für die Berechnung von  $\overline{w'\theta'}$  verwendet werden dürfen. Dies wurde bei den Studien in Kapitel 3 so gehandhabt.

Wendet man diese Berechnungsmethode in der aktuellen Simulation an, so erhält man ein deutlich anderes Bild der Wärmeflussverteilung als unter Verwendung der Abweichungen vom Rinnenmittel (Abbildung 4.4c)). Der Plume in der Rinnenmitte ist zwar immer noch zu erkennen, weist jedoch nur noch Werte auf, die etwa um Faktor 10 bis 20 geringer sind als mit Abweichungen vom Rinnenmittel. Die bodennahen Wärmeflüsse über der Rinne seitlich des Plumes unterscheiden sich dagegen kaum. Das Maximum des Wärmeflusses liegt nicht mehr im Zentrum des Plumes, sondern unmittelbar über der Rinnenoberfläche außerhalb des Plumes. Über den Eisflächen ist der Wärmefluss nun vernachlässigbar.

Berechnet man  $\overline{w'\theta'}$  aus den Abweichungen vom horizontalen Mittel über das Gesamtgebiet (Abbildung 4.4b)), erhält man ein sehr ausgeprägtes Wärmeflussmaximum im Plume, stärker als bei Verwendung des Rinnenmittels sowie vergleichbare Werte außerhalb des Plumes. Über den Eisflächen ist der Wärmefluss wie bei Verwendung des y-Mittels vernachlässigbar.

Der Gesamttransport von Wärme  $\overline{w\theta}$  kann generell aufgeteilt werden in einen advektiven Wärmetransport  $\overline{w\theta}$  und einen turbulenten Wärmetransport  $\overline{w'\theta'}$ :

$$\overline{w\theta} = \overline{w\theta} + \overline{w'\theta'} \quad (4.3)$$

Der turbulente Wärmetransport berechnet sich aus den Abweichungen vom horizontalen

Mittel über das Gesamtgebiet.  $\overline{w'\theta'}$  kann wiederum in einen tatsächlichen turbulenten Wärmetransport  $\overline{w''\theta''}$  unterteilt werden, der aus Abweichungen vom  $y$ -Mittel berechnet wird, und in einen mesoskaligen Wärmetransport  $\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'}$ , hervorgerufen durch die Zirkulation (siehe auch Uhlenbrock, 2006; Chen und Avissar, 1994):

$$\overline{w'\theta'} = \overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'} + \overline{w''\theta''}. \quad (4.4)$$

$\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'}$  wird dabei aus der Differenz von  $\overline{w'\theta'}$  und  $\overline{w''\theta''}$  berechnet. Da für die über das gesamte Modellgebiet horizontal gemittelte Vertikalgeschwindigkeit generell  $\overline{w} = 0$  gilt<sup>2</sup>, entfällt der advektive Transport, so dass gilt:

$$\overline{w\theta} = \overline{w'\theta'} = \overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'} + \overline{w''\theta''}. \quad (4.5)$$

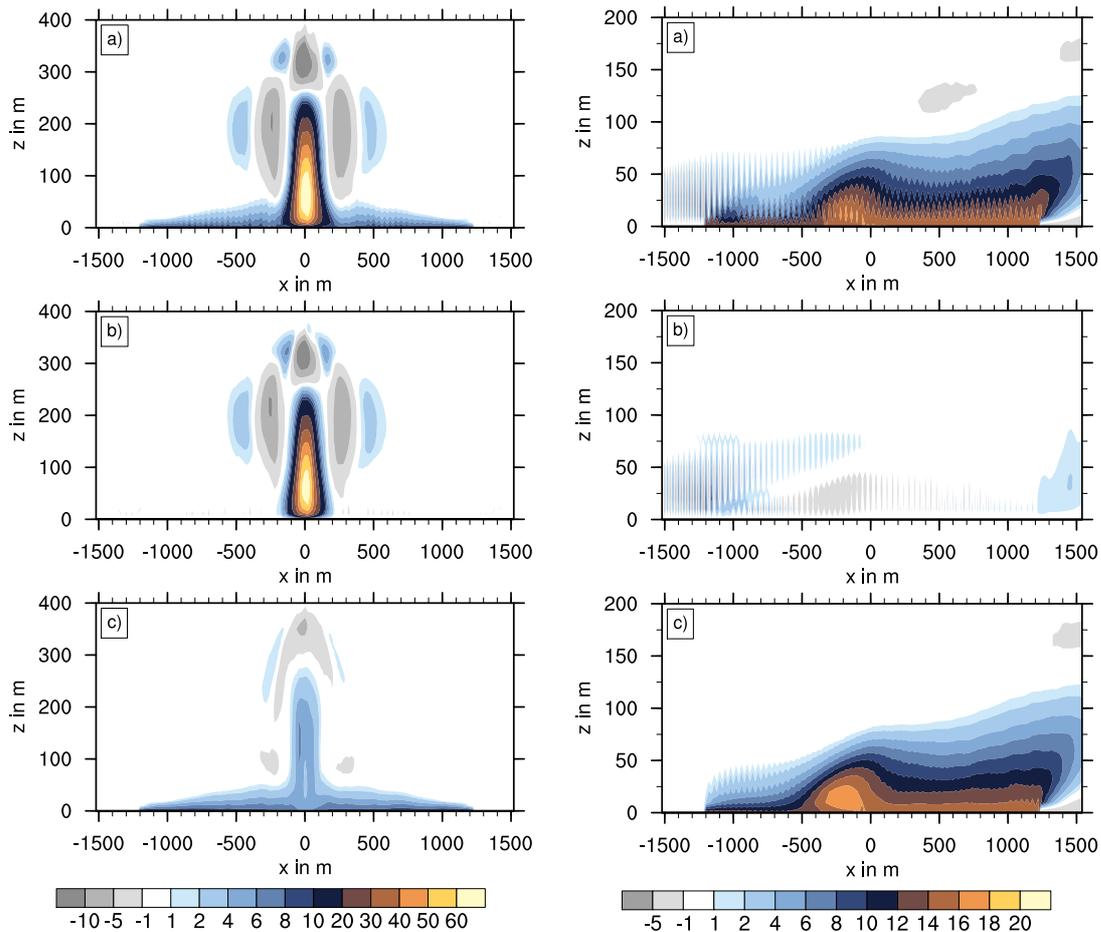
Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen vertikale Querschnitte und Profile des Wärmeflusses, jeweils unterteilt in gesamten, mesoskaligen und turbulenten Wärmefluss, sowohl für die Simulation E6 als auch für eine Simulation mit mittlerem Wind (wie E6, jedoch mit einem geostrophischen Wind von  $5 \text{ ms}^{-1}$ ). Während in einer Simulation mit signifikantem mittlerem Wind der Gesamtwärmetransport fast ausschließlich durch den turbulenten Wärmetransport bestimmt wird, ergeben sich bei einer Simulation ohne mittleren Wind große Unterschiede zwischen Gesamttransport und turbulentem Transport, die durch das Vorhandensein einer Sekundärzirkulation entstehen. Zum turbulenten Wärmetransport kommt ein erheblicher mesoskaliger Wärmetransport hinzu. Dabei befindet sich das Maximum des turbulenten Wärmetransportes, wie schon geschildert, unmittelbar über der Wasseroberfläche zu beiden Seiten des Plumes und nicht mehr im Plume selbst. Der mesoskalige Wärmetransport ist bodennah über der Rinne vernachlässigbar klein, dominiert aber im Plume mit um ein Vielfaches höheren Werten im Vergleich zum turbulenten Wärmetransport. Bei den insbesondere in Abbildung 4.5 rechts auftretenden Oszillationen handelt es sich um sogenannte  $2\Delta x$ -Wellen oder *Wiggles*, numerische Fehler, die durch die Diskretisierung der Advektionsterme bedingt sind (Sühling, 2010). Im über die Rinnenfläche gemittelten Vertikalprofil der Simulation E6 (Abbildung 4.6) zeigt der Gesamtwärmefluss innerhalb der Grenzschicht eine monotone Abnahme mit der Höhe. Der turbulente Anteil ist nur in Bodennähe stark ausgeprägt und geht mit zunehmender Höhe rasch auf sehr geringe Werte zurück. Der mesoskalige Anteil verschwindet an der Wasseroberfläche, dominiert aber oberhalb der bodennahen Grenzschicht. In der Simulation mit mittlerem Wind ist der mesoskalige Anteil vernachlässigbar klein, und der Gesamtwärmefluss setzt sich fast ausschließlich aus dem turbulenten Anteil zusammen.

### Definition des bodennahen Wärmeflusses

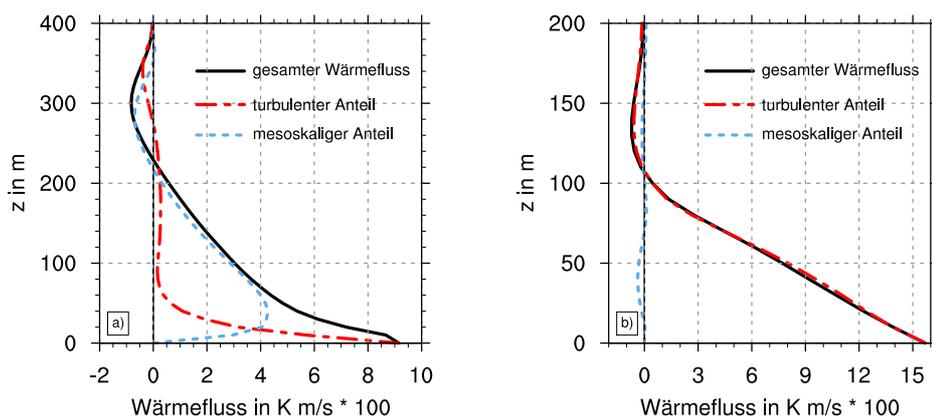
Bevor der Einfluss der Rinnenbreite auf den bodennahen Wärmefluss über der Rinne untersucht wird, soll im Folgenden noch einmal die Bestimmung von  $\langle F_s \rangle$  diskutiert werden. Wie in Abschnitt 4.1.1 erwähnt wurde, hat Esau  $\langle F_s \rangle$  aus dem Vertikalprofil des über

---

<sup>2</sup>aufgrund der zyklischen Randbedingungen und der Gültigkeit der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Strömungen (Gleichung 2.12)



**Abbildung 4.5:** Vertikalschnitt von  $\overline{w'\theta'}$  (a),  $\overline{\tilde{w}'\tilde{\theta}'}$  (b) und  $\overline{w''\theta''}$  (c) in  $10^{-2} \text{ Kms}^{-1}$  für den Lauf E6 ohne (links) und mit mittlerem Wind (rechts). Der Wärmefluss ist jeweils zeitlich und entlang der Rinne gemittelt.



**Abbildung 4.6:** Vertikalprofile des gesamten, mesoskaligen und turbulenten Wärmeflusses (nach Gleichung 4.5) für den Lauf E6 ohne (links) und mit mittlerem Wind (rechts). Die Profile sind zeitlich und über die Rinnenfläche gemittelt.

die Rinne gemittelten aufgelösten Wärmeflusses  $\langle F_\theta \rangle$  durch lineare Extrapolation bestimmt (Gleichung 4.2). Er hat dies damit begründet, dass im Falle von scherungsfreier Konvektion  $\langle F_\theta \rangle$  linear mit der Höhe abnimmt. In dem vorliegenden Fall einer anfänglich ruhenden Atmosphäre hat man es jedoch nicht mit typischer homogener Konvektion zu tun, sondern mit einer dominierenden Sekundärzirkulation, welche einen stationären kräftigen Plume über der Rinne erzeugt. Hierbei handelt es sich nicht um Turbulenz sondern um ein stationäres mesoskaliges Phänomen. Wie Abbildung 4.7 am Beispiel des Laufes E6 zeigt, ergibt sich über der Rinnenmitte ein völlig anderes Wärmeflussprofil als über den Randbereichen der Rinne oder im Mittel über die gesamte Rinne. Außerdem sind die Profile nicht linear und unterscheiden sich je nachdem, auf welches Mittel sich die turbulenten Abweichungen beziehen.

Aus diesen Gründen erscheint es sinnvoll, anders als Esau, für  $\langle F_s \rangle$  den vom Modell ausgegebenen Wärmefluss an der Rinnenoberfläche (Gitterebene  $k = 0$ ) zu verwenden, d.h. den subskaligen Wärmefluss  $shf$ :

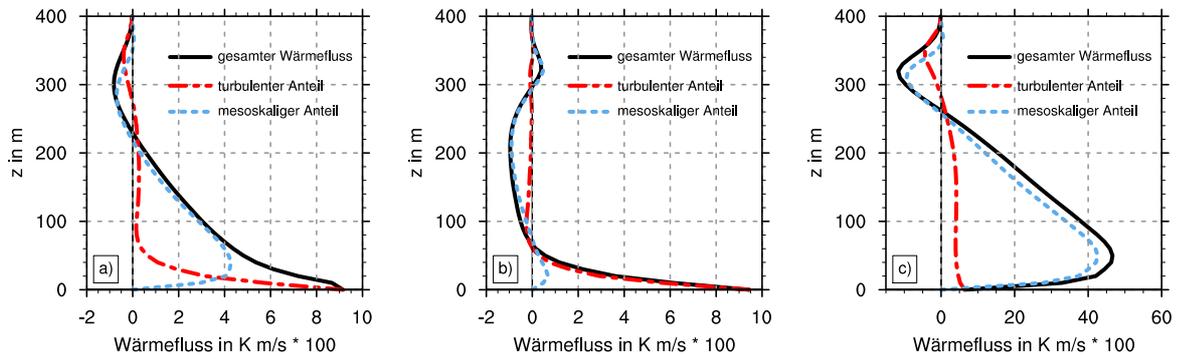
$$shf = \overline{w'\theta'}(k = 0) = -u_* \cdot \theta_* \quad (4.6)$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und der charakteristischen Temperatur  $\theta_*$  (siehe Gleichungen 2.46 und 2.47). Esau hatte dies vermieden mit der Begründung, dass der subskalige Wärmefluss signifikant von der Art der Parametrisierung abhängt. Die Parametrisierung des bodennahen Wärmeflusses steht jedoch in enger Wechselwirkung mit dem aufgelösten Wärmefluss darüber, da sie den Antrieb für sämtliche Konvektion über der Rinne darstellt. Daher ist auch der von Esau ermittelte Wert für  $\langle F_s \rangle$  letztlich vom Subskalen-Modell bestimmt. Zudem ist die in Kapitel 2.2.2 erläuterte Parametrisierung der Subskala wohldurchdacht und in zahlreichen Studien erfolgreich angewendet worden. Des Weiteren stehen für diese Untersuchungen nicht exakte quantitative Werte des bodennahen Wärmeflusses im Vordergrund sondern das qualitative Verhalten in Abhängigkeit von der Rinnenbreite.

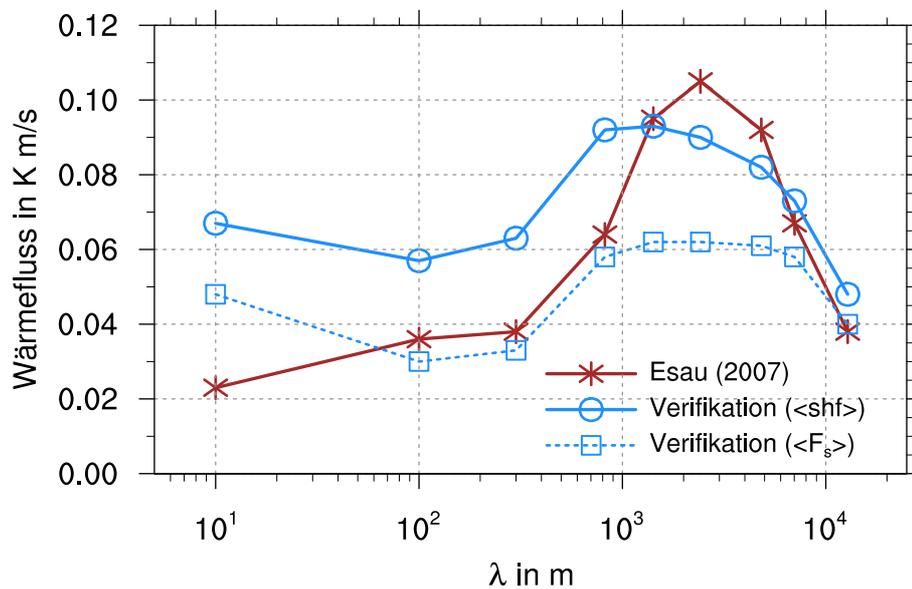
Für alle folgenden Untersuchungen wird daher, sofern es um den bodennahen Wärmefluss geht, jeweils der vom Modell ausgegebene subskalige Wärmefluss  $shf$  verwendet bzw. der über die Rinnenfläche gemittelte Wert  $\langle shf \rangle$ . Ist der Wärmefluss oberhalb der Rinne von Interesse (z.B. in Vertikalprofilen und Querschnitten), so wird  $\overline{w'\theta'}$  verwendet, d.h. der aus Abweichungen vom horizontalen Mittel über das gesamte Modellgebiet bestimmte turbulente Wärmefluss einschließlich des durch die Zirkulation entstehenden mesoskaligen Anteils (vgl. Gleichung 4.5) und des subskaligen Anteils. In den Simulationen mit Hintergrundwind in Kapitel 4.3 wird abweichend davon der aus Abweichungen vom y-Mittel berechnete turbulente Wärmefluss  $\overline{w''\theta''}$  verwendet, der sich jedoch im Falle eines senkrecht zur Rinne wehenden Windes wie gezeigt nicht von  $\overline{w'\theta'}$  unterscheidet.

### Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite

In Abbildung 4.8 sind die aus den Läufen E1 bis E9 erhaltenen Werte des bodennahen, rinnengemittelten Wärmeflusses dargestellt, sowohl unter Verwendung des subskaligen Wärmeflusses  $\langle shf \rangle$  als auch des nach der Methode von Esau bestimmten  $\langle F_s \rangle$ . Zusätzlich



**Abbildung 4.7:** Zeitlich gemittelte Vertikalprofile des gesamten, mesoskaligen und turbulenten Wärmeflusses (nach Gleichung 4.5) für den Lauf E6, gemittelt über verschiedene Bereiche der Rinne: a) Mittel über die gesamte Rinne, b) Mittel über Randbereich der Rinne (0 bis  $0,45 \lambda$ ), c) Mittel über den zentralen Bereich der Rinne ( $0,45$  bis  $0,55 \lambda$ ).



**Abbildung 4.8:** Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite für die Läufe E1-E9 (blau) unter Verwendung von  $\langle shf \rangle$  (Kreise, durchgezogene Linie) und  $\langle F_s \rangle$  (Quadrate, gestrichelte Linie) sowie die entsprechenden Werte aus Esau (2007) (braun).

sind die in [Esau \(2007\)](#) für diese Läufe angegebenen Werte von  $\langle F_s \rangle (\lambda)$  eingetragen. Dabei sind anders als in [Abbildung 4.1](#) die absoluten Werte dargestellt, ohne sie mit dem Wert eines Referenzlaufes über homogener Wasseroberfläche zu normieren. Damit soll vermieden werden, dass zusätzlich modellbedingte Unterschiede in der Simulation einer homogenen konvektiven Grenzschicht in die Ergebnisse einfließen. Testläufe haben zudem ergeben, dass  $\langle shf \rangle$  über einer homogenen Wasseroberfläche zu keiner Zeit konstant ist und für sehr lange Simulationszeiten gegen Null geht. Die Bestimmung eines Referenzzustandes ist somit nicht trivial.

Es ergibt sich mit beiden Methoden zur Bestimmung des bodennahen Wärmeflusses ein qualitativ ähnlicher nicht-linearer Verlauf von  $\langle shf \rangle$  mit einem Maximum für Rinnenbreiten von wenigen Kilometern. Das nachsimulierte  $\langle F_s \rangle$  weicht vor allem für breite Rinnen stark von den Originalwerten ab, während  $\langle shf \rangle$  besser übereinstimmt. Die quantitativen Unterschiede sind auf die Unterschiede in den verwendeten Modellen zurückzuführen, vor allem in den Subskalen-Modellen. Der zur kleinsten Rinnenbreite von 10 m hin ansteigende Wärmefluss soll hier nicht weiter berücksichtigt werden, da eine genauere Betrachtung der Ergebnisse zeigt, dass in diesem Lauf die Modellgebietshöhe mit 48 m viel zu niedrig ist und sich die Grenzschicht nicht ungestört entfalten kann.

### Schwachpunkte der Studie von Esau (2007)

Bei der Analyse der Ergebnisse der Läufe E1 bis E9 treten zwei wesentliche Mängel der Studie von [Esau \(2007\)](#) zutage:

1. eine viel zu grobe Auflösung, insbesondere bei schmalen Rinnen,
2. eine signifikante Abhängigkeit von der Modellgebietsgröße.

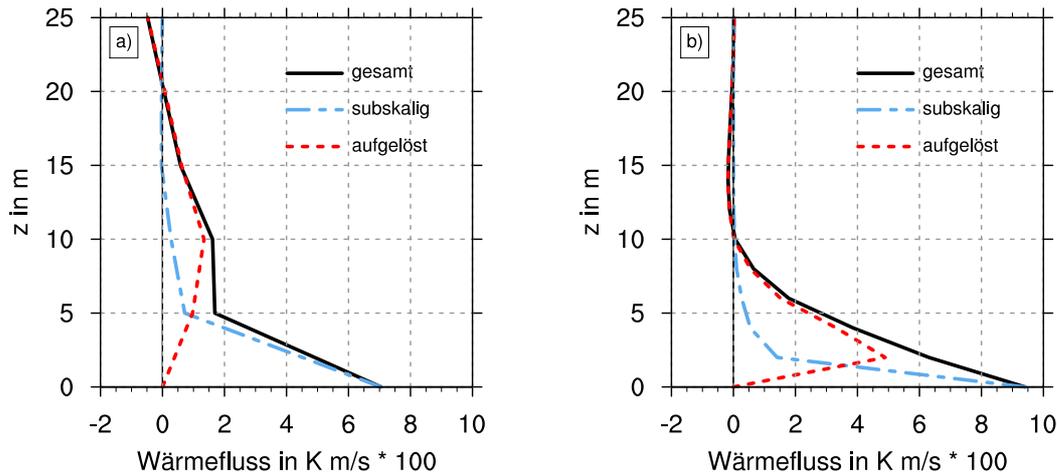
#### Auflösung:

[Abbildung 4.9a](#)) zeigt Vertikalprofile des Wärmeflusses über den Randbereichen der Rinne, aufgeteilt in aufgelösten und subskaligen Anteil, für eine Rinnenbreite von  $\lambda = 100$  m (Lauf E2). Die verwendete Auflösung von  $\Delta x,y = 20$  m und  $\Delta z = 5$  m reicht nicht aus, um die flache, gerade einmal ein bis zwei Gitterebenen umfassende Grenzschicht über diesem Bereich der Rinne aufzulösen. Nur im vertikal mächtigeren Plume in der Rinnenmitte kann der turbulente Wärmefluss aufgelöst werden (nicht gezeigt).

Um herauszufinden, welchen Einfluss die Auflösung auf den bodennahen Wärmefluss hat, wurde ein Vergleichslauf mit einer deutlich höheren Auflösung von  $\Delta x,y,z = 2$  m durchgeführt. Wie [Abbildung 4.9b](#)) zeigt, kann die Konvektion nun auch im Randbereich der Rinne (mit Ausnahme des äußersten Randes) zu einem Großteil aufgelöst werden. Dies führt zu einem deutlich (im Rinnenmittel um etwa 60 %) höheren bodennahen Wärmefluss als im grob aufgelösten Originallauf.

#### Modellgebietsgröße:

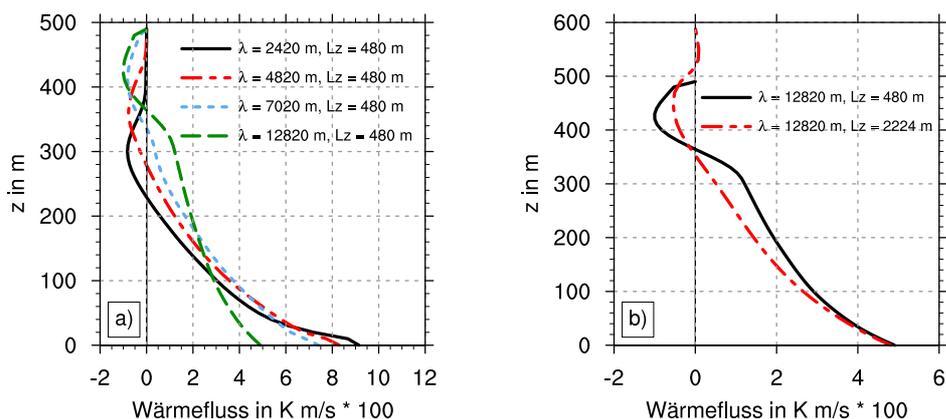
Bei breiten Rinnen ist die aus [Esau \(2007\)](#) übernommene Modellgebietshöhe von 480 m



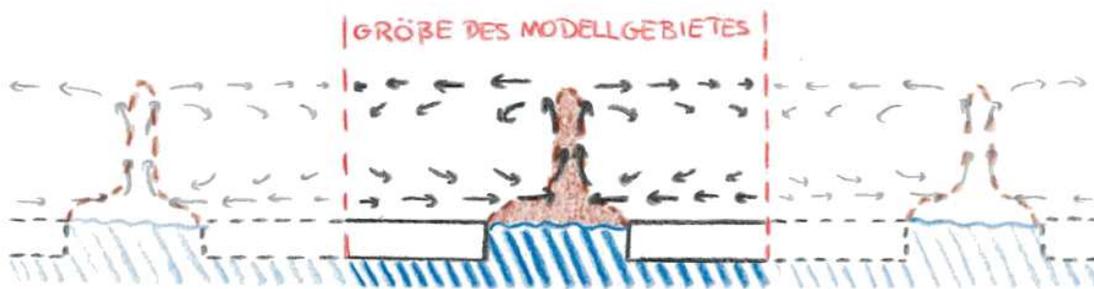
**Abbildung 4.9:** Vertikalprofil des zeitlich gemittelten Wärmeflusses im Randbereich der Rinne (Mittel von 0 bis  $0,3 \lambda$ ) mit Anteilen des aufgelösten und subskaligen Wärmeflusses für den Lauf E2 mit einer Auflösung von a)  $\Delta x, y = 20 \text{ m}$  und  $\Delta z = 5 \text{ m}$  sowie b)  $\Delta x, y, z = 2 \text{ m}$ .

nicht ausreichend. Dies ist in Abbildung 4.10a) beispielhaft anhand der Vertikalprofile des turbulenten Wärmeflusses für ausgewählte Läufe dargestellt. Zumindest für  $\lambda \geq 7020 \text{ m}$  kann sich die konvektive Grenzschicht nicht mehr vollständig entfalten. Die Konvektion wird durch die oberen Randbedingungen in ihrer vertikalen Ausdehnung gehindert und dadurch künstlich begrenzt. Das Profil erreicht erst unmittelbar am Oberrand des Modellgebietes den Wert 0. In Abbildung 4.10b) ist das Profil eines Vergleichslaufes zu E9 mit einem deutlich höherem Modellgebiet von  $L_z = 2220 \text{ m}$  dargestellt. Die Grenzschicht reicht weiterhin bis in eine Höhe von etwa  $370 \text{ m}$ , und  $\langle shf \rangle$  sinkt leicht. Allerdings ist die Schicht mit negativem Wärmefluss nun etwas ausgedehnter und das Minimum schwächer. Vermutlich wird die Konvektion in PALM kräftiger simuliert als in LESNIC, denn laut Esau (2007) beträgt dort  $z_i$  maximal  $295 \text{ m}$ . Man kann, was die Modellgebietshöhe betrifft, somit nicht von einem Schwachpunkt der Esau-Studie sprechen. In PALM muss jedoch für alle weiteren Simulationen die Modellgebietshöhe ausreichend vergrößert werden.

Neben der Modellgebietshöhe wird die Strömung über der Rinne insbesondere auch durch die horizontale Ausdehnung des Modellgebietes quer zur Rinne beeinflusst, wie Abbildung 4.11 veranschaulicht. Der Anteil der Rinnenfläche an der Gesamtfläche variiert in der Studie von Esau zwischen  $0,5 \%$  (E2) und  $62,5 \%$  (E9), nimmt also von schmalen zu breiten Rinnen um zwei Größenordnungen zu. D.h. bei schmalen Rinnen werden tatsächlich einzelne Rinnen simuliert, die einander trotz zyklischer Randbedingungen nicht beeinflussen. Das ändert sich zunehmend bei breiteren Rinnen. Im Extremfall des Laufes E9 ( $\lambda = 12800 \text{ m}$ ) nimmt die Rinne fast zwei Drittel des Modellgebietes ein, so dass die Eisfläche zwischen zwei benachbarten Rinnen deutlich kleiner ist als die Rinnen selbst. Die Zirkulation kann sich nur ein kleines Stück über das Eis ausbreiten bevor sie auf die "Nachbarzirkulation" stößt und am weiteren Ausbreiten gehindert wird (siehe Abbildung 4.11 und Abbildung 4.15). Dies hat erhebliche Auswirkungen auf die Struktur der Zirkulation und



**Abbildung 4.10:** Vertikalprofile des über die Rinnenfläche gemittelten Wärmeflusses  $\langle w'\theta' \rangle$  für die Läufe E6 bis E9 (a) sowie für den Lauf E9 mit verschiedener Modellgebietshöhe (b).



**Abbildung 4.11:** Schematische Darstellung der Simulation von mehreren benachbarten Rinnen bei zyklischen Randbedingungen.

die Entwicklung der Konvektion über der Rinne, wie eine Sensitivitätsstudie mit Variation der Modellgebietsgröße im Folgenden zeigen soll.

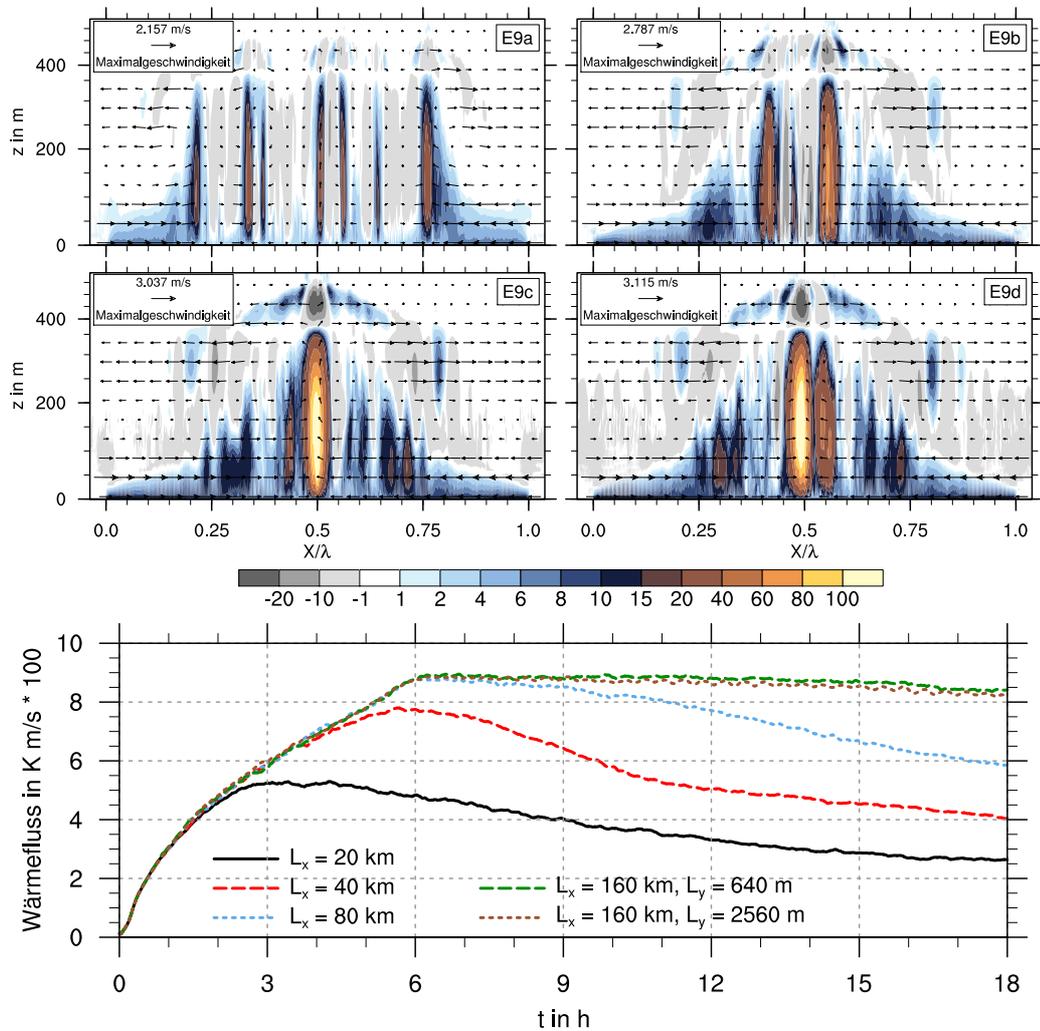
Ausgehend vom Lauf E9a (wie E9 jedoch mit ausreichender Modellgebietsgröße) wurde das Modellgebiet in x-Richtung in drei zusätzlichen Läufen jeweils verdoppelt bis zu  $L_x = 163840 \text{ m}$  (siehe Tabelle 4.2). In Abbildung 4.12 erkennt man, dass die Zirkulation nach 6 h im Lauf E9b mit doppeltem Modellgebiet deutlich weiter zur Rinnenmitte hin vordringt als im Lauf E9a. Mit vierfachem und achtfachem Modellgebiet (E9c und E9d) konvergiert die Zirkulation sogar und erzeugt einen einzelnen Plume in der Rinnenmitte, so wie auch bei schmalen Rinnen. Allerdings handelt es sich in allen Läufen um instationäre Situationen. Wie Abbildung 4.13 zeigt, sind auch in den Läufen E9c und E9d anfangs zwei ausgeprägte Plumes an den jeweiligen Fronten der Zirkulation vorhanden, die allmählich zur Rinnenmitte wandern und dort zu einem einzelnen Plume verschmelzen. Zum von Esau gewählten Zeitpunkt  $t = 6 \text{ h}$  ist die Zirkulation unabhängig von der Modellgebietsgröße noch nicht vollständig entwickelt. Dies zeigt auch die Zeitreihe von  $\langle shf \rangle$  in Abbildung 4.12. Der maximale Wärmefluss wird je nach Modellgebietsgröße zu verschiedenen Zeit-

| Lauf | Modellgebietsgröße<br>$L_x \times L_y \times L_z$ in m | Gitterweite<br>$\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ in m | Rinnenbreite<br>$\lambda$ in m |
|------|--|--|--------------------------------|
| E9a  | 20480 × 640 × 2220                                     | 20 × 20 × 10   | 12800                          |
| E9b  | 40960 × 640 × 2220                                     | 20 × 20 × 10   | 12800                          |
| E9c  | 81920 × 640 × 2220                                     | 20 × 20 × 10   | 12800                          |
| E9d  | 163840 × 640 × 2220                                    | 20 × 20 × 10   | 12800                          |
| E9e  | 163840 × 2560 × 2220                                   | 20 × 20 × 10   | 12800                          |

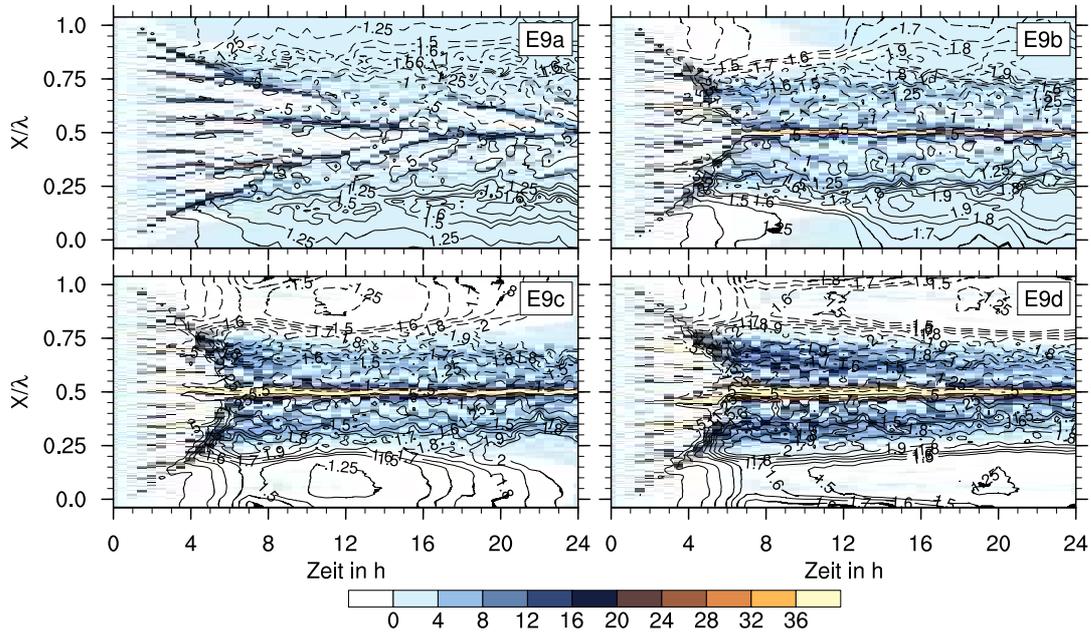
**Tabelle 4.2:** Simulationsparameter der Sensitivitätsstudie bezüglich der Modellgebietsgröße E9a - E9e.

punkten erreicht. Durch die zyklischen Randbedingungen erwärmt sich die Grenzschicht kontinuierlich, so dass  $\langle shf \rangle$  anschließend wieder leicht zurückgeht. Je größer das Modellgebiet ist, desto größer ist auch das Luftvolumen, das von der Rinne erwärmt werden muss. Dies dauert entsprechend länger, wodurch auch  $\langle shf \rangle$  langsamer sinkt. In Kapitel 4.2 wird das Problem der Instationarität und der Vergleichbarkeit näher untersucht.

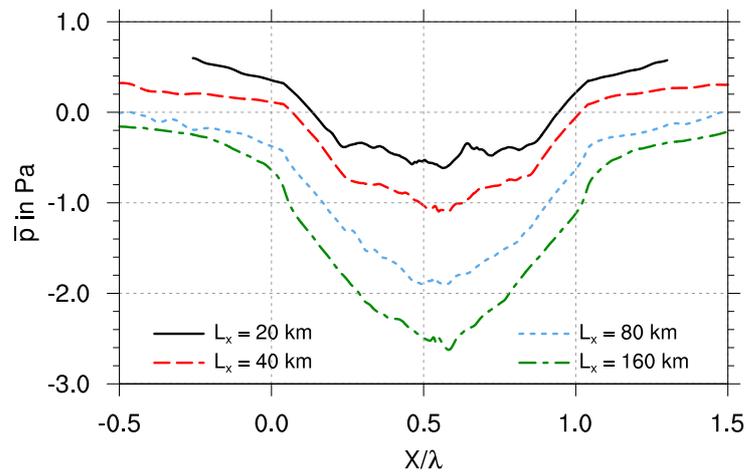
Das Niveau von  $\langle shf \rangle$  steigt bis zu einer Modellgebietsgröße von 80 km deutlich an. Mit  $L_x = 160$  km ändert sich gegenüber  $L_x = 80$  km hinsichtlich des Maximums von  $\langle shf \rangle$  kaum noch etwas. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass für eine Rinnenbreite von 12800 m eine Modellgebietsgröße von 80 km ausreicht, damit sich die Zirkulation ungestört entwickeln kann. Bei kleineren Modellgebieten findet dagegen schon während der Aufbauphase der Zirkulation eine Beeinflussung durch benachbarte Rinnen statt. Im Lauf E9a mit  $L_x = 20$  km ist die Beeinflussung so stark, dass die Zirkulation zwar immer noch konvergiert, aber im Zentrum der Rinne so schwach ist, dass sie von den lokalen Konvektionszellen überlagert wird und kein ausgeprägter einzelner Plume mehr entsteht. Abbildung 4.14 zeigt den Verlauf des Drucks unmittelbar über der Rinne in einem Horizontalprofil entlang  $x$  für den Zeitpunkt  $t = 6$  h. In Abbildung 4.15 ist die zeitliche Entwicklung der Horizontalprofile des Druckes sowie der Verlauf des Geschwindigkeitsprofils über die gesamte Simulationszeit dargestellt. Beide Abbildungen veranschaulichen, dass sich mit zunehmender Modellgebietsgröße ein größerer Druckgradient über der Rinne aufbauen kann. Für  $L_x \leq 40$  km sinkt der Druck nur über den Randbereichen der Rinne, während er im zentralen Bereich nahezu konstant ist. Dies gilt auch für spätere Zeitpunkte, wie Abbildung 4.15 zeigt. Für  $L_x \geq 80$  km nimmt  $\bar{p}$  hingegen stetig bis zur Rinnenmitte ab. Außerdem steigt die Amplitude des Druckverlaufs mit der Modellgebietsgröße deutlich an. Infolgedessen nimmt die Stärke der Zirkulation zu, so dass die Konvergenz in der Rinnenmitte ausgeprägter ist und dadurch auch der Plume einen deutlich höheren Wärmefluss aufweist (Abbildung 4.13). Die höhere Windgeschwindigkeit über der Rinne führt zu einem höheren  $shf$ -Niveau. Anhand der zeitlichen Entwicklung in Abbildung 4.15 wird außerdem deutlich, dass sich die Zirkulation unabhängig von der Modellgebietsgröße in jedem Fall bis zum Rand des Modellgebietes ausbreitet. Genaugenommen besteht also immer eine Abhängigkeit von der Modellgebietsgröße. Allerdings konnte gezeigt werden, dass die Stärke der Zirkulation und der Wärmefluss über der Rinne ab einer gewissen Modellgebietsgröße (nahezu) konstant



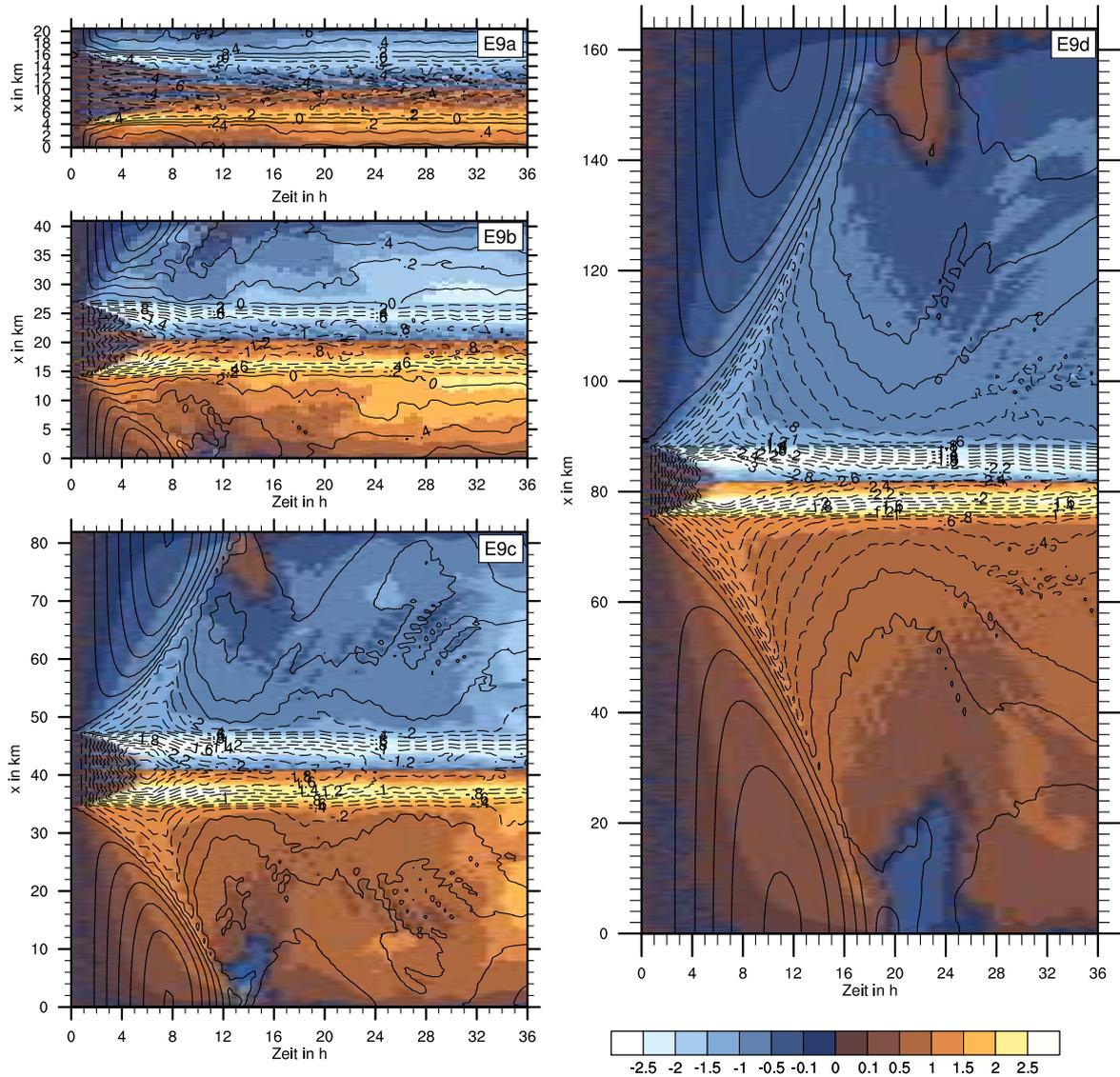
**Abbildung 4.12:** Sensitivitätsstudie bezüglich der Modellgebietsgröße für  $\lambda = 12800 \text{ m}$ . Oben: vertikale Querschnitte des zeitlich (über 0,5 h) und entlang der Rinne gemittelten Wärmeflusses in  $10^{-2} \text{ K m s}^{-1}$ , überlagert mit Windvektoren für die Läufe E9a bis E9d. Dargestellt sind die Ergebnisse zum Zeitpunkt  $t = 6 \text{ h}$ . Unten: zeitliche Entwicklung von  $\langle shf \rangle$  für die Läufe E9a bis E9e.



**Abbildung 4.13:** Zweidimensionale  $x$ - $t$ -Zeitreihe des Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$  (Farbflächen, in  $10^{-2} \text{ Kms}^{-1}$ ) und der horizontalen Windgeschwindigkeit  $\overline{u}$  (Isolinien, in  $\text{ms}^{-1}$ ) in einer Höhe von 100 m für die Läufe E9a bis E9d.



**Abbildung 4.14:** Horizontalprofil des Druckes  $\overline{p}$  in Pa in einer Höhe von 10 m für die Läufe E9a bis E9d. Die  $x$ -Achse ist normiert mit der Rinnenbreite.



**Abbildung 4.15:** Zweidimensionale x-t-Zeitreihe der horizontalen Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  in einer Höhe von 10 m (Farbflächen, in  $\text{ms}^{-1}$ ) und des Druckes  $\bar{p}$  (Isolinien, in Pa) für die Läufe E9a bis E9d.

bleiben.

Die Modellgebietsgröße in  $y$ -Richtung  $L_y = 640$  m ist dagegen ausreichend, wie die nahezu deckungsgleiche Zeitreihe von  $\langle shf \rangle$  für den Testlauf E9e mit  $L_y = 2560$  m in Abbildung 4.12 zeigt.

Die Testläufe mit größerem Modellgebiet zeigen, dass  $\langle shf \rangle$  von der Modellgebietsgröße quer zur Rinne abhängt und in Esau (2007) aufgrund eines zu kleinen Modellgebietes deutlich unterschätzt wurde. Esau hat bei schmalen Rinnen aufgrund des in Relation zur Rinnenfläche riesigen Modellgebietes einzelne unbeeinflusste Rinnen simuliert, erhält jedoch bei breiten Rinnen einen zunehmenden Einfluss der Nachbarrinnen auf die Ergebnisse und somit eine zusätzliche nicht gewünschte Abhängigkeit. Erreicht man eine Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Modellgebietsgröße, wird  $\langle shf \rangle$  bei breiten Rinnen voraussichtlich nicht so stark zurückgehen wie in Esau (2007).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Esau-Studie qualitativ reproduziert werden konnte, dabei aber zwei entscheidende Schwachpunkte aufgedeckt wurden. Insbesondere bei schmalen Rinnen ist die Auflösung so grob, dass die Konvektion über der Rinne mit Ausnahme des Plumes in der Rinnenmitte nicht aufgelöst werden kann. Mit ausreichend hoher Auflösung steigen die Werte für  $\langle shf \rangle$  deutlich an. Des Weiteren enthält die Studie eine zusätzliche Abhängigkeit vom Abstand der Rinnen zueinander. Bei schmalen Rinnen ist die Eisfläche um einen Faktor 200 breiter als die Rinne, bei breiten Rinnen nimmt dieses Verhältnis rapide ab. Die breiteste von Esau simulierte Rinne nimmt fast zwei Drittel des Modellgebietes ein. Somit beeinflussen sich die Rinnen mit zunehmender Rinnenbreite immer stärker. Mit ausreichend großem Modellgebiet erhält man über breiten Rinnen einen höheren Wärmefluss.

## 4.2 Studie ohne mittleren Wind mit verbesserten Randbedingungen

Die im vorigen Abschnitt aufgezeigten Mängel in der Esau-Studie beeinflussen entscheidend den Verlauf von  $\langle shf \rangle (\lambda)$ . Ausgehend von den Ergebnissen der Sensitivitätstests bezüglich der Auflösung und der Modellgebietsgröße steigt der Wärmefluss für schmale Rinnen mit ausreichend hoher Auflösung vermutlich deutlich an, und mit ausreichend großem Modellgebiet erhöhen sich die Werte für sehr breite Rinnen. Dies führt voraussichtlich zu einer flacheren  $\langle shf \rangle (\lambda)$ -Verteilung mit keinem so ausgeprägten Maximum mehr bei Rinnenbreiten von wenigen km.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Studie hat das Ziel, die Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite in einer Situation ohne mittleren Wind zu untersuchen. Um die Ergebnisse mit denen von Esau (2007) vergleichen zu können, werden die physikalischen Anfangsbedingungen (Schichtung, Temperatur, Rauigkeitslänge) beibehalten. Im Gegensatz zu Esau (2007) wird die Studie jedoch mit erheblich verbesserter Auflösung und unabhängig von der Modellgebietsgröße durchgeführt.

Es soll weiterhin ein großes Spektrum an Rinnenbreiten abgedeckt werden. Die Studie umfasst 10 Simulationen mit Rinnenbreiten zwischen 25 m und 25000 m (siehe Tabelle 4.3). Rinnenbreiten kleiner als 25 m werden nicht berücksichtigt, da die hier nötige Auflösung sich dem Wert von  $z_0$  annähern würde oder ihn sogar unterschreiten würde, was aufgrund des Terms  $\ln(0,5\Delta z/z_0)$  in der Berechnung von  $u_*$  und  $\theta_*$  zu unphysikalischen Werten für den subskaligen Wärmefluss führen würde (siehe auch Kapitel 2.2.2 sowie Gleichungen 2.46 und 2.47). Zwar ist  $z_0$  in der Esau-Studie mit 0,1 m über Eis und 0,01 m über Wasser unrealistisch hoch gewählt (vgl. Garbrecht, 2002), die Werte sollen jedoch beibehalten werden, um den Vergleich nicht noch durch eine zusätzliche Parameterabhängigkeit zu erschweren.

Für sämtliche Simulationen wird ein konstantes Verhältnis von Rinnenfläche  $A_{\text{Rinne}}$  und Gesamtfläche des Modellgebietes  $A_{\text{gesamt}}$  gewählt:

$$A = \frac{A_{\text{Rinne}}}{A_{\text{gesamt}}} = 0,0977. \quad (4.7)$$

Dass  $A$  nicht exakt 0,1 beträgt, liegt daran, dass die Rinnenbreiten "runde" Werte aufweisen, die Gitterpunktzahlen pro Raumrichtung aber jeweils durch die Zahl der verwendeten Prozessoren in der jeweiligen Raumrichtung teilbar sein müssen. Da die Rechenknoten des verwendeten Großrechners jeweils 8 Prozessoren umfassen, beträgt die Zahl der Prozessoren pro Raumrichtung ein Vielfaches von 8, so dass auch  $N_x$ ,  $N_y$ ,  $N_z$  und  $L_x$ ,  $L_y$ ,  $L_z$  Vielfache von 8 sein müssen.

Die Rinnenbreite beträgt also stets etwa 10 % von  $L_x$ . Damit soll erreicht werden, dass die Ergebnisse unabhängig von der Modellgebietsgröße werden. Der relative Abstand zwischen benachbarten Rinnen bleibt stets konstant beim Zehnfachen der Rinnenbreite. Um wirklich einzelne Rinnen zu simulieren, müsste man den Abstand so groß wählen, dass sich benachbarte Rinnen während der Dauer der Simulation nicht beeinflussen. Der ideale Abstand  $D_{\text{ideal}}$  und das entsprechende Verhältnis  $A_{\text{ideal}}$  lassen sich berechnen als:

$$A_{\text{ideal}} < \frac{\lambda}{D_{\text{ideal}}} = \frac{\lambda}{2\bar{u}_{\text{zirk}} t_{\text{sim}}}. \quad (4.8)$$

Für  $\lambda = 10000$  m, eine angenommene mittlere Geschwindigkeit der Zirkulation  $\bar{u}_{\text{zirk}} = 1 \text{ ms}^{-1}$  und eine Simulationszeit von  $t_{\text{sim}} = 36$  h ergibt sich somit beispielsweise ein idealer Abstand von mehr als 250 km bzw.  $A < 0,04$ . Der Wert von ungefähr 0,1 ist ein Kompromiss zwischen dieser Forderung und der verfügbaren Rechenzeit. In Kapitel 4.2.4 wird die Abhängigkeit des Wärmeaustausches vom Abstand zwischen den Rinnen untersucht, indem  $A$  variiert wird.

Die Modellgebietshöhe ist je nach Rinnenbreite und der zu erwartenden Höhe des Plumes verschieden, beträgt aber in jedem Fall mindestens ein Mehrfaches von  $z_i$ , so dass keine Beeinflussung der Ergebnisse durch die oberen Modellrandbedingungen erwartet wird.

Des Weiteren wird das Verhältnis von Rinnenbreite zu Auflösung  $\lambda/\Delta$  konstant gehalten, wobei die Gitterweite stets isotrop, d.h. in allen Richtungen gleich, gewählt wird. Damit soll erreicht werden, dass die Grenzschicht über der Rinne, deren Mächtigkeit positiv mit der Rinnenbreite korreliert ist, für alle Rinnenbreiten gleichermaßen gut aufgelöst werden kann

## 4.2. Studie ohne mittleren Wind mit verbesserten Randbedingungen

| Lauf   | $\lambda$ in m | $L_x \times L_y \times L_z$ in m              | $\lambda/\Delta$          | $\Delta_{x,y,z}$ in m       | $t$ in h |
|--------|----------------|---|---------------------------|-----------------------------|----------|
| A01-1  | 25             | 256 × 32 × 399, 872, <b>624</b>               | 50, 100, <b>200</b>       | 0,5, 0,25, <b>0,125</b>     | 0,5      |
| A01-2  | 50             | 512 × 64 × 522, 399, <b>872</b>               | 50, 100, <b>200</b>       | 1, 0,5, <b>0,25</b>         | 1        |
| A01-3  | 100            | 1024 × 128 × 855, 1107, <b>1135</b>           | 50, 100, <b>200</b>       | 2, 1, <b>0,5</b>            | 1,5      |
| A01-4  | 250            | 2560 × 320 × 1162, 855, <b>1013</b> , 841     | 50, 100, <b>200</b> , 400 | 5, 2,5, <b>1,25</b> , 0,625 | 3        |
| A01-5  | 500            | 5120 × 640 × 1575, 1502, <b>1436</b> , 1433   | 50, 100, <b>200</b> , 400 | 10, 5, <b>2,5</b> , 1,25    | 6        |
| A01-6  | 1000           | 10240 × 1280 × 2260, 2294, <b>2611</b> , 1995 | 50, 100, <b>200</b> , 400 | 20, 10, <b>5</b> , 2,5      | 12       |
| A01-7  | 2500           | 25600 × 2560 × 2260, 2294, <b>2611</b>        | 125, 250, <b>500</b>      | 20, 10, <b>5</b>            | 18       |
| A01-8  | 5000           | 51200 × 2560 × 2260, 2294, <b>2611</b>        | 250, 500, <b>1000</b>     | 20, 10, <b>5</b>            | 24       |
| A01-9  | 10000          | 102400 × 2560 × 2260, <b>2294</b>             | 500, <b>1000</b>          | 20, <b>10</b>               | 36       |
| A01-10 | 25000          | 256000 × 2560 × <b>2260</b>                   | <b>1250</b>               | 20                          | 48       |

**Tabelle 4.3:** Simulationsparameter der für die Studie ohne mittleren Wind durchgeführten Läufe A01-1 - A01-10.

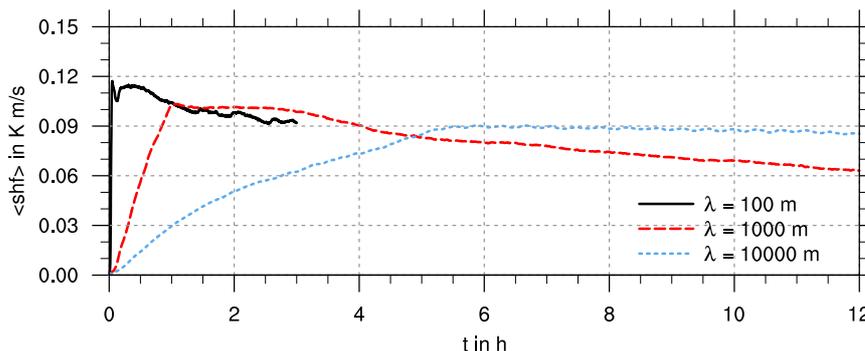
Um die Sensitivität der Ergebnisse von der Gitterweite beurteilen zu können, wird die Studie mit verschiedenen Auflösungen von  $\lambda/\Delta = 50, 100$  und  $200$  gerechnet, für  $250 \text{ m} \leq \lambda \leq 1000 \text{ m}$  zusätzlich mit einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 400$ . Für Rinnen  $> 1000 \text{ m}$  kann  $\lambda/\Delta$  nicht mehr konstant gehalten werden, da die Gitterweiten dann zwischen  $50$  und  $500$  m betragen würden und die Konvektion über der Rinne nicht mehr aufgelöst werden könnte. Es würde sich hierbei um keine LES mehr handeln. Daher wird für  $\lambda \geq 1000 \text{ m}$  nicht mehr  $\lambda/\Delta$  sondern  $\Delta$  konstant gehalten.

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Gitterweiten kann die Simulationszeit nicht in allen Simulationen gleich gehalten werden. Das liegt daran, dass sich bei doppelter Auflösung auch der Zeitschritt und damit der Rechenaufwand verdoppelt. Daher wird die Simulationszeit mit der Rinnenbreite steigend gewählt, beginnend bei  $0,5 \text{ h}$  für  $\lambda = 25 \text{ m}$  bis hin zu  $48 \text{ h}$  für  $\lambda = 25000 \text{ m}$  (siehe auch Tabelle 4.3). Wie die Betrachtungen im folgenden Abschnitt zeigen, hat dies auch seine physikalische Berechtigung. Zudem unterscheidet sich die Modellgebietshöhe je nach Auflösung, da die Gitterpunktzahl auch in vertikaler Richtung durch die Zahl der verwendeten Prozessoren teilbar sein muss. Der Mittelungszeitraum für die zeitlich gemittelten Ausgabegrößen beträgt  $300 \text{ s}$  für  $\lambda \leq 250 \text{ m}$  und  $1800 \text{ s}$  für  $\lambda \geq 500 \text{ m}$ .

Sofern nicht anders erwähnt, sind beim Vergleich der Rinnenbreiten im Folgenden jeweils die Simulationen mit den in Tabelle 4.3 fett markierten Werten gemeint. Lediglich bei der Untersuchung der Sensitivität gegenüber der Auflösung werden auch die übrigen Simulationen herangezogen.

### 4.2.1 Ermittlung geeigneter Vergleichszeitpunkte

Durch die großen Unterschiede in den Modellgebietsgrößen, die zwischen  $1 \text{ km}$  und  $256 \text{ km}$  variieren, entwickeln sich die Zirkulationen in den einzelnen Simulationen in ganz unterschiedlichen Zeitskalen. Bei schmalen Rinnen läuft der Prozess des Aufbaus der Zirkulation und der Erwärmung der Grenzschicht erheblich schneller ab als bei breiten Rinnen. Dies



**Abbildung 4.16:** Zeitliche Entwicklung von  $\langle shf \rangle$  in der A01-Studie für  $\lambda = 100, 1000$  und  $10000$  m.

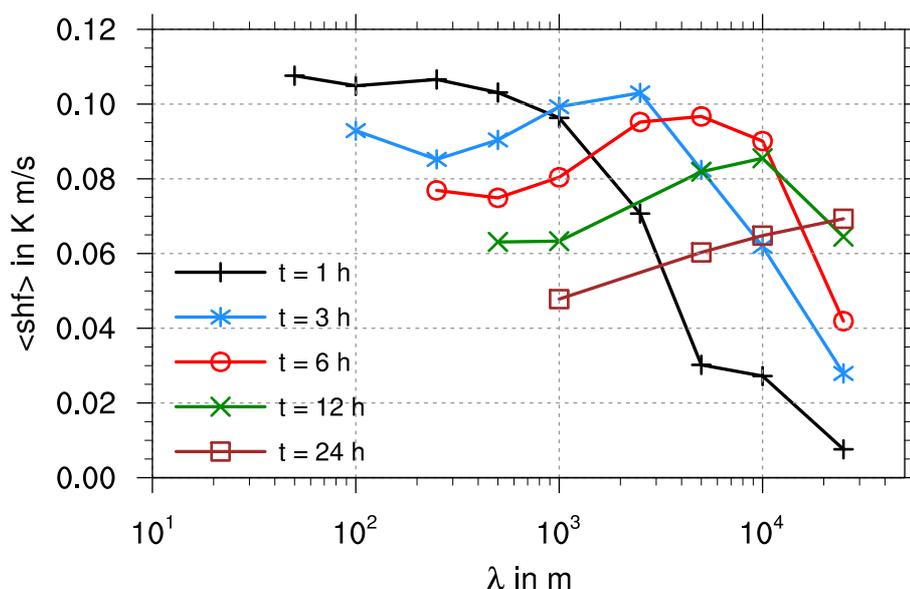
veranschaulichen die Zeitreihen von  $\langle shf \rangle$  für ausgewählte Läufe der Studie (jeweils mit der in Tabelle 4.3 fett markierten Auflösung) in Abbildung 4.16. Während sich die Zirkulation bei der 100 m breiten Rinne nach etwa 10 Minuten vollständig entwickelt hat und  $\langle shf \rangle$  nach 3 Stunden schon deutlich gesunken ist, befindet sich die Zirkulation der 10000 m breiten Rinne nach 3 Stunden noch im Aufbau. Sie ist erst nach 5 bis 6 Stunden voll entwickelt. Wählt man einen festen Vergleichszeitpunkt, so sind die Simulationen nicht miteinander vergleichbar, da sie sich jeweils in unterschiedlichen Entwicklungsstadien befinden. Das gilt vor allem für Zeitpunkte, an denen sich die Zirkulation bei breiten Rinnen noch nicht voll entwickelt hat.

Die Konsequenzen für  $\langle shf \rangle(\lambda)$  werden in Abbildung 4.17 deutlich. Vergleicht man  $\langle shf \rangle(\lambda)$  zu einem frühen Zeitpunkt wie beispielsweise  $t = 1$  h, ergibt sich bis zu einer Rinnenbreite von 500 m ein relativ konstanter Verlauf, für  $\lambda > 500$  m geht  $\langle shf \rangle$  stark zurück. Wählt man einen späteren Zeitpunkt, so verschiebt sich der deutliche Rückgang von  $\langle shf \rangle$  zu größeren Rinnenbreiten hin. Bei den jeweils rechts des Knicks liegenden Rinnenbreiten hat sich die Zirkulation noch nicht voll entwickelt und  $\langle shf \rangle$  noch nicht sein Maximum erreicht, woraus der starke Rückgang in der  $\langle shf \rangle(\lambda)$ -Kurve resultiert. Wählt man einen Zeitpunkt, zu dem für alle  $\lambda$  die Zirkulation voll entwickelt ist, wie zum Beispiel  $t = 24$  h, so erhält man einen monotonen Anstieg des Wärmeflusses mit zunehmender Rinnenbreite. Das liegt daran, dass sich das Maximum von  $\langle shf \rangle$  mit zunehmender Rinnenbreite immer später einstellt und  $\langle shf \rangle$  zudem langsamer sinkt. Solch späte Vergleichszeitpunkte haben zudem den Nachteil, dass Werte für schmale Rinnen fehlen, deren Simulationszeit aufgrund der begrenzten Rechenkapazität nicht so weit reichen kann.

Zusätzlich zur zeitlichen Instationarität der einzelnen Simulationen erhält man also je nach Wahl des Vergleichszeitpunktes qualitativ verschiedene  $\langle shf \rangle(\lambda)$ -Verteilungen. Ein solcher Vergleich mit festem absoluten Vergleichszeitpunkt ist also nicht zulässig.

Um vom Vergleichszeitpunkt unabhängige Ergebnisse zu erhalten, dürfte man jeweils nur vergleichbare Entwicklungsphasen der einzelnen Simulationen miteinander vergleichen. Eine Methode, mit der das gelingt, soll im Folgenden vorgestellt werden.

Ein Blick auf die Zeitreihen der aufgelösten TKE in Abbildung 4.18a) zeigt, dass  $e^*$  eine signifikante Oszillation aufweist. Dieses Phänomen wurde bereits von Letzel und Raasch



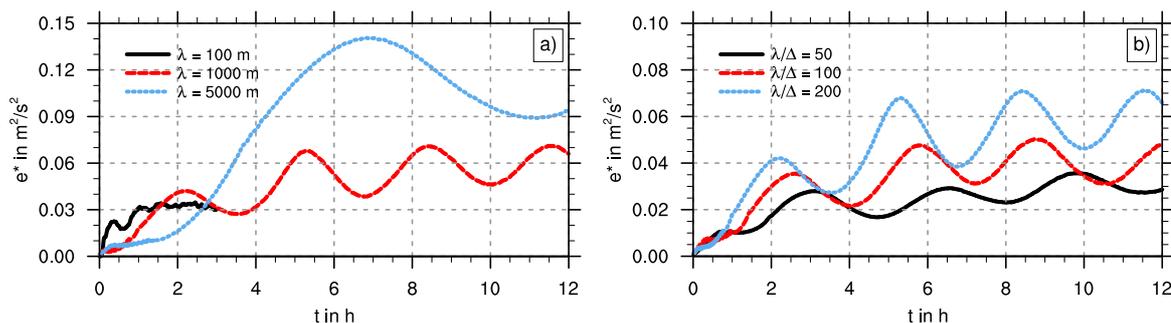
**Abbildung 4.17:** Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite  $\langle shf \rangle (\lambda)$  für die A01-Studie zu verschiedenen absoluten Zeitpunkten.

(2003) bei LES von eindimensionalen thermischen Oberflächenheterogenitäten beobachtet. Letzel und Raasch (2003) erklären diese thermisch induzierte Oszillation mit der folgenden konzeptionellen Hypothese:

Die durch unterschiedliche bodennahe Wärmeflüsse realisierte thermische Oberflächenheterogenität erzeugt horizontale Temperatur- und Druckgradienten, die eine Zirkulation induzieren. Die Zirkulation ist so stark, dass sie einen Teil der Gradienten wieder ausgleicht und dadurch ihren eigenen Antrieb schwächt. Als Folge davon schwächt sich auch die Zirkulation wieder ab. Sobald sie schwach genug ist, beginnen sich die Temperatur- und Druckgradienten wieder aufzubauen, woraufhin sich die Zirkulation wieder verstärkt und der Zyklus von Neuem beginnt. Vermutlich aufgrund von Reibung nimmt die Amplitude der Oszillation jedoch mit der Zeit ab.

Letzel und Raasch (2003) untersuchten unter anderem den Einfluss von Wellenlänge und Amplitude der Heterogenität auf die Oszillation und stellten fest, dass die Periode der Oszillation nahezu linear mit der Wellenlänge anwächst. Auch die Amplitude nimmt mit steigender Wellenlänge zu. Eine größere Amplitude der Heterogenität vergrößert auch die Amplitude der Oszillation, reduziert jedoch ihre Periode.

Die eigenen Simulationen bestätigen dieses Verhalten. Wie aus Abbildung 4.18a) hervorgeht, sind Periode und Amplitude der Oszillation positiv korreliert mit der Rinnenbreite, d.h. der Wellenlänge der Heterogenität. Bei sehr schmalen Rinnen wird die Oszillation zunehmend von kleinskaligeren Schwankungen überlagert. Abbildung 4.18b) zeigt die zeitliche Entwicklung der TKE für verschiedene Auflösungen. Mit zunehmender Auflösung verkürzt sich die Periode der Oszillation, während sich die Amplitude vergrößert. Auch dies stimmt mit den Ergebnissen von Letzel und Raasch (2003) überein, da die Erhöhung der Auflösung höhere Wärmeflüsse zur Folge hat und somit eine Verstärkung der Heteroge-



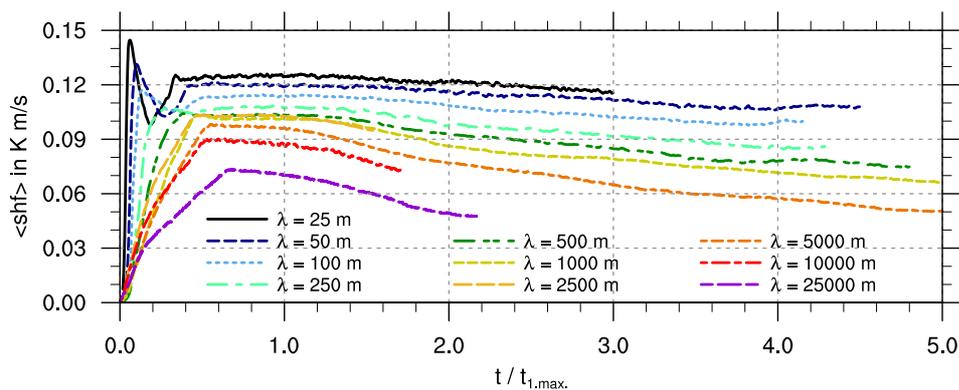
**Abbildung 4.18:** Zeitliche Entwicklung der aufgelösten TKE für verschiedene Rinnenbreiten bei einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 200$  (in Tabelle 4.3 fett markierte Werte) und verschiedenen Rinnenbreiten (a) sowie für eine Rinnenbreite von 1000 m und verschiedenen Auflösungen (b).

nitätsamplitude.

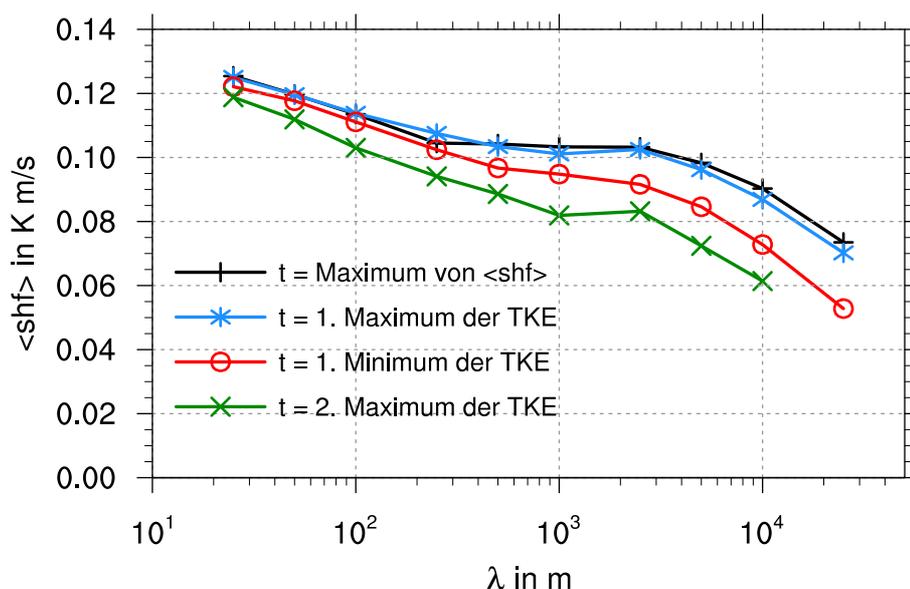
In der Natur tritt diese Oszillation vermutlich selten so deutlich in Erscheinung, da sie auch in den numerischen Studien nur bei eindimensionalen Heterogenitäten klar beobachtet wurde. Bei komplexeren zweidimensionalen Oberflächenheterogenitäten wurden nur bei sehr großen Amplituden Anzeichen einer Oszillation beobachtet (Uhlenbrock, 2006). Allerdings erlaubt es die Präsenz der Oszillation in der vorliegenden Studie, Zeitpunkte zu ermitteln, zu denen die Simulationen verschiedener Rinnenbreiten sich in einer vergleichbaren Phase der Entwicklung befinden. Ein möglicher leicht zu bestimmender Zeitpunkt ist das jeweils erste Maximum in der oszillierenden TKE-Zeitreihe. Normiert man die einzelnen Zeitreihen von  $\langle shf \rangle$  mit diesem Zeitpunkt (Abbildung 4.19), so zeigen alle Kurven einen ähnlichen Verlauf, so dass diese Wahl des Vergleichszeitpunktes sinnvoll erscheint.

Abbildung 4.20 zeigt  $\langle shf \rangle (\lambda)$  für verschiedene, nun jeweils phasengleiche Zeitpunkte. Unabhängig von der Wahl des Zeitpunktes zeigen die Kurven allesamt einen qualitativ ähnlichen Verlauf.

Man erhält nun also - unabhängig vom gewählten Vergleichszeitpunkt - eine nahezu monotone Abnahme des Wärmeflusses mit zunehmender Rinnenbreite.



**Abbildung 4.19:** Zeitliche Entwicklung von  $\langle shf \rangle$  für die Simulationen der A01-Studie, normiert mit dem Zeitpunkt des ersten Maximums der TKE.



**Abbildung 4.20:** Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite  $\langle shf \rangle (\lambda)$  für die A01-Studie zu verschiedenen phasengleichen Zeitpunkten.

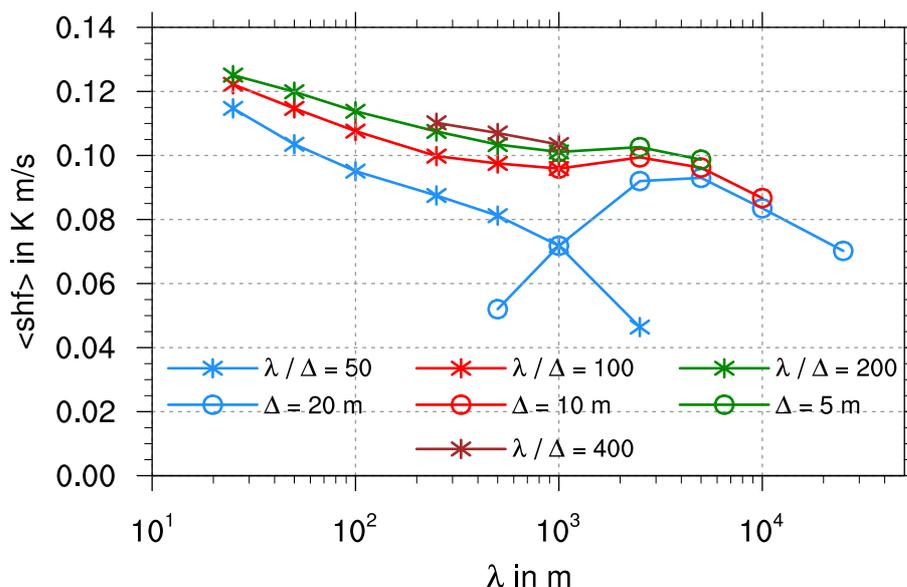
### 4.2.2 Sensitivität bezüglich der Auflösung

Die Simulationsreihe A01 wurde, wie im vorigen Abschnitt bereits beschrieben, für verschiedene Auflösungen durchgeführt, um den Einfluss der Auflösung auf die Ergebnisse zu untersuchen und eine ausreichend hohe Auflösung zu bestimmen. Folgende Auflösungen wurden verwendet (siehe auch Tabelle 4.3):

- $\lambda/\Delta = 50$  ( $\Delta = 20$  m für  $\lambda \geq 1000$  m),
- $\lambda/\Delta = 100$  ( $\Delta = 10$  m für  $\lambda \geq 1000$  m),
- $\lambda/\Delta = 200$  ( $\Delta = 5$  m für  $\lambda \geq 1000$  m).

Aufgrund der begrenzten Rechenkapazität konnten für  $\lambda = 10000$  m maximal 10 m Gitterweite und für  $\lambda = 25000$  m maximal 20 m Gitterweite realisiert werden.

Abbildung 4.21 zeigt die Abhängigkeit von  $\langle shf \rangle$  von der Rinnenbreite für die verschiedenen Auflösungen. Zu erkennen ist zunächst einmal eine deutliche Zunahme von  $\langle shf \rangle$  bei Erhöhung der Auflösung. Dies gilt insbesondere für schmale Rinnen ( $\lambda \leq 1000$  m). Die Zunahme der Werte von  $\lambda/\Delta = 100$  auf  $\lambda/\Delta = 200$  ist deutlich geringer als die von  $\lambda/\Delta = 50$  auf  $\lambda/\Delta = 100$ . Um diese Konvergenz zu bestätigen, wurden für die Rinnenbreiten mit der stärksten Zunahme von  $\langle shf \rangle$  Läufe mit nochmals verdoppelter Auflösung von  $\lambda/\Delta = 400$  durchgeführt. Wie erwartet ist die Zunahme gegenüber  $\lambda/\Delta = 200$  nur noch geringfügig. Qualitativ ergibt sich mit Ausnahme der geringsten Auflösung jeweils der gleiche Verlauf von  $\langle shf \rangle (\lambda)$ . Für  $\lambda/\Delta = 50$  macht sich zudem der Wechsel von einem konstanten Verhältnis  $\lambda/\Delta$  zu einer konstanten Gitterweite noch stark bemerkbar. Er resultiert in einem Knick bei  $\lambda = 1000$  m. Schon bei  $\lambda/\Delta = 100$  verschwindet der Knick, und

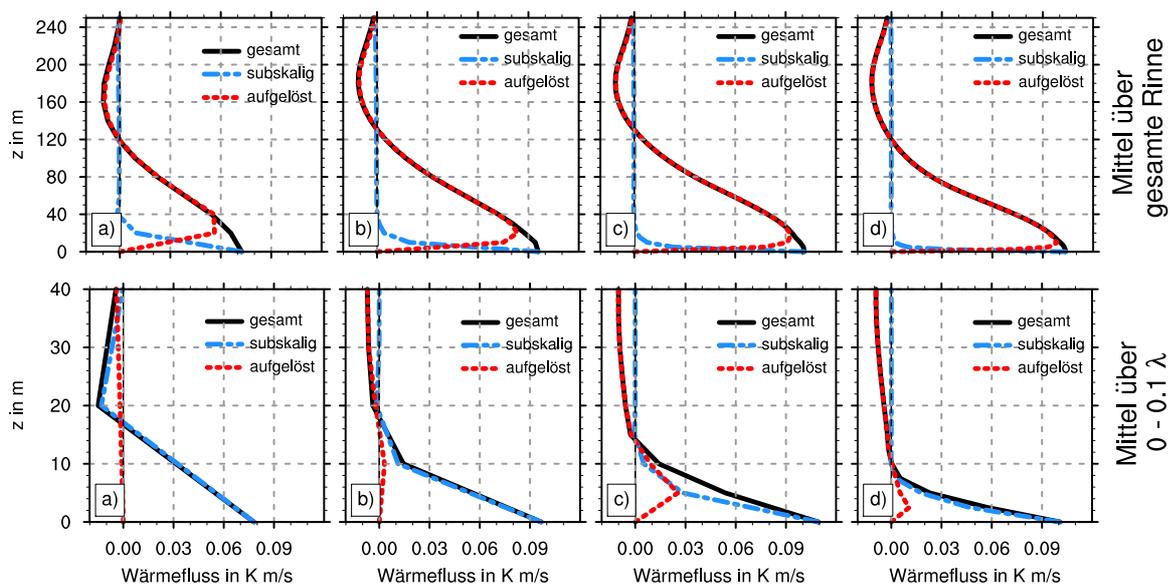


**Abbildung 4.21:** Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnebreite  $\langle shf \rangle (\lambda)$  für verschiedene Auflösungen.

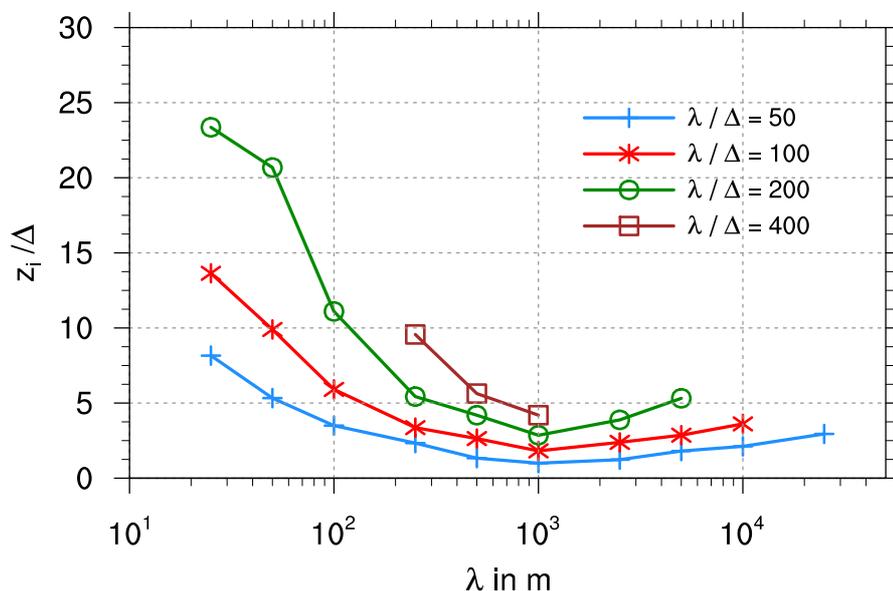
der Wärmeflussverlauf ist nahezu monoton fallend. Bei sehr breiten Rinnen ( $\lambda \geq 2500$  m) hat die Auflösung nur einen geringen Einfluss auf  $\langle shf \rangle$ .

Ein Blick auf die Vertikalprofile des turbulenten Wärmeflusses in [Abbildung 4.22](#) zeigt, dass der turbulente Wärmefluss im Mittel über die gesamte Rinne bereits bei einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 50$  zu einem großen Teil aufgelöst werden kann. Der aufgelöste Anteil beträgt bereits in der ersten Gitterebene über der Oberfläche mehr als 85 %. Betrachtet man jedoch nur den Randbereich der Rinne von  $0 \lambda$  bis  $0,1 \lambda$ , so reduziert sich der aufgelöste Anteil des Wärmeflusses deutlich und der überwiegende Teil ist subskalig, selbst bei der höchsten Auflösung von  $\lambda/\Delta = 400$ . Die Nicht-Linearität der Wärmeflussprofile ist auf das Vorherrschen einer instationären Situation zurückzuführen. Entsprechend der zeitlichen Oszillation der Zirkulation oszillieren auch die Wärmeflussprofile zwischen konkaver und konvexer Krümmung. Die Profile sind zunächst jeweils nur vorübergehend linear und nähern sich erst nach langer Zeit einem linearem Profil an. Dies ist auch in der bereits erwähnten Studie von [Letzel und Raasch \(2003\)](#) der Fall.

Dass der Wärmefluss über den Randbereichen der Rinne derart schlecht aufgelöst werden kann, hängt mit der dort äußerst flachen konvektiven Grenzschicht zusammen. In [Abbildung 4.23](#) ist die Anzahl der innerhalb der Grenzschicht liegenden Gitterebenen  $z_i/\Delta$  für sämtliche Rinnebreiten und Auflösungen aufgetragen.  $z_i$  ist jeweils über den Randbereich von  $0 \lambda$  bis  $0,1 \lambda$  gemittelt. Die Auflösung der randnahen Grenzschicht ist demnach vor allem für mittlere Rinnebreiten um  $\lambda = 1000$  m selbst mit  $\lambda/\Delta = 400$  unzureichend und wirklich gut nur für  $\lambda < 250$  m. Für sehr schmale Rinnen ( $\lambda \leq 50$  m) ist die Auflösung des Randbereichs auch mit  $\lambda/\Delta = 100$  zufriedenstellend. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen aus [Abbildung 4.21](#). Dass die effektive Auflösung bis  $\lambda = 1000$  m sinkt, liegt daran, dass die Grenzschicht nicht in dem Maße mächtiger wird, wie die Gitterwei-



**Abbildung 4.22:** Vertikalprofile von  $\overline{w'\theta'}$ , unterteilt in aufgelösten und subskaligen Anteil, für  $\lambda = 1000$  m und verschiedene Auflösungen: a)  $\lambda/\Delta = 50$ , b)  $\lambda/\Delta = 100$ , c)  $\lambda/\Delta = 200$ , d)  $\lambda/\Delta = 400$ . Oben: Horizontales Mittel über die gesamte Rinne, unten: Horizontales Mittel von  $0$  bis  $0,1 \lambda$ .



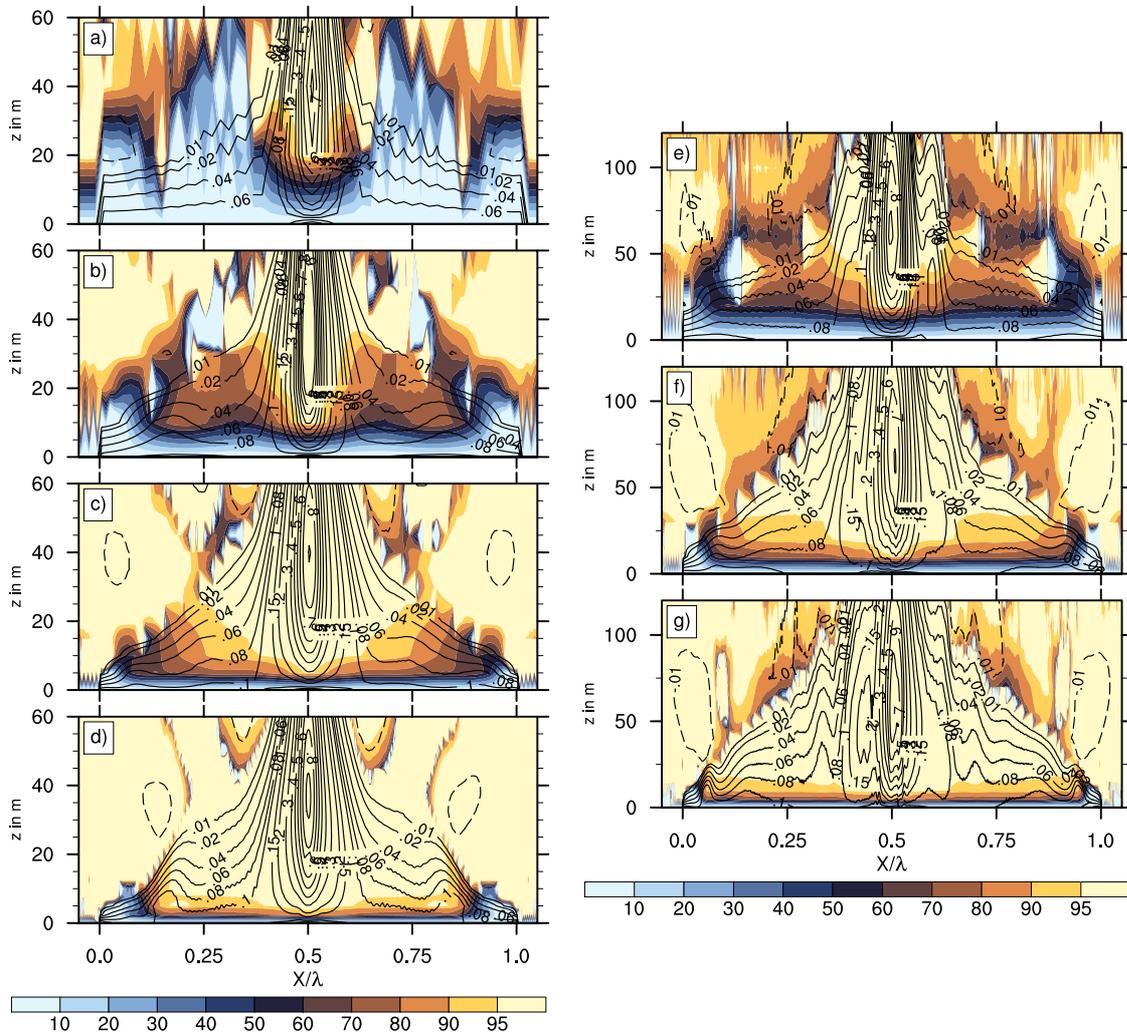
**Abbildung 4.23:** Anzahl der vertikalen Gitterebenen innerhalb der konvektiven Grenzschicht über den Randbereichen der Rinnen (Mittel über  $0$  bis  $0,1 \lambda$ ) für verschiedene Auflösungen.  $z_i$  ist dabei als die geringste Höhe definiert, in der  $\overline{w'\theta'} < 0,0 \text{ Kms}^{-1}$  ist.

te zunimmt. Sinnvoller als ein konstantes Verhältnis von  $\lambda/\Delta$  wäre also ein konstantes Verhältnis von  $z_i/\Delta$ . Dies ist jedoch nicht praktikabel, da  $z_i$  erst nach Durchführung der Simulation bekannt ist. Die Zunahme von  $z_i/\Delta$  für  $\lambda \geq 1000$  m hängt damit zusammen, dass die Gitterweite für diese Rinnenbreiten konstant bleibt, während die Grenzschicht mit zunehmender Rinnenbreite mächtiger wird.

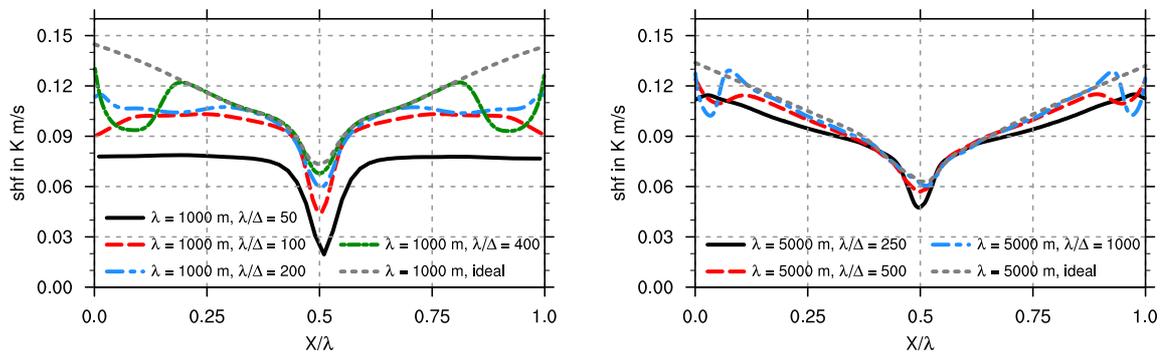
Abbildung 4.24 veranschaulicht die räumlich unterschiedlich effektive Auflösung des Wärmeflusses für  $\lambda = 1000$  m und  $\lambda = 5000$  m und die verschiedenen Auflösungen  $\lambda/\Delta$ . Der Wärmefluss im Plume wird in allen Fällen nahezu vollständig aufgelöst. Hierdurch erklärt sich die Dominanz des aufgelösten Anteils in den über die gesamte Rinne gemittelten Profilen. Die im Vergleich zum Plume wesentlich flachere Grenzschicht außerhalb des Plumes kann dagegen bei groben Auflösungen nur schlecht abgebildet werden. Hier zeigt sich jedoch eine signifikante Verbesserung mit höherer Auflösung. Lediglich bei der 1000 m breiten Rinne reicht auch die höchste Auflösung von  $\lambda/\Delta = 400$  nicht aus, um den äußersten Randbereich ( $X < 0,1 \lambda$  bzw.  $> 0,9 \lambda$ ) aufzulösen. Wie die Horizontalprofile von  $shf$  in Abbildung 4.25 zeigen, steigt  $shf$  für  $\lambda = 1000$  m mit zunehmender Auflösung über der gesamten Rinne deutlich an. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei geringer Auflösung nirgendwo aufgelöste Konvektion vorhanden ist, welche die von der Rinne der untersten Luftschicht zugeführte Wärme abtransportieren kann (mit Ausnahme des Plumes in der Rinnenmitte). Die bodennahe Luftschicht heizt sich auf, was den Temperaturunterschied zwischen Wasser und Luft reduziert und folglich auch  $shf$ . Erhöht man die Auflösung wird zunehmend stärkere Konvektion simuliert, so dass die Wärme abtransportiert werden kann, der Temperaturunterschied zwischen Wasser und Luft größer bleibt und damit  $shf$  zunimmt. Bei der Erhöhung von  $\lambda/\Delta = 200$  auf  $\lambda/\Delta = 400$  erhöht sich  $shf$  im Zentrum der Rinne (zwischen  $0,3 \lambda$  und  $0,7 \lambda$ ) nur noch unwesentlich, da hier bereits bei  $\lambda/\Delta = 200$  die Grenzschicht ausreichend aufgelöst werden kann. Zwischen  $0,15 \lambda$  und  $0,3 \lambda$  sowie  $0,7 \lambda$  und  $0,85 \lambda$  steigt  $shf$  nochmals deutlich an - hier verbessert sich die Auflösung der Grenzschicht auch von  $\lambda/\Delta = 200$  auf  $\lambda/\Delta = 400$  noch. Außerhalb von  $0,15 \lambda$  und  $0,85 \lambda$  ist die Grenzschicht so flach, dass sie auch mit  $\lambda/\Delta = 400$  nicht aufgelöst werden kann. Das führt dazu, dass  $shf$  in diesen Bereichen vergleichsweise gering bleibt.

In den Simulationen mit  $\lambda = 5000$  m kann die Grenzschicht über der Rinne allgemein besser aufgelöst werden, da sie erheblich mächtiger ist als bei  $\lambda = 1000$  m. Hier nimmt  $shf$  mit höherer Auflösung nur leicht zu. Auch hier sind die vergleichsweise niedrigen  $shf$ -Werte am unmittelbaren Rand zu beobachten.

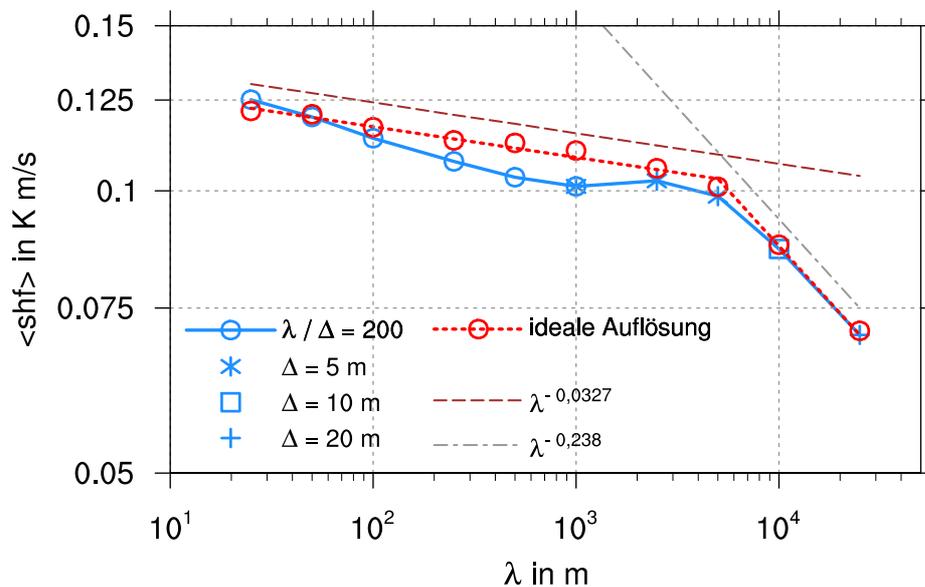
Im Falle einer über der gesamten Rinne ideal aufgelösten Grenzschicht würde man auch am Rand höhere  $shf$ -Werte erwarten, so dass  $shf(X/\lambda)$  bis zum Rand der Rinne nahezu linear ansteige. Dies ist von Hand in Abbildung 4.25 für  $\lambda = 1000$  m und  $\lambda = 5000$  m eingezeichnet. Konstruiert man für alle Rinnenbreiten solche idealen  $shf(X/\lambda)$ -Profile und mittelt diese über die gesamte Rinne, so erhält man eine ideale  $\langle shf \rangle(\lambda)$ -Verteilung, die in Abbildung 4.26 dargestellt ist. War die aus den Simulationsergebnissen erhaltene Kurve zwar annähernd monoton abnehmend, jedoch leicht geschwungen mit einem sekundären Maximum bei  $\lambda = 2500$  m, so ergibt sich nun ein tatsächlich nahezu linearer Rückgang von  $\langle shf \rangle$  mit  $\lambda$  für  $\lambda \leq 5000$  m, der ungefähr proportional zu  $\lambda^{-0,0327}$  ist. Für  $\lambda \geq 5000$  m nimmt  $\langle shf \rangle$  ebenfalls linear ab, jedoch deutlich stärker als für  $\lambda \leq 5000$  m (proportional



**Abbildung 4.24:** Anteil des aufgelösten Wärmeflusses (Farbflächen, in %) sowie gesamter Wärmefluss (Isolinien, in  $\text{Kms}^{-1}$ ) in einem vertikalen Querschnitt über Rinnen von 1000 m (links) und 5000 m Breite (rechts). Die Auflösung erhöht sich jeweils von oben nach unten: a)  $\lambda/\Delta = 50$ , b)  $\lambda/\Delta = 100$ , c)  $\lambda/\Delta = 200$ , d)  $\lambda/\Delta = 400$ , e)  $\lambda/\Delta = 250$ , f)  $\lambda/\Delta = 500$ , g)  $\lambda/\Delta = 1000$ .



**Abbildung 4.25:** Horizontalprofile des Wärmeflusses  $shf(X/\lambda)$  für verschiedene Auflösungen sowie ein konstruiertes Profil für eine ideale Auflösung. Links:  $\lambda = 1000\ m$ , rechts:  $\lambda = 5000\ m$ .



**Abbildung 4.26:**  $\langle shf \rangle(\lambda)$  für eine Auflösung von  $\lambda/\Delta = 200$  ( $\Delta = 5\ m$  für  $1000\ m \leq \lambda \leq 5000\ m$ ,  $\Delta = 10\ m$  für  $\lambda = 10000\ m$ ,  $\Delta = 20\ m$  für  $\lambda = 25000\ m$ ) sowie konstruierte Werte für eine ideale Auflösung. Ebenfalls dargestellt sind theoretische Geraden  $\langle shf \rangle \sim \lambda^{-0,0327}$  und  $\langle shf \rangle \sim \lambda^{-0,238}$ .

zu  $\lambda^{-0,238}$ ), die Verteilung weist also einen Knick auf.

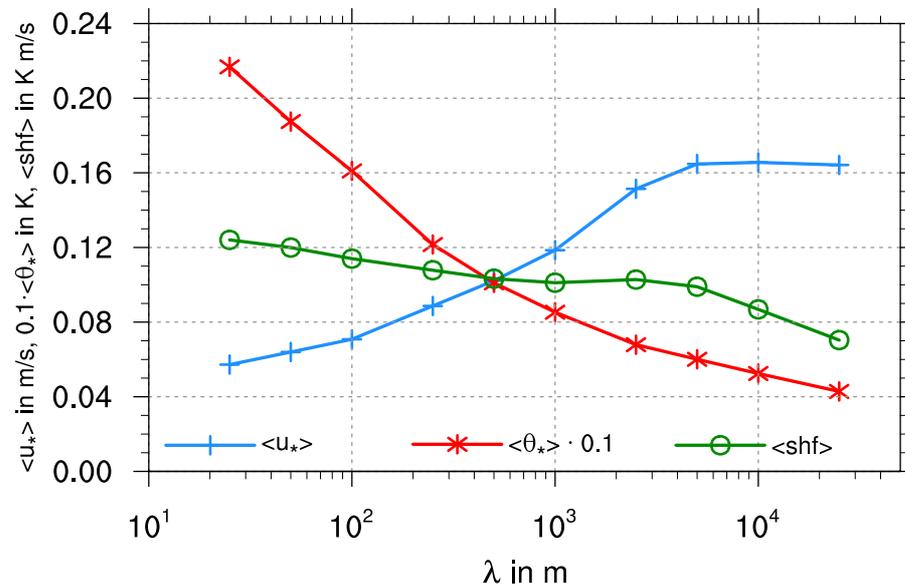
### 4.2.3 Physikalische Erklärung des Verlaufs von $\langle shf \rangle (\lambda)$

Um den Verlauf von  $\langle shf \rangle (\lambda)$  physikalisch zu erklären, sollen zunächst seine Bestandteile  $u_*$  und  $\theta_*$  untersucht werden (vgl. Gleichung 4.6). Hierzu werden im Folgenden stets die Simulationen mit einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 200$  (in Tabelle 4.3 fett markierte Werte) betrachtet. Abbildung 4.27 zeigt hierzu zusätzlich zu  $\langle shf \rangle (\lambda)$  auch den Verlauf von  $\langle u_* \rangle (\lambda)$  und  $\langle \theta_* \rangle (\lambda)$ .

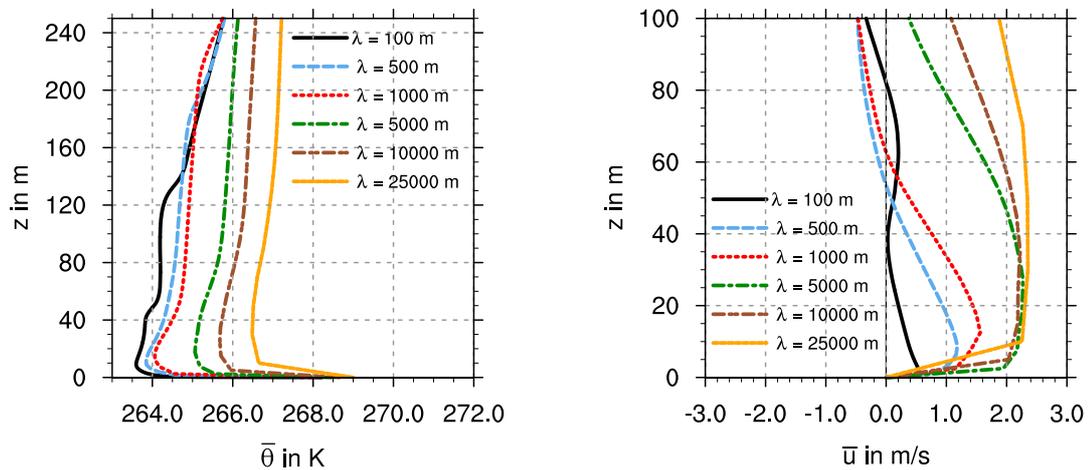
$\langle \theta_* \rangle$  ist für die schmalste simulierte Rinne maximal und sinkt monoton mit zunehmender Rinnenbreite. Der Rückgang ist zunächst sehr stark, wird mit zunehmender Rinnenbreite aber schwächer. In  $\theta_*$  geht in erster Linie der vertikale Temperaturgradient zwischen Oberfläche und erster Gitterebene darüber,  $\Delta\theta/\Delta z$ , ein (siehe Gleichung 2.47). Am Anfang der Simulation ist  $\Delta\theta/\Delta z$  über der Rinne noch maximal, in dieser Studie beträgt er 8 K. Im Laufe der Zeit erwärmt die Rinne die darüberliegende Luftschicht, und die sich entwickelnde Zirkulation transportiert diese Wärme effektiv auch in die Bereiche über dem Eis seitlich der Rinne. Folglich erwärmt sich auch die vom Eis heranströmende Luft im Laufe der Zeit allmählich etwas, wie die Temperaturprofile in Abbildung 4.28 bestätigen. Dadurch sinkt  $\Delta\theta/\Delta z$  und somit auch  $\theta_*$  mit zunehmender Simulationsdauer und Rinnenbreite. Die mit steigender Rinnenbreite nötige längere Simulationszeit erklärt den Rückgang von  $\langle \theta_* \rangle$  aber nur teilweise. Selbst wenn man gleiche absolute Zeitpunkte vergleicht, geht  $\langle \theta_* \rangle$  noch deutlich mit zunehmender Rinnenbreite zurück (siehe Abbildung 4.29). Der Rückgang von  $\langle \theta_* \rangle$  hängt vielmehr mit dem Fetch zusammen, der proportional zur Rinnenbreite zunimmt.  $\Delta\theta/\Delta z$  und damit auch  $\theta_*$  ist, wie Abbildung 4.29a) zeigt, jeweils an den Rinnenkanten maximal und sinkt mit zunehmendem Fetch zur Rinnenmitte hin zunächst stark, dann immer schwächer, um im Plumbereich wieder anzusteigen. Je breiter die Rinne ist, desto länger ist der Fetch und desto stärker ist die Abnahme von  $\theta_*$  vom Rand bis zum Plumbereich. Dies wird insbesondere in der nicht normierten, logarithmischen Darstellung in Abbildung 4.29b) deutlich. Hier verlaufen die Kurven für  $\lambda = 25$  m und 250 m sowie für  $\lambda = 1000$  m und 10000 m von der Rinnenkante bis zum Erreichen des Plumes in der Rinnenmitte nahezu deckungsgleich. Die Abweichung an der Rinnenkante für  $\lambda = 250$  m hängt vermutlich mit der schlechteren Auflösung des äußersten Randbereiches zusammen (siehe Abschnitt 4.2.2). Dieser Effekt wirkt sich jedoch nur geringfügig auf das Rinnenmittel  $\langle \theta_* \rangle$  aus.

$\langle u_* \rangle$  steigt zunächst monoton mit zunehmender Rinnenbreite an, bleibt jedoch für  $\lambda \geq 5000$  m konstant (siehe Abbildung 4.27). Dieser Verlauf hängt direkt mit der Stärke der Zirkulation zusammen<sup>3</sup>, die in ähnlichem Maße mit steigender Rinnenbreite zunimmt und für  $\lambda \geq 5000$  m ungefähr konstant bleibt, was die Windprofile für ausgewählte Rinnenbreiten in Abbildung 4.28 gut veranschaulichen. Die Stagnation bei sehr breiten Rinnen

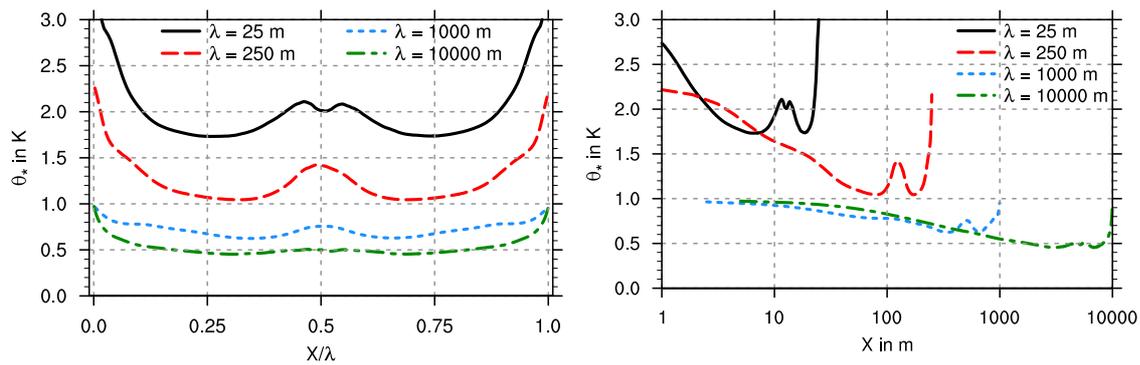
<sup>3</sup>Die Stärke der Zirkulation ist hier definiert als das vertikale Maximum der über eine Rinnenhälfte gemittelten u-Komponente der Windgeschwindigkeit, also das Maximum der in Abbildung 4.28 dargestellten Profile.



**Abbildung 4.27:** Abhängigkeit des Wärmeflusses  $\langle shf \rangle$  sowie seiner Bestandteile  $\langle u_* \rangle$  und  $\langle \theta_* \rangle$  von der Rinnenbreite für die Simulationen A01-1 bis A01-10 mit einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 200$ .



**Abbildung 4.28:** Über eine Rinnenhälfte gemittelte Vertikalprofile der potentiellen Temperatur  $\bar{\theta}$  (links) und der horizontalen Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  (rechts) für ausgewählte Rinnenbreiten.

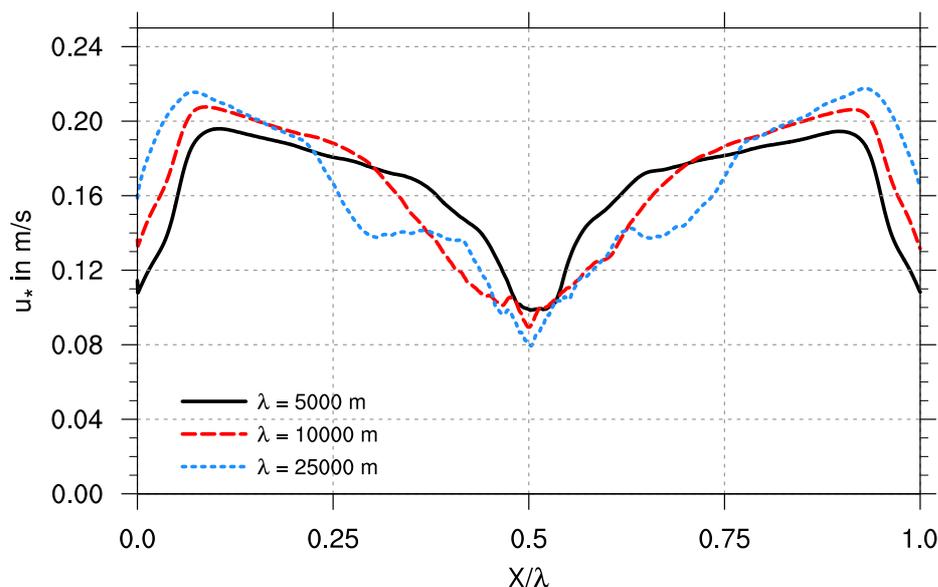


**Abbildung 4.29:** a) Horizontalprofil der charakteristischen Temperatur  $\theta_*(X/\lambda)$  für ausgewählte Rinnenbreiten zum Zeitpunkt  $t = 0,5$  h ( $\lambda = 25$  m und  $250$  m) und  $t = 12$  h ( $\lambda = 1000$  m und  $10000$  m); b) wie a), jedoch ist die  $x$ -Achse nicht mit  $\lambda$  normiert und logarithmisch dargestellt.

entsteht durch zwei sich ausgleichende Effekte, welche anhand der Horizontalprofile  $u_*$  in Abbildung 4.30 verdeutlicht werden. Zwar nimmt die Windgeschwindigkeit über den Randbereichen der Rinne weiterhin zu, im zentralen Bereich der Rinne (in diesem Fall zwischen etwa  $0,25 \lambda$  und  $0,75 \lambda$ ) geht die Windgeschwindigkeit jedoch zurück. Die Abnahme der Windgeschwindigkeit im Zentrum der Rinne fällt besonders deutlich bei Vergrößerung der Rinnenbreite von  $\lambda = 5000$  m auf  $\lambda = 10000$  m aus. Zwischen  $\lambda = 10000$  m auf  $\lambda = 25000$  m sind über der Rinnenmitte (zwischen  $0,375$  und  $0,635 \lambda$ ) kaum Unterschiede zu erkennen, dagegen ist weiter außen (zwischen  $0,225$  und  $0,375 \lambda$  sowie zwischen  $0,625$  und  $0,775 \lambda$ ) ein deutlicher Rückgang der Windgeschwindigkeit zu erkennen. Der Bereich reduzierter Windgeschwindigkeit vergrößert sich also mit zunehmender Rinnenbreite.

Ähnlich wie  $u_*$  verhält sich auch die Windgeschwindigkeit oberhalb der Rinne. Im instantanen Feld von  $\bar{u}$  in  $50$  m Höhe (Abbildung 4.31 oben links) ist für eine Rinnenbreite von  $\lambda = 5000$  m eine deutlich ausgeprägte, relativ geradlinige Konvergenz in der Rinnenmitte zu erkennen. Bei einer Rinnenbreite von  $\lambda = 10000$  m ist die Konvergenz deutlich schwächer ausgeprägt und mäandriert zudem stark. Sie ist nicht mehr als eine einzige Linie ausgebildet, sondern es existieren mehrere Konvergenzzonen. Bei der  $25000$  m breiten Rinne zeigt sich ein ähnliches Bild. Im zeitlichen Mittel erhält man für  $\lambda = 5000$  m weiterhin eine klare stark ausgeprägte Konvergenz. Für  $\lambda = 10000$  m verursacht das nicht nur räumliche sondern auch zeitliche Mäandrieren der Konvergenz eine zusätzliche Abschwächung der zeitlich gemittelten Windgeschwindigkeit, die ohnehin schon durch die schwächer ausgeprägte Konvergenz reduziert ist. Für  $\lambda = 25000$  m schwächt sich  $\bar{u}$  über dem zentralen Bereich der Rinne weiter ab, auch der horizontale Gradient verringert sich.

Betrachtet man das Feld der mittleren Vertikalgeschwindigkeit in Abbildung 4.32, so ist bei  $\lambda = 5000$  m die Konvergenz eindeutig als permanenter, zusammenhängender Aufwindbereich in der Mitte der Rinne zu erkennen. Seitlich davon ist die mittlere Vertikalgeschwindigkeit sehr gering und durch in Strömungsrichtung orientierte Streifen gekennzeichnet. Hier herrschen zufällig verteilte Auf- und Abwinde vor, die mit der Zirkulation Richtung Rinnenmitte advehiert werden. Bei  $\lambda = 10000$  m ändert sich das Bild signifikant.

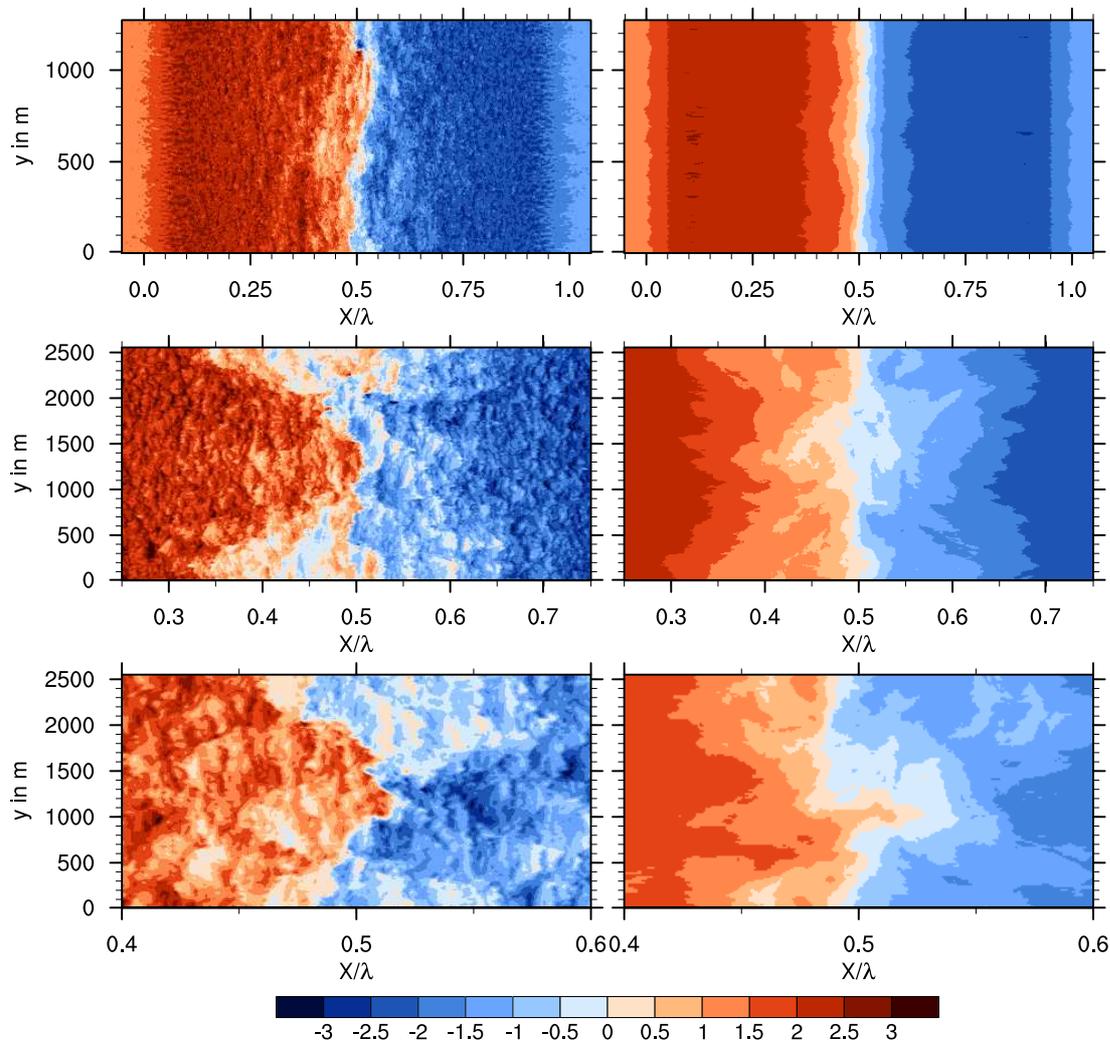


**Abbildung 4.30:** Horizontalprofil der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*(X/\lambda)$  für Rinnenbreiten von 5000 m, 10000 m und 25000 m.

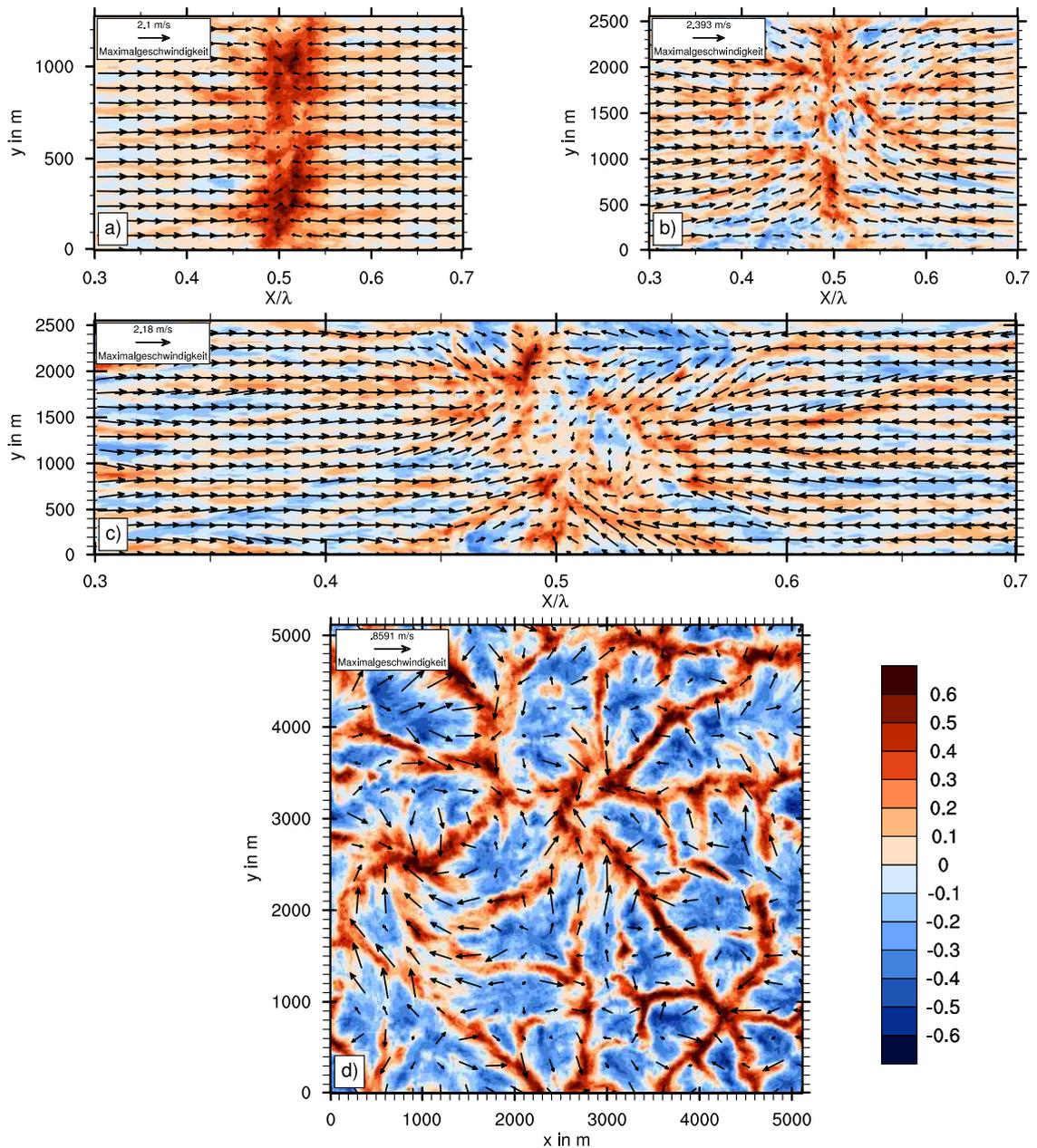
Die Konvergenz ist nur noch mit Mühe zu erkennen und unterteilt in mehrere linienhafte Aufwinde, die stark mäandrieren. Der bei  $\lambda = 5000$  m seitlich des Plumes befindliche Bereich mit geringem  $\overline{w}$  ist diesem Fall nur noch außerhalb von etwa  $0,35 \lambda - 0,65 \lambda$  zu finden. Im zentralen Bereich beginnt sich die Konvektion dagegen zu organisieren, was sich in Form von relativ permanenten und gröberskaligen Auf- und Abwinden zeigt. Dies wird noch deutlicher für  $\lambda = 25000$  m. Im gesamten inneren Bereich zwischen  $0,3 \lambda$  und  $0,7 \lambda$  findet man in Zellen organisierte Konvektion vor. Es ist nur noch ein schwach ausgeprägter zusammenhängender Aufwindbereich etwa in der Rinnenmitte zu erkennen, der bezüglich der Intensität gleichrangig zu den anderen Aufwindbereichen ist. Das Konvektionsmuster ähnelt im zentralen Bereich der Rinne dem typischen Ausprägung der Konvektion über homogen geheizten Oberflächen. Ein zusätzlich durchgeführter Referenzlauf mit 100 % Wasserfläche bestätigt dies (Abbildung 4.32d)).

Die vorherrschenden Druckgradienten können Aufschluss darüber geben, warum sich bei sehr breiten Rinnen die Konvektion organisiert. Sind die lokalen Druckgradienten innerhalb der Konvektionszellen von vergleichbarer Größenordnung wie der großräumige durch die Rinne induzierte Druckgradient, der die Sekundärzirkulation antreibt, so wäre dies eine Erklärung für die Schwächung der Zirkulation im Zentrum breiter Rinnen. In Abbildung 4.33a) ist der Betrag des Druckgradienten senkrecht zur Rinne (in Strömungsrichtung der Zirkulation)  $|\Delta\overline{p}/\Delta x|$  für ausgewählte Rinnenbreiten von 100 m bis 25000 m dargestellt. Es wird deutlich, dass  $|\Delta\overline{p}/\Delta x|$  mit zunehmender Rinnenbreite signifikant zurückgeht. Für Rinnen bis 1000 m Breite<sup>4</sup> findet sich in der Rinnenmitte ein Doppelmaximum, dessen Betrag nahezu konstant für alle  $\lambda$  ist. Für  $\lambda \geq 5000$  m verschwindet das Doppelmaximum, stattdessen ist  $|\Delta\overline{p}/\Delta x|$  im Zentrum der Rinne allgemein sehr niedrig, überlagert von vie-

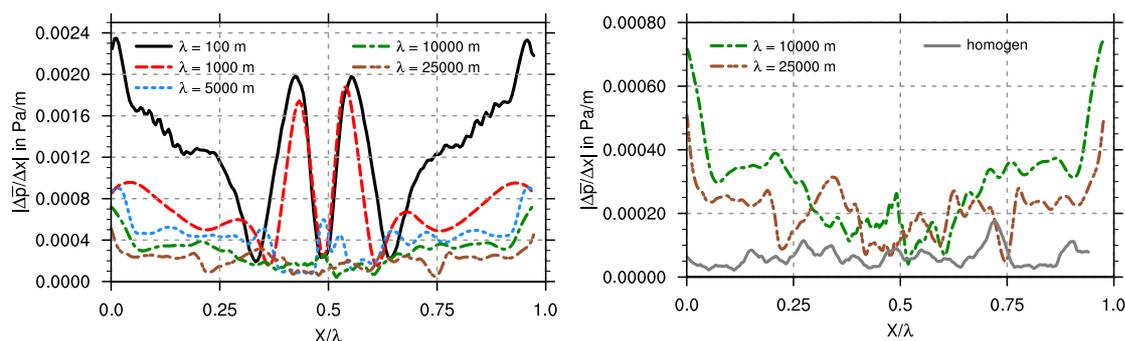
<sup>4</sup>tatsächlich sogar bis 2500 m Breite



**Abbildung 4.31:** Horizontalschnitte der horizontalen Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  in  $\text{ms}^{-1}$  in einer Höhe von 50 m für  $\lambda = 5000$  m (oben),  $\lambda = 10000$  m (Mitte) und  $\lambda = 25000$  m (unten). Links: Momentaufnahmen, rechts: über einen Zeitraum von 1800 s gemittelt. Die Abbildungen sind untereinander maßstabsgetreu.



**Abbildung 4.32:** Horizontalschnitte durch das Feld der zeitlich über 1800 s gemittelten Vertikalgeschwindigkeit  $\overline{w}$  in  $\text{ms}^{-1}$ , überlagert mit horizontalen Windvektoren, in einer Höhe von 50 m für a)  $\lambda = 5000$  m, b)  $\lambda = 10000$  m und c)  $\lambda = 25000$  m sowie für einen Referenzlauf über homogener Wasseroberfläche (d). Die Abbildungen sind jeweils maßstabgetreu, Abbildungen b) bis d) auch untereinander.



**Abbildung 4.33:** Horizontalprofile des Betrags des Druckgradienten senkrecht zur Rinne  $|\Delta\bar{p}/\Delta x|$  für ausgewählte Rinnenbreiten und einen Lauf mit vergleichbar homogen geheizter Oberfläche.  $|\Delta\bar{p}/\Delta x|$  ist jeweils über mehrere Gitterpunkte  $(0,025 \lambda)$  gemittelt.

len schwächeren Maxima. Für  $\lambda = 25000$  m herrscht über der gesamten Rinne (außer in unmittelbarer Nähe zu den Eiskanten) ein gleichmäßiger, im Vergleich zu den schmaleren Rinnen sehr geringer Druckgradient. Wie der Vergleich zu einer Simulation mit homogen geheizter Wasseroberfläche<sup>5</sup> in Abbildung 4.33b) zeigt, liegt  $|\Delta\bar{p}/\Delta x|$  für  $\lambda = 25000$  m nur noch geringfügig über den Werten des homogenen Referenzlaufes.

Im Unterschied zu früheren Ergebnissen aus der Literatur konvergiert die Strömung über der Rinne auch bei sehr breiten Rinnen. Bei Esau (2007) fand sich im zentralen Bereich der Rinne ein völlig von der großräumigen Zirkulation entkoppelter Bereich ohne mittlere Strömung, in dem sich organisierte Zellenkonvektion entwickelte. Dieser Bereich war begrenzt von zwei ausgeprägten Aufwinden. Diese Ergebnisse konnten in Kapitel 4.1.2 als Folge eines zu kleinen Modellgebietes, gleichbedeutend mit einer Beeinflussung durch benachbarte Rinnen, identifiziert werden. In der vorliegenden Studie mit ausreichend großem Modellgebiet konvergiert die großräumige Zirkulation weiterhin im Zentrum der Rinne. Trotzdem bildet sich im zentralen Bereich mit steigender Rinnenbreite zunehmend organisierte Zellenkonvektion aus. Der großräumige durch die Rinne induzierte Druckgradient ist in der Mitte der Rinne so gering, dass die lokalen Druckgradienten innerhalb der Konvektionszellen zunehmend dominieren und dadurch die überlagerte Zirkulation signifikant abschwächen.

Wie in Abbildung 4.27 deutlich wird, dominiert die Abnahme von  $\langle\theta_*\rangle$  über das gesamte Spektrum an Rinnenbreiten gegenüber der Zunahme von  $\langle u_*\rangle$ , so dass  $\langle shf\rangle$  mit zunehmender Rinnenbreite abnimmt. Physikalisch kann das so interpretiert werden, dass die thermisch bedingte negative Rückkopplung (längerer Fetch  $\Rightarrow$  längere Verweilzeit  $\Rightarrow$  abnehmender Temperaturgradient  $\Rightarrow$  abnehmender Wärmefluss  $\Rightarrow$  geringere Windgeschwindigkeit  $\Rightarrow$  längere Verweilzeit) gegenüber der positiven Rückkopplung überwiegt, welche durch die Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeit infolge der sich verstärkenden Zirku-

<sup>5</sup> mit vergleichbarem Wärmefluss wie im zentralen Rinnenbereich der Simulation mit  $\lambda = 25000$  m

lation entsteht (Zunahme der Windgeschwindigkeit  $\Rightarrow$  höherer Wärmefluss  $\Rightarrow$  stärkere Konvektion  $\Rightarrow$  Zunahme der Windgeschwindigkeit) (vgl. Zulauf und Krueger, 2003). Bei sehr breiten Rinnen verstärkt sich die Abnahme des Wärmeflusses, da bei weiter abnehmendem  $\langle \theta_* \rangle$  die Zirkulation aufgrund verstärkter, sich organisierender Konvektion über dem Zentrum der Rinne behindert wird, so dass  $u_*$  dort abnimmt und im Rinnenmittel ungefähr konstant bleibt. Der Anteil scherungsgetriebener Konvektion geht deutlich zurück, und es dominiert freie Konvektion. Bei weiter zunehmender Rinnenbreite dehnt sich der Bereich geringer Windgeschwindigkeit im Zentrum der Rinne immer weiter aus, so dass auch die über die Rinne gemittelten Werte des Wärmeflusses weiter sinken. Dies wurde auch in der Studie von Esau (2007) beobachtet.

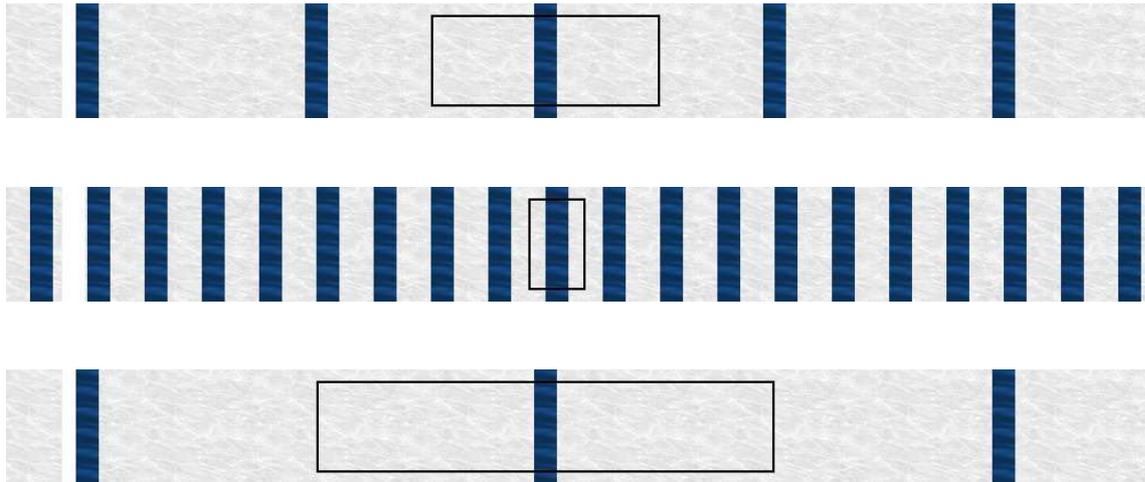
Im folgenden Kapitel soll die Auswirkung des Abstandes der Rinnen zueinander durch Variation des Parameters  $A$  bei ansonsten gleichbleibenden Randbedingungen untersucht werden.

### 4.2.4 Sensitivität bezüglich des Rinnenabstandes

In Kapitel 4.2 wurde das Verhältnis von Rinnenfläche zur Gesamtfläche des Modellgebietes  $A$  definiert (Gleichung 4.7) und für alle simulierten Rinnenbreiten ein konstanter Wert von  $A = 0,0977$  gewählt. Der Anteil der Rinnenfläche am Modellgebiet lag somit stets bei etwa 10 %. Aufgrund der zyklischen Randbedingungen quer zur Rinne entspricht dies einer Simulation von mehreren hintereinanderliegenden Rinnen, deren Abstand jeweils das Neunfache der Rinnenbreite beträgt (anschaulich dargestellt in Abbildung 4.34).

In diesem Kapitel soll nun untersucht werden, inwiefern sich die Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite ändert, wenn der Abstand der Rinnen zueinander verändert wird. Dazu werden zwei weitere Werte von  $A$  gewählt:  $A = 0,39$  und  $A = 0,0488$ . Mit  $A = 0,39$  bedeckt die Rinne also jeweils etwa 40 % des Modellgebietes, der Abstand benachbarter Rinnen beträgt das Eineinhalbfache der Rinnenbreite. Für diesen Fall sehr nah beieinander liegender Rinnen wird eine signifikante gegenseitige Beeinflussung der Rinnen erwartet. Im zweiten Fall mit  $A = 0,0488$  nimmt die Rinne nur etwa 5 % des Modellgebietes ein, und benachbarte Rinnen trennt eine Eisfläche von dem 19-fachen der Rinnenbreite. In diesem Fall liegen die Rinnen also jeweils sehr weit auseinander (der Abstand ist doppelt so groß wie in der Studie mit  $A = 0,1$ ), so dass keine spürbare Beeinflussung durch benachbarte Rinnen erwartet wird. Die verschiedenen hier simulierten Rinnenabstände und die Ausdehnung des Modellgebietes werden in Abbildung 4.34 veranschaulicht.

$A$  beträgt nicht exakt 0,4 oder 0,05, da wie schon bei der Studie mit  $A = 0,1$  die Gitterpunktzahl pro Raumrichtung durch die Zahl der in dieser Raumrichtung verwendeten Rechenprozessoren (stets ein Vielfaches von 8) teilbar sein muss. Trotzdem soll im Folgenden der Einfachheit halber  $A$  mit 0,4 bzw. 0,05 angegeben werden. Für die beiden Studien mit  $A = 0,4$  (A04) und  $A = 0,05$  (A005) sollen die gleichen Rinnenbreiten simuliert werden wie in der Studie mit  $A = 0,1$  (A01), d.h. von 25 m bis 25000 m. Die Auflösung soll für  $\lambda \leq 1000$  m einem Verhältnis von  $\lambda/\Delta = 100$  entsprechen, für  $1000 \text{ m} \leq \lambda \leq 10000$  m wird  $\Delta$  konstant auf 10 m gesetzt, für  $\lambda = 25000$  m auf 20 m. Eine höhere Auflösung, wie z.B.  $\lambda/\Delta = 200$  kann in in den A005-Läufen aufgrund des gegenüber der Studie mit  $A = 0,1$  verdoppelten Modellgebietes nicht realisiert werden. Um die Vergleichbarkeit der



**Abbildung 4.34:** Maßstabsgetreue Darstellung der untersuchten Rinnenabstände:  $A = 0,1$  (oben),  $A = 0,39$  (Mitte),  $A = 0,0488$  (unten). Der schwarze Rahmen kennzeichnet jeweils die Modellgebietsgröße.

Ergebnisse mit verschiedenen  $A$  zu gewährleisten, soll daher auch die A04-Studie mit einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 100$  gerechnet werden. Für die A01-Studie ist dies im Rahmen der Überprüfung der Sensitivität bezüglich der Auflösung schon geschehen. Zwar war hier der Wärmefluss für eine Auflösung von  $\lambda/\Delta = 100$ , wie in Kapitel 4.2.2 gezeigt, noch nicht unabhängig von der Auflösung, allerdings verlief  $\langle shf \rangle (\lambda)$  qualitativ sehr ähnlich wie bei einer doppelt so hohen Auflösung von  $\lambda/\Delta = 200$  (vgl. Abbildung 4.21). Testläufe mit  $\lambda/\Delta = 200$  für  $A = 0,4$  ergaben für verschiedene Rinnenbreiten jeweils nur eine leichte Erhöhung des Wärmeflusses, ähnlich wie in der A01-Studie. Daher kann davon ausgegangen werden, dass eine Auflösung von  $\lambda/\Delta = 100$  ausreichend ist, um einen qualitativen Vergleich von  $\langle shf \rangle (\lambda)$  für verschiedene  $A$  durchführen zu können.

Von der Modellgebietsgröße abgesehen, bleiben sämtliche Simulationsparameter wie in der A01-Studie. Tabelle 4.4 listet die durchgeführten Simulationen auf.

Die zentrale Vergleichsgröße ist wiederum der über die Rinnenfläche gemittelte bodennahe Wärmefluss  $\langle shf \rangle$ . Wie bereits in der A01-Studie sollen auch hier jeweils phasengleiche Zeitpunkte miteinander verglichen werden, d.h. Zeitpunkte, zu denen sich die durch die Rinnen induzierten Sekundärzirkulationen jeweils in einem vergleichbaren Entwicklungsstadium befinden. In Kapitel 4.2 wurde dazu das 1. Maximum der oszillierenden Zeitreihe der TKE gewählt. Abbildung 4.35 zeigt diese Zeitreihe beispielhaft für Rinnenbreiten von 250 m und 10000 m und die verschiedenen Rinnenabstände. Es wird deutlich, dass die Oszillationsperiode der TKE wesentlich vom Rinnenabstand abhängt. Reduziert man den Rinnenabstand von  $A = 0,1$  auf  $A = 0,4$ , verringert sich die Oszillationsperiode deutlich, da die Zirkulation weniger Raum zur Entfaltung hat und von der Rinnenmitte ausgehend bereits nach dem 1,25-fachen der Rinnenbreite auf die Zirkulation der Nachbarrinne trifft (gegenüber dem 5-fachen der Rinnenbreite bei  $A = 0,1$ ). Umgekehrt verlängert sich die Oszillationsperiode, wenn man den Rinnenabstand vergrößert. So treffen die Zirkulationen

| Lauf    | $\lambda$ in m | $L_x \times$ | $L_y \times$ | $L_z$ in m | $\lambda/\Delta$ | $\Delta x,y,z$ in m | $t$ in h |
|---------|----------------|--------------|--------------|------------|------------------|---------------------|----------|
| A04-1   | 25             | 64 ×         | 32 ×         | 872        | 100              | 0,25                | 0,5      |
| A04-2   | 50             | 128 ×        | 64 ×         | 399        | 100              | 0,5                 | 1        |
| A04-3   | 100            | 256 ×        | 128 ×        | 1107       | 100              | 1                   | 1,5      |
| A04-4   | 250            | 640 ×        | 320 ×        | 855        | 100              | 2,5                 | 3        |
| A04-5   | 500            | 1280 ×       | 640 ×        | 1502       | 100              | 5                   | 6        |
| A04-6   | 1000           | 2560 ×       | 1280 ×       | 2294       | 100              | 10                  | 12       |
| A04-7   | 2500           | 6400 ×       | 2560 ×       | 2294       | 250              | 10                  | 18       |
| A04-8   | 5000           | 12800 ×      | 2560 ×       | 2294       | 500              | 10                  | 24       |
| A04-9   | 10000          | 25600 ×      | 2560 ×       | 2294       | 1000             | 10                  | 18       |
| A04-10  | 25000          | 64000 ×      | 2560 ×       | 2260       | 1250             | 20                  | 48       |
| A005-1  | 25             | 512 ×        | 32 ×         | 872        | 100              | 0,25                | 0,5      |
| A005-2  | 50             | 1024 ×       | 64 ×         | 399        | 100              | 0,5                 | 1        |
| A005-3  | 100            | 2048 ×       | 128 ×        | 1107       | 100              | 1                   | 1,5      |
| A005-4  | 250            | 5120 ×       | 320 ×        | 855        | 100              | 2,5                 | 3        |
| A005-5  | 500            | 10240 ×      | 640 ×        | 1502       | 100              | 5                   | 6        |
| A005-6  | 1000           | 20480 ×      | 1280 ×       | 2294       | 100              | 10                  | 12       |
| A005-7  | 2500           | 51200 ×      | 2560 ×       | 2294       | 250              | 10                  | 18       |
| A005-8  | 5000           | 102400 ×     | 2560 ×       | 2294       | 500              | 10                  | 24       |
| A005-9  | 10000          | 204800 ×     | 2560 ×       | 2294       | 1000             | 10                  | 36       |
| A005-10 | 25000          | 512000 ×     | 2560 ×       | 2260       | 1250             | 20                  | 48       |

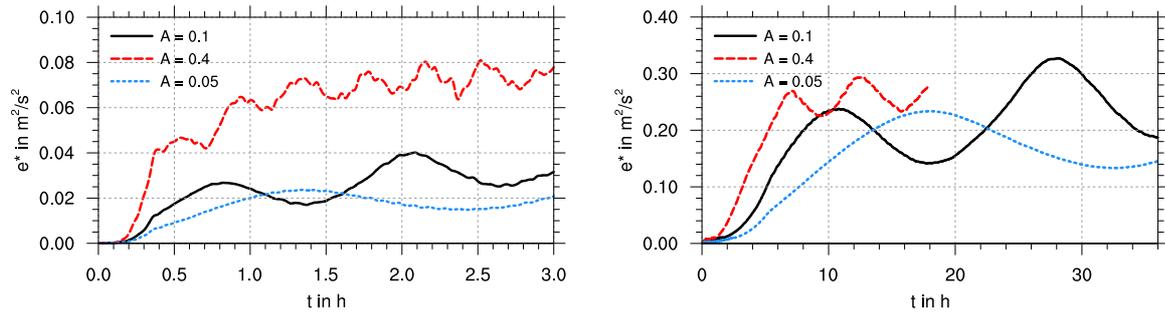
**Tabelle 4.4:** Simulationsparameter für die Studien mit  $A = 0,4$  und  $A = 0,05$ .

benachbarter Rinnen in der A005-Studie erst nach dem 10-fachen der Rinnenbreite aufeinander. Erwartungsgemäß ist die Periode für  $A = 0,05$  ungefähr doppelt so groß wie für  $A = 0,1$ .

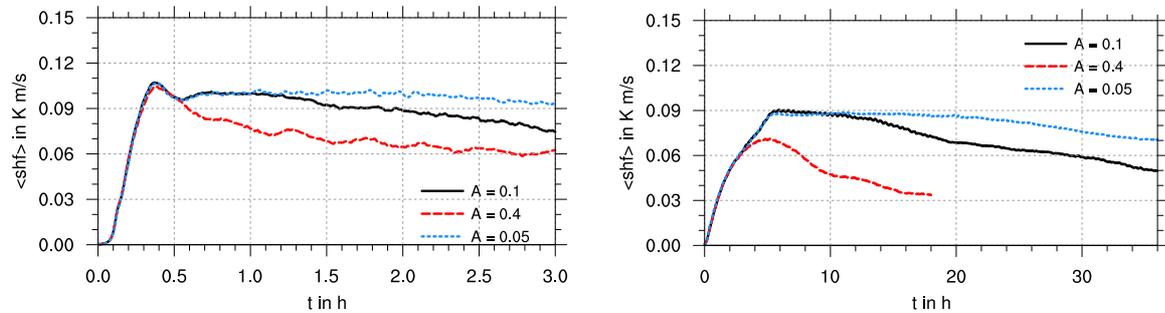
Die in Abbildung 4.36 dargestellten Zeitreihen von  $\langle shf \rangle$  für  $\lambda = 250$  m und  $\lambda = 10000$  m zeigen für die verschiedenen Rinnenabstände deutlich abweichende Verläufe. Anders als beim Vergleich verschiedener Rinnenbreiten dauert bei fester Rinnenbreite die Anlaufphase unabhängig vom Rinnenabstand jeweils gleich lange. Während dieser Phase wird die Rinnenzirkulation - zumindest bei schmalen Rinnen - selbst beim geringsten Rinnenabstand noch nicht von der Zirkulation der Nachbarrinne beeinflusst. Dies ändert sich bei sehr breiten Rinnen. Wie in Abbildung 4.36 für  $\lambda = 10000$  m zu erkennen ist, bleibt das Wärmeflussmaximum für  $A = 0,4$  deutlich unter dem Wert für  $A = 0,1$  und  $A = 0,05$ . Hier kann sich die Zirkulation nicht mehr ungestört entfalten. Ähnliches wurde bereits in Kapitel 4.1.2 festgestellt. Für eine Rinnenbreite von 12800 m wurde ein Modellgebiet von 80 km als ausreichend groß erachtet, damit sich die Zirkulation ungestört entwickeln kann und nicht schon während ihrer Aufbauphase von benachbarten Rinnen beeinflusst wird. Dies entspricht etwa  $A = 0,16$ . Bei der Reduzierung des Modellgebietes auf 40 km ( $A = 0,31$ ) und 20 km ( $A = 0,63$ ) erreichte der Wärmefluss nur noch ein deutlich niedrigeres Maximum (vgl. Abbildung 4.12). Wie in den Simulationen aus Kapitel 4.1.2 ist die Zirkulation mit geringerem Rinnenabstand schwächer, da ihre Lauflänge abnimmt.

Normiert man die Zeitreihen des bodennahen Wärmeflusses jeweils mit der Oszillationsperiode der TKE  $t_{per}$ , dargestellt in Abbildung 4.37 für  $\lambda = 250$  m und  $\lambda = 10000$  m,

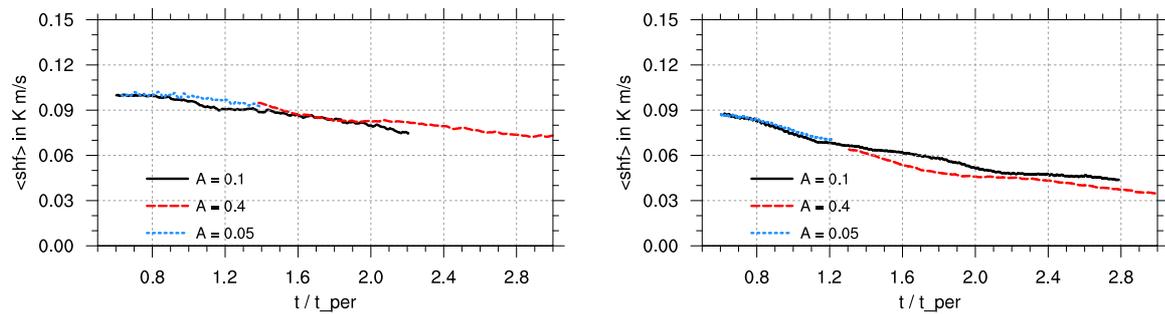
## 4.2. Studie ohne mittleren Wind mit verbesserten Randbedingungen



**Abbildung 4.35:** Zeitliche Entwicklung der aufgelösten TKE für verschiedene Rinnenabstände. Links:  $\lambda = 250$  m, rechts:  $\lambda = 10000$  m.



**Abbildung 4.36:** Zeitliche Entwicklung von  $\langle shf \rangle$  für verschiedene Rinnenabstände. Links:  $\lambda = 250$  m, rechts:  $\lambda = 10000$  m.



**Abbildung 4.37:** Zeitliche Entwicklung von  $\langle shf \rangle$  für verschiedene Rinnenabstände. Links:  $\lambda = 250$  m, rechts:  $\lambda = 10000$  m. Die Zeitachse ist normiert mit der Oszillationsperiode der TKE (weitere Erläuterungen im Text).

so verlaufen die Kurven für die verschiedenen Rinnenabstände nahezu deckungsgleich<sup>6</sup>. Die Verwendung von phasengleichen Vergleichszeitpunkten ist also auch für den Vergleich verschiedener Rinnenabstände bei fester Rinnenbreite gerechtfertigt und sinnvoll.

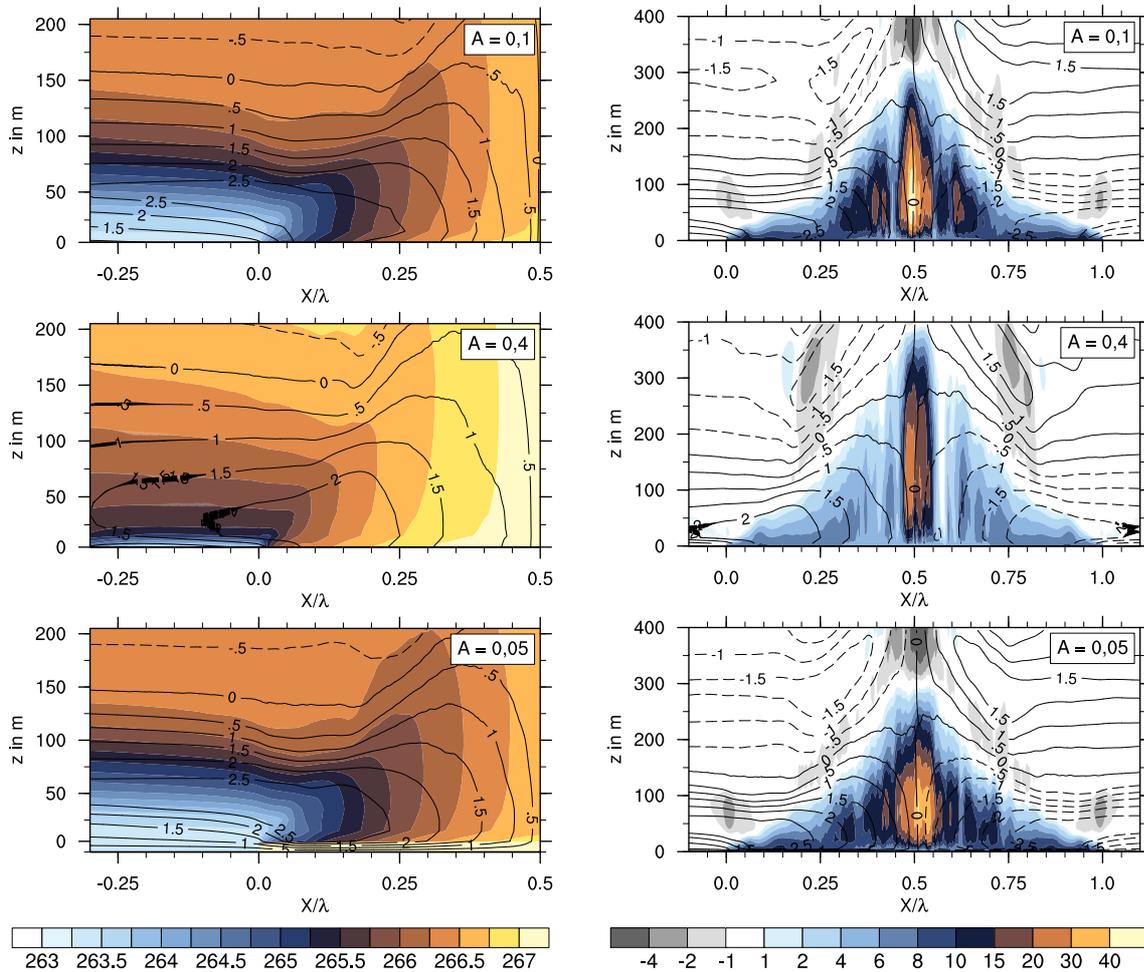
In Abbildung 4.38 sind Temperatur und Windgeschwindigkeit senkrecht zur 10 km breiten Rinne in einem vertikalen Querschnitt von 3 km stromaufwärts der Rinne bis zur Rinnenmitte dargestellt (jeweils zum Zeitpunkt des 1. Maximums der TKE-Oszillation). Im Vergleich zur A01-Simulation schwächt sich die Strömung über dem Eis und der Rinne mit  $A = 0,4$  deutlich ab. Entsprechend ist auch der Wärmefluss über der Rinnenoberfläche geringer (siehe auch Abbildung 4.39). Gleichzeitig erwärmt sich die Grenzschicht mit geringerem Rinnenabstand viel schneller, da die von der Rinne abgegebene Wärme auf ein geringeres Volumen verteilt wird. Dies trägt ebenfalls zu einem geringeren Wärmefluss bei. Zwischen den A01- und A005-Simulationen sind kaum Unterschiede bezüglich der Erwärmung des Modellgebietes und der Zirkulationsstärke zu erkennen.  $\langle shf \rangle$  ist für die beiden Simulationen über der Rinne nahezu identisch (Abbildung 4.39). Dies lässt sich damit erklären, dass sich zum Auswertzeitpunkt die Zirkulationen benachbarter Rinnen noch nicht beeinflussen. Daher verlaufen die entsprechenden Kurven in Abbildung 4.36 für einige Zeit deckungsgleich mit nur leicht zurückgehenden Werten, bevor  $\langle shf \rangle$  in den A01-Simulationen schließlich deutlicher absinkt als in den A005-Simulationen. Ab diesem Zeitpunkt beeinflussen sich bei  $A = 0,1$  die benachbarten Zirkulationen gegenseitig. Bei  $A = 0,4$  geschieht dies schon viel früher. Auch in den A005-Simulationen findet ab einem gewissen Zeitpunkt eine Beeinflussung durch benachbarte Rinnen statt, was z.B. in Abbildung 4.36 für  $\lambda = 10000$  m an dem stärkeren Rückgang des Wärmeflusses ab etwa 20 h zu erkennen ist.

In Abbildung 4.40 ist der Verlauf von  $\langle shf \rangle(\lambda)$  jeweils für die verschiedenen Rinnenabstände dargestellt. Die Kurven für  $A = 0,1$  und  $A = 0,05$  verlaufen für das gesamte Spektrum an Rinnenbreiten nahezu deckungsgleich. Für  $A = 0,4$  ist der Wärmefluss jeweils geringer als bei den größeren Rinnenabständen. Dabei verläuft die Kurve für schmale Rinnen bis etwa 500 m Breite qualitativ gleich und liegt nur leicht unterhalb der anderen Kurven. Für breitere Rinnen ab etwa 1000 m Breite weicht der Kurvenverlauf für  $A = 0,4$  hingegen deutlich ab. Während der Wärmefluss in den Studien mit größeren Rinnenabständen ab  $\lambda = 500$  m relativ konstant bleibt und erst ab  $\lambda = 5000$  m wieder deutlich sinkt, geht er in der Studie mit geringem Rinnenabstand auch für Rinnenbreiten zwischen 500 m und 5000 m deutlich zurück. Ab  $\lambda = 5000$  m ist der Rückgang in allen drei Studien vergleichbar stark.

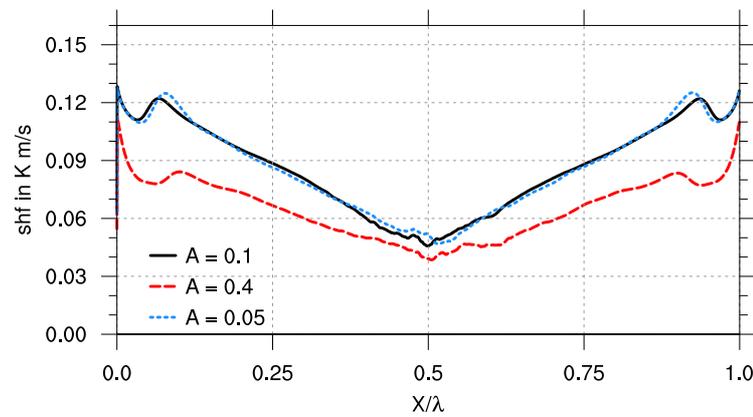
Der deckungsgleiche Verlauf für  $A = 0,1$  und  $A = 0,05$  ist dadurch zu erklären, dass durch die Normierung der Einfluss des Rinnenabstandes eliminiert wurde, wie bereits anhand der normierten Zeitreihen in Abbildung 4.19 gezeigt wurde. Dass die Kurve der Simulationen mit  $A = 0,4$  davon abweicht, hängt damit zusammen, dass bei breiten Rinnen die Entwicklung der Zirkulation so lange dauert, dass diese bereits vor der vollen Entfaltung von der Zirkulation der benachbarten Rinne beeinflusst wird. Ab einer Rinnenbreite von 500 m erreicht der Wärmefluss selbst zum Zeitpunkt seines Maximums nicht mehr die

---

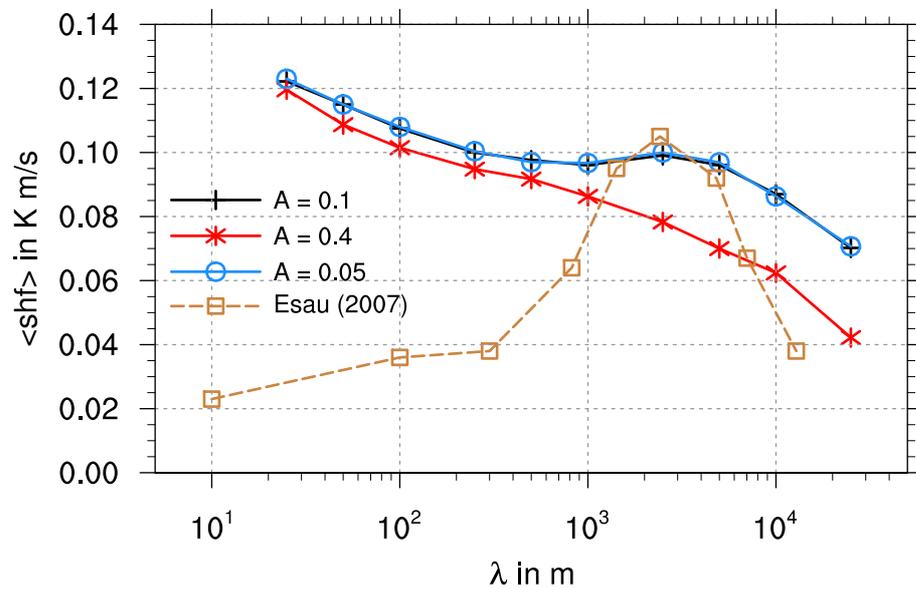
<sup>6</sup>Die Anlaufphase bis zum Zeitpunkt des ersten Maximums der TKE wurde hier nicht berücksichtigt, da diese für fast alle Rinnenbreiten unabhängig von  $A$  ist und eine Normierung daher nicht sinnvoll ist.



**Abbildung 4.38:** Links: Vertikalschnitt der mittleren potentiellen Temperatur  $\bar{\theta}$  (Farbflächen, in K) sowie der horizontalen Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  (Isolinien, in  $\text{ms}^{-1}$ ) für  $\lambda = 10000$  m und  $A = 0,1$  (a),  $A = 0,4$  (b) sowie  $A = 0,05$  (c). Rechts: wie links jedoch mit dem zeitlich und entlang  $y$  gemittelten Wärmefluss  $\overline{w'\theta'}$  als Farbflächen (in  $10^{-2}$  Kms $^{-1}$ ).



**Abbildung 4.39:** Horizontalprofil des Wärmeflusses  $shf(X/\lambda)$  für  $\lambda = 10000$  m und verschiedene Rinnenabstände.



**Abbildung 4.40:** Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite  $\langle shf \rangle(\lambda)$  für verschiedene Rinnenabstände im Vergleich mit den entsprechenden Werten aus [Esau \(2007\)](#).

Werte der entsprechenden Simulationen mit  $A = 0,1$  und  $A = 0,05$  (siehe auch Abbildung 4.36). Mit zunehmender Rinnenbreite nimmt auch die Differenz zwischen den maximalen Wärmeflüssen weiter zu. Die Zirkulation ist mit  $A = 0,4$  deutlich schwächer als mit  $A = 0,1$  und  $A = 0,05$ . Dadurch tritt die für  $A = 0,1$  für  $\lambda > 5000$  m beobachtete Abnahme der Windgeschwindigkeit im Zentrum der Rinne bereits bei geringerer Rinnenbreite auf, so dass auch der Wärmefluss bereits bei schmalen Rinnen deutlich zurückgeht.

### 4.2.5 Zusammenfassung

Wie in diesem Kapitel (4.2) gezeigt werden konnte, nimmt der Wärmefluss in einer Situation ohne mittleren Wind monoton mit der Rinnenbreite ab. Damit unterscheiden sich die Ergebnisse wesentlich von Esau (2007), dessen Simulationen eine nicht-lineare Verteilung des Wärmeflusses mit einem Maximum bei Rinnenbreiten von wenigen Kilometern ergaben (siehe Abbildung 4.40). Es konnte gezeigt werden, dass die Ergebnisse von Esau (2007) eine Abhängigkeit von der Modellgebietsgröße und der Modellauflösung beinhalten und die Simulationen verschiedener Rinnenbreiten nicht miteinander verglichen werden können. In den eigenen Simulationen konnte eine Unabhängigkeit von numerischen Randbedingungen durch Vorgabe eines konstanten Verhältnisses von Rinnenbreite zu Modellgebietsgröße sowie eines (weitgehend) konstanten Verhältnisses von hoher Auflösung zu Rinnenbreite erreicht werden. Des Weiteren wurden die Ergebnisse nicht zu einem festen Zeitpunkt verglichen, sondern zu einem je nach Rinnenbreite unterschiedlichen Zeitpunkt, zu dem sich die Zirkulation über der Rinne in einem vergleichbaren Entwicklungsstadium befindet.

Die Abnahme des Wärmeflusses mit zunehmender Rinnenbreite ist in der semi-logarithmischen Darstellung linear und im Wesentlichen auf den mit zunehmendem Fetch über der Rinne zurückgehenden Temperaturgradienten zurückzuführen, welcher über die gleichzeitige Zunahme der Zirkulationsgeschwindigkeit dominiert. Bei Rinnen von wenigen Kilometern Breite tritt ein Skalensprung auf, und die Abnahme von  $\langle shf \rangle$  mit  $\lambda$  verstärkt sich. Dieser Effekt konnte mit einer Abnahme der Windgeschwindigkeit über dem Zentrum der Rinne erklärt werden, die wiederum mit der Ausbildung organisierter Konvektion zusammenhängt und der dadurch bedingten Dominanz lokaler Druckgradienten gegenüber den durch die Rinne erzeugten großräumigen Druckgradienten.

Da in einer Situation ohne mittleren Wind nur mit zyklischen seitlichen Randbedingungen gerechnet werden kann, simuliert man stets eine Abfolge von zahlreichen Rinnen. Durch Änderung des Parameters  $A$  konnte der Abstand der Rinnen variiert werden. Sowohl mit größerem als auch kleinerem Rinnenabstand ergab sich wieder eine monotone Abnahme des Wärmeflusses mit der Rinnenbreite. Während für  $A \leq 0,1$  (d.h. große Abstände) der Wärmefluss unabhängig vom Rinnenabstand ist, ergab sich bei kleinem Rinnenabstand ( $A = 0,4$ ) aufgrund der gegenseitigen Beeinflussung benachbarter Rinnen eine deutliche Reduzierung des Wärmeflusses, insbesondere für breite Rinnen. Die monotone Abnahme des Wärmeflusses mit der Rinnenbreite blieb jedoch bestehen.

Im folgenden Kapitel soll nun die Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite für einen Fall mit senkrecht zur Rinne wehendem Wind untersucht werden. Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt wurde, handelt es sich dabei um eine Situation, die sich grundsätzlich von der in diesem Kapitel behandelten Situation unterscheidet.

## 4.3 Studie mit mittlerem Wind

Der in Kapitel 4.2 behandelte Fall einer anfänglich ruhenden Atmosphäre kommt in der Natur nur selten vor (Lüpkes et al., 2008b). Allerdings können die Ergebnisse vermutlich in gewissem Maße auf einen Fall mit parallel zur Rinne wehendem Wind übertragen werden. Auch dabei dürfte sich eine Zirkulation entwickeln, wie z.B. von Glendening (1994) gezeigt wurde. Überwiegend herrscht jedoch zumindest eine schwache Windkomponente senkrecht zur Rinne vor. Der Einfachheit halber, und um den Fall klar zu der Studie ohne Wind abzugrenzen, soll in diesem Kapitel der andere Extremfall eines exakt senkrecht zur Rinne wehenden Windes untersucht werden. Dazu soll in Abschnitt 4.3.1 zunächst ermittelt werden, wie ein schwacher Hintergrundwind die Zirkulation beeinflusst und ab welcher Windgeschwindigkeit die Zirkulation vollständig unterdrückt wird. Außerdem soll das Setup der nachfolgend durchgeführten Simulationsreihe verschiedener Rinnenbreiten für einen signifikanten Wind senkrecht zur Rinne festgelegt werden. In Abschnitt 4.3.2 werden schließlich die Ergebnisse der Studie vorgestellt.

### 4.3.1 Setup

#### Rinnenbreiten

In der Studie mit mittlerem Wind sollen 8 Simulationen mit Rinnenbreiten zwischen 100 m und 25000 m durchgeführt werden (siehe Tabelle 4.6). Hierbei handelt es sich um die gleichen Rinnenbreiten wie in den Studien ohne Wind in Kapitel 4.2, mit Ausnahme der 25 m und 50 m breiten Rinnen. Diese wurden zwar simuliert, die Ergebnisse haben sich jedoch als problematisch herausgestellt<sup>7</sup> und werden im Folgenden nicht berücksichtigt.

#### Windgeschwindigkeit

Zunächst soll eine passende Windgeschwindigkeit für die Studie mit mittlerem Wind ermittelt werden. Der in Kapitel 4.2 untersuchte Fall einer anfänglich ruhenden Atmosphäre stellt einen Extremfall dar. Dabei entwickelt sich eine symmetrische Zirkulation mit einem kräftigen hochreichenden Aufwindbereich über der Mitte der Rinne. Im Laufe der Zeit erwärmt sich die Grenzschicht über der Rinne allmählich, so dass sich keine stationäre Situation einstellen kann. Eine Situation mit signifikantem mittlerem Wind, der senkrecht zur Rinne weht, stellt den anderen Extremfall dar, in dem eine Zirkulation völlig unterdrückt wird und stets gleichtemperierte kalte Luft über die gesamte Rinne hinweg strömt. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ist ein Übergangsbereich zu erwarten, in dem die Zirkulation noch sichtbar ist, jedoch abgeschwächt und modifiziert (vgl. hierzu auch Abbildung 1.3).

Um einschätzen zu können, bei welcher Windgeschwindigkeit die Zirkulation völlig unterdrückt wird, wurde eine Testreihe mit konstanter Rinnenbreite von 1000 m und ver-

---

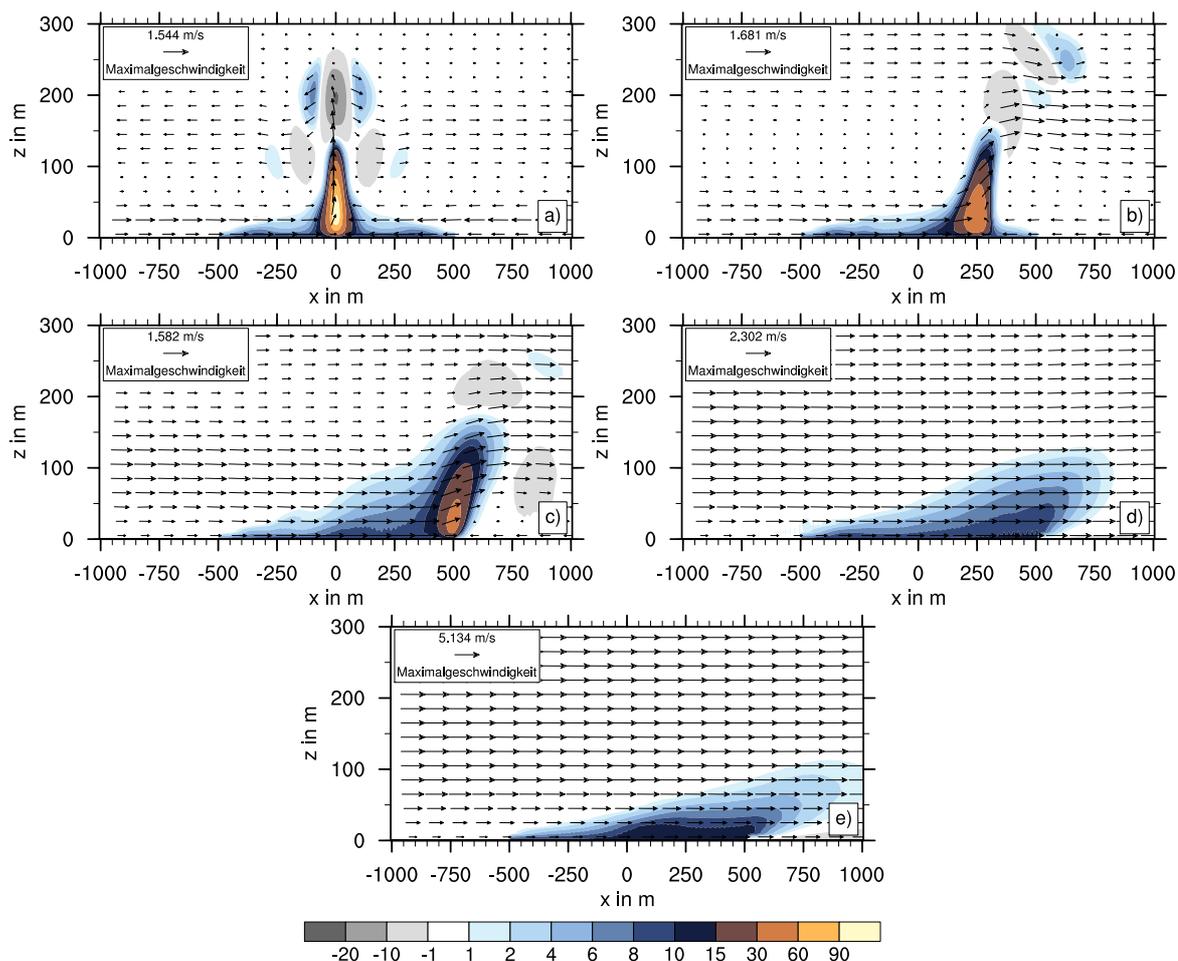
<sup>7</sup>Die aus diesen Simulationen ermittelten  $\langle shf \rangle$ -Werte stellten Ausreißer dar, was darauf zurückgeführt werden konnte, dass  $\Delta$  in diesen Fällen nur noch wenig größer war als  $z_0$  (vgl. Gleichungen 2.46 und 2.47). Testläufe mit geringerem  $z_0$  ergaben dagegen vernünftige Ergebnisse.

| Lauf | Rinnenbreite<br>$\lambda$ in m | Modellgebietsgröße<br>$L_x \times L_y \times L_z$ in m | Gitterweite<br>$\Delta x, y, z$ in m | Windgeschw.<br>$(u_g   v_g)$ in $\text{ms}^{-1}$ |
|------|--------------------------------|--|--------------------------------------|--|
| UT0  | 1000                           | 10240 $\times$ 1280 $\times$ 2260                      | 10                                   | (0   0)  |
| UT05 | 1000                           | 10240 $\times$ 1280 $\times$ 2260                      | 10                                   | (0,5   0,1)                                      |
| UT1  | 1000                           | 10240 $\times$ 1280 $\times$ 2260                      | 10                                   | (1   0,2)  |
| UT2  | 1000                           | 10240 $\times$ 1280 $\times$ 2260                      | 10                                   | (2   0,4)  |
| UT5  | 1000                           | 10240 $\times$ 1280 $\times$ 2260                      | 10                                   | (5   1)  |

**Tabelle 4.5:** Simulationsparameter der Testreihe zur Ermittlung einer passenden Windgeschwindigkeit UT0 - UT5.

schiedenen Windgeschwindigkeiten durchgeführt. Die Auflösung wurde dabei auf 10 m, d.h.  $\lambda/\Delta = 100$ , gesetzt. Bis auf die Windgeschwindigkeit sind die Randbedingungen der A01-Studie aus Kapitel 4.2 übernommen worden. Zusätzlich zur bereits durchgeführten Simulation A01-6 mit  $(u_g | v_g) = (0 | 0) \text{ ms}^{-1}$  (im Folgenden als UT0 bezeichnet) wurden vier neue Simulationen UT05, UT1, UT2 und UT5 mit einem geostrophischen Wind von  $(u_g | v_g) = (0,5 | 0,1)$ ,  $(1 | 0,2)$ ,  $(2 | 0,4)$  und  $(5 | 1) \text{ ms}^{-1}$  durchgeführt (siehe auch Tabelle 4.5). Aufgrund der Drehung des Windes in der Grenzschicht wurde eine geringe Windgeschwindigkeit längs zur Rinne aufgeprägt.  $v_g$  ist hier positiv, da für das Forschungsprojekt, im Rahmen dessen diese Arbeit entstanden ist, eine Situation im antarktischen Meeresgebiet simuliert werden sollte ( $\Phi = 70^\circ\text{S}$ ). Durch die Aufprägung von  $v_g$  ist gewährleistet, dass der in der Höhe nun leicht schräg zur Rinne wehende Wind in Bodennähe tatsächlich annähernd senkrecht über die Rinne strömt. Der Betrag des Windvektors ändert sich dabei nur minimal.

Abbildung 4.41 zeigt die resultierenden Verteilungen des Wärmeflusses über der Rinne sowie die Strömungsvektoren in der x-z-Ebene jeweils zum Zeitpunkt  $t = 2,5 \text{ h}$ . Zu diesem Zeitpunkt erreicht die oszillierende TKE im Lauf UT0 ihr erstes Maximum. Während sich im Lauf UT0, wie bereits in Kapitel 4.2 gezeigt, eine symmetrische Zirkulation mit einem ausgeprägten Plume über der Rinnenmitte entwickelt (siehe Abbildung 4.41a)), ändert sich das Bild bei Vorhandensein eines mittleren geostrophischen Windes deutlich. Bereits bei einem sehr schwachen geostrophischen Wind von  $0,5 \text{ ms}^{-1}$  weist die Zirkulation eine starke Asymmetrie auf (Abbildung 4.41b)). In Bodennähe dominiert der linke Ast der Zirkulation, unterstützt vom geostrophischen Wind. Das Ausströmen in der Höhe, das gegen den geostrophischen Wind erfolgt, wird nahezu vollständig kompensiert. Auf der rechten Seite wird das bodennahe Einströmen im Vergleich zum Fall ohne geostrophischen Wind deutlich geschwächt, das Ausströmen in der Höhe ist dagegen signifikant verstärkt. Die dominierenden Merkmale der Strömung sind eine starke bodennahe Strömung über den ersten drei Vierteln der Rinne, dann ein signifikantes Aufsteigen infolge der durch die schwache gegenläufige Strömung verursachten Konvergenz, sowie ein starkes Ausströmen in der Höhe über dem hintersten Teil der Rinne und dem anschließenden Eis. Infolgedessen verschiebt sich der Plume stromabwärts zum rechten Rand der Rinne hin und ist aufgrund der deutlich schwächeren Konvergenz durch einen geringeren Wärmefluss gekennzeichnet



**Abbildung 4.41:** Entwicklung der Zirkulation über einer 1000 m breiten Rinne für verschiedene geostrophische Windgeschwindigkeiten: a)  $0 \text{ ms}^{-1}$ , b)  $0,5 \text{ ms}^{-1}$ , c)  $1 \text{ ms}^{-1}$ , d)  $2 \text{ ms}^{-1}$ , e)  $5 \text{ ms}^{-1}$ . Vertikalschnitte des mittleren Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$  in  $10^{-2} \text{ Kms}^{-1}$ , überlagert mit Windvektoren.

als im Lauf UT0.

Im Lauf UT1 setzt sich die geschilderte Entwicklung fort (Abbildung 4.41c)). Die Zirkulation ist nur noch schwach ausgeprägt, es dominiert in den meisten Bereichen der rinnensenkrecht wehende geostrophische Wind. Dieser ist stromaufwärts und über der Rinne unterhalb von etwa 150 m deutlich verstärkt, stromabwärts der Rinne oberhalb von etwa 100 m. Dies ist noch ein Zeichen der in den Hintergrund getretenen Zirkulation. Unmittelbar über dem Eisgebiet stromabwärts der Rinne findet man noch eine schwache gegenläufige Strömung vor, die eine Konvergenz und ein deutliches Wärmeflussmaximum etwa über der Rinnenkante verursacht.

Ein geostrophischer Wind von  $2 \text{ ms}^{-1}$  reicht bereits aus, um die Zirkulation vollständig zu unterdrücken, wie Abbildung 4.41d) zeigt. Im gesamten Modellgebiet weht der Wind nur aus Richtung des geostrophischen Windes. Es ist weder eine Konvergenz noch ein damit verbundener isolierter Plume mehr zu erkennen. Stattdessen ist der Wärmefluss

relativ gleichmäßig über die gesamte Rinne verteilt mit einem Maximum unmittelbar über der Wasseroberfläche. Das gleiche gilt auch für den Lauf UT5. Hier ist die Verteilung des Wärmeflusses über der Rinne noch gleichmäßiger und flacher im Vergleich zum Lauf UT2.

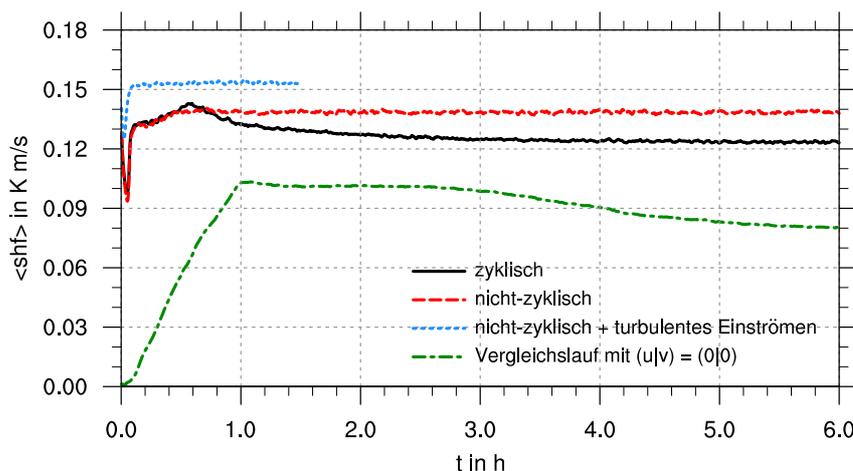
Für eine Rinnenbreite von 1000 m reicht also ein geostrophischer Wind von  $2 \text{ ms}^{-1}$  aus, um die Zirkulation vollständig zu unterdrücken. Um den Einfluss einer Zirkulation auch bei breiteren Rinnen auszuschließen, muss jedoch ein noch stärkerer geostrophischer Wind vorgegeben werden, da hier die Zirkulation stärker ist. Ermittelt man für jeden Gitterpunkt der Rinne in vertikaler Richtung das Maximum der Einströmgeschwindigkeit und mittelt diesen Wert über die Rinnenfläche, so erhält man für den Lauf UT0 einen Wert von  $1,4 \text{ ms}^{-1}$ . Dieser Wert steigt mit zunehmender Rinnenbreite an und erreicht für  $\lambda = 25000 \text{ m}$  (Lauf A01-10 aus Kapitel 4.2) knapp  $2,3 \text{ ms}^{-1}$ . Um sicherzustellen, dass für alle simulierten Rinnenbreiten eine gleichmäßige Strömung mit konstanter Windrichtung ohne jeglichen Einfluss einer Zirkulation herrscht, soll die Studie mit mittlerem Wind mit einer geostrophischen Windgeschwindigkeit von  $(u_g | v_g) = (5 | 1) \text{ ms}^{-1}$  durchgeführt werden. Noch höhere Windgeschwindigkeiten werden zunehmend problematisch, da die Mächtigkeit der konvektiven Grenzschicht über der Rinne mit zunehmender Überströmungsgeschwindigkeit abnimmt und eine höhere Auflösung notwendig ist, um die Grenzschicht hinreichend aufzulösen (vgl. Weinbrecht und Raasch, 2001).

### Einströmrandbedingungen

Die Studie ohne geostrophischen Wind wurde mit zyklischen Einströmrandbedingungen durchgeführt. Dies war notwendig, da es durch die sich entwickelnde Zirkulation an den Rändern des Modellgebietes (in x-Richtung) jeweils sowohl zu Ein- als auch zu Ausströmen gekommen ist. Wählt man nicht-zyklische Einströmrandbedingungen, d.h. einen festen Ein- und Ausströmrand, so darf am Einströmrand kein Ausströmen stattfinden und am Ausströmrand kein Einströmen. In der Studie mit geostrophischen Wind kann diese Voraussetzung erfüllt werden, zumindest mit der gewählten Windgeschwindigkeit von  $5 \text{ ms}^{-1}$ .

Nicht-zyklische Randbedingungen haben den Vorteil, dass sich eine stationäre Situation einstellen kann, und dass die Größe des Modellgebietes stromabwärts der Rinne irrelevant für die Ergebnisse über der Rinne ist (siehe auch Kapitel 3.2). Es muss nur gewährleistet sein, dass sich stromaufwärts der Rinne eine vollständig turbulente Grenzschicht ausbilden kann. Würde man mit signifikantem geostrophischen Wind zyklische Randbedingungen wählen, so müsste das Modellgebiet stromabwärts der Rinne sehr lang sein, damit nicht die von der Rinne bereits erwärmte Luft wieder einströmt und erneut die Rinne erreicht. Dies geht zu Lasten der Rechenzeit.

Abbildung 4.42 zeigt Ergebnisse einer Testreihe, in der eine 1000 m breite Rinne mit verschiedenen Einströmrandbedingungen simuliert wurde. Bei der Verwendung von zyklischen Randbedingungen geht der rinnengemittelte Wärmefluss an der Wasseroberfläche ab einer Simulationszeit von etwa 0,6 h zunächst deutlich zurück. Die bereits von der Rinne erwärmte Luft strömt ab diesem Zeitpunkt erneut über die Rinne, so dass der Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser und somit auch der Wärmefluss über der Rinne abnimmt. Dies entspricht einer Simulation von zahlreichen in Strömungsrichtung hintereinanderliegenden Rinnen. Dabei ist der Wärmefluss über der ersten Rinne maximal



**Abbildung 4.42:** Zeitliche Entwicklung von  $\langle shf \rangle$  für  $\lambda = 1000$  m und verschiedene Einströmrandbedingungen.

und nimmt über jeder nachfolgenden Rinne ab. Für sehr viele Rinnen ändert sich  $\langle shf \rangle$  jedoch nur noch geringfügig. Mit nicht-zyklischen Randbedingungen erhält man dagegen einen zeitlich konstanten Wärmefluss, da stets gleichtemperierte, noch nicht erwärmte Luft über die Rinne strömt. Im Gegensatz zur zyklischen Simulation und zu den Simulationen in Kapitel 4.2 stellt sich hier ein stationärer Zustand ein. Daher sollen für die Studie mit mittlerem Wind nicht-zyklische Einströmrandbedingungen gewählt werden.

Wie in Kapitel 3.3 gezeigt wurde, konnte die Konvektion über der Rinne mit turbulentem Einströmen bereits mit einer größeren Gitterweite zufriedenstellend aufgelöst werden als mit laminarem Einströmen. Das Modellgebiet stromaufwärts der Rinne kann zudem erheblich verkleinert werden, da bereits am Einströmrand eine voll entwickelte turbulente Grenzschicht existiert. Aus Abbildung 4.42 wird ersichtlich, dass der Wärmefluss im Testlauf mit turbulentem Einströmen allgemein erhöht ist im Vergleich zur Simulation mit laminarem Einströmen. Dies wurde auch bei der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite in Kapitel 3.3 festgestellt und neben der besseren Auflösung der Konvektion über der Rinne auf die besser durchmischte turbulente Grenzschicht über dem Eis stromaufwärts der Rinne zurückgeführt. Der dazugehörige zyklische Vorlauf wurde 6 Stunden lang simuliert, was einer überströmten Eisfläche von etwa 100 km entspricht. Würde man in der Simulation mit laminarem Einströmen das Modellgebiet stromaufwärts der Rinne (in diesem Fall nur 4,6 km lang) entsprechend verlängern, sollte sich auch hier die Turbulenz vergleichbar gut entwickeln und einen entsprechend höheren Wärmefluss liefern. Allerdings würde sich die Rechenzeit dann um ein Vielfaches erhöhen. Die in diesem Kapitel vorgestellte Studie mit geostrophischem Wind soll daher mit nicht-zyklischen Randbedingungen und turbulentem Einströmen durchgeführt werden.

### Modellgebietsgröße

Sofern nicht-zyklische Randbedingungen verwendet werden, ist die Modellgebietsgröße in der Studie mit geostrophischem Wind von nicht so entscheidender Bedeutung wie in der

| Lauf | $\lambda$ in m | $L_x \times L_y \times L_z$ in m | $\Delta_{x,y,z}$ in m | $t$ in s |
|------|----------------|----------------------------------|-----------------------|----------|
| U1v  |                | 128 × 128 × 1135                 | 0,5                   | 7200     |
| U1   | 100            | 512 × 128 × 1135                 | 0,5                   | 1200     |
| U2v  |                | 320 × 320 × 1013                 | 1,25                  | 10800    |
| U2   | 250            | 2560 × 320 × 1013                | 1,25                  | 1800     |
| U3v  |                | 640 × 640 × 1436                 | 2,5                   | 14400    |
| U3   | 500            | 5120 × 640 × 1436                | 2,5                   | 2400     |
| U4v  |                | 1280 × 1280 × 2611               | 5                     | 21600    |
| U4   | 1000           | 5120 × 1280 × 2611               | 5                     | 3600     |
| U5   | 2500           | 10240 × 1280 × 2611              | 5                     | 3600     |
| U6   | 5000           | 20480 × 2560 × 2611              | 5                     | 4800     |
| U7v  |                | 2560 × 2560 × 2260               | 10                    | 43200    |
| U7   | 10000          | 20480 × 2560 × 2260              | 10                    | 7200     |
| U8   | 25000          | 40960 × 2560 × 2260              | 10                    | 10800    |

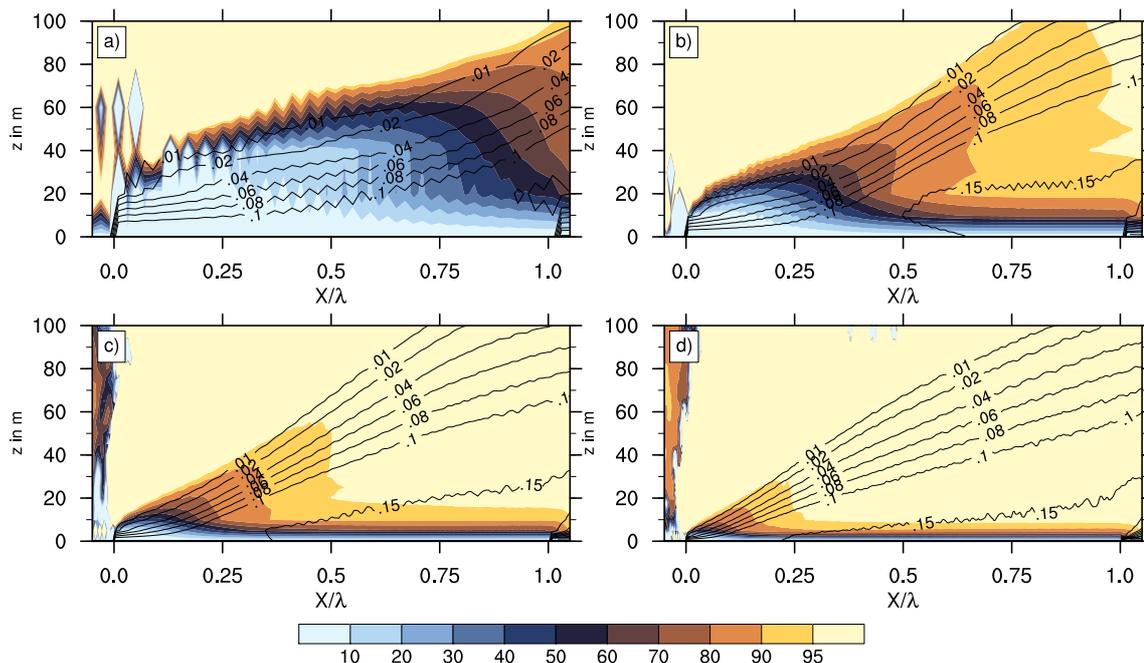
**Tabelle 4.6:** Simulationsparameter der Studie mit geostrophischem Wind U1 - U8. Die Laufbezeichnungen mit 'v' am Ende bezeichnen Vorläufe ohne Rinne.

Studie ohne Wind und kann erheblich reduziert werden. Hierzu wurden zwei Testläufe mit 1000 m breiter Rinne und  $5 \text{ ms}^{-1}$  geostrophischem Wind durchgeführt. Im ersten Lauf wurde das Modellgebiet wie in der Studie ohne Wind gewählt, d.h. 10240 m lang mit der Rinne in der Mitte des Modellgebietes. Im zweiten Lauf wurde das Modellgebiet auf 5120 m halbiert und die Rinne stromaufwärts verschoben mit der Rinnenkante 1500 m vom Einströmrand entfernt. In beiden Fällen war der Wärmefluss über der Rinne nahezu identisch. Anders als in der Studie ohne Wind ist kein konstantes Verhältnis von Rinnenbreite zu Modellgebietsgröße notwendig. Tabelle 4.6 gibt eine Übersicht der gewählten Modellgebietsgrößen für die verschiedenen simulierten Rinnenbreiten.

### Auflösung

Um die notwendige Auflösung zu ermitteln, wurde eine Testreihe mit  $\lambda = 1000$  m und verschiedenen Auflösungen durchgeführt:  $\lambda/\Delta = 50, 100, 200$  und  $400$ . Dies entspricht den gleichen Auflösungen wie beim Lauf A01-6 in der Studie ohne Wind. Abbildung 4.43 zeigt den Anteil des aufgelösten turbulenten Wärmeflusses für die verschiedenen Gitterweiten<sup>8</sup>. Während bei der größten Auflösung der Wärmefluss über der Rinne zum Großteil subskalig ist, kann bei der nächsthöheren Auflösung von  $\lambda/\Delta = 100$  immerhin über den stromabwärtigen zwei Dritteln der Rinne der überwiegende Teil des Wärmeflusses aufgelöst werden. Mit  $\lambda/\Delta = 200$  verbessert sich die Auflösung wiederum signifikant. Nur noch über den ersten 20 % der Rinne ist der Wärmefluss zum überwiegenden Teil subskalig. Strom-

<sup>8</sup>Bei den regelmäßigen Strukturen, die insbesondere in Abbildung 4.43 zu erkennen sind, handelt es sich um die bereits in Kapitel 4.1.2 erwähnten *Wiggles*, numerische Diskretisierungsfehler mit einer Wellenlänge von  $2\Delta$ .



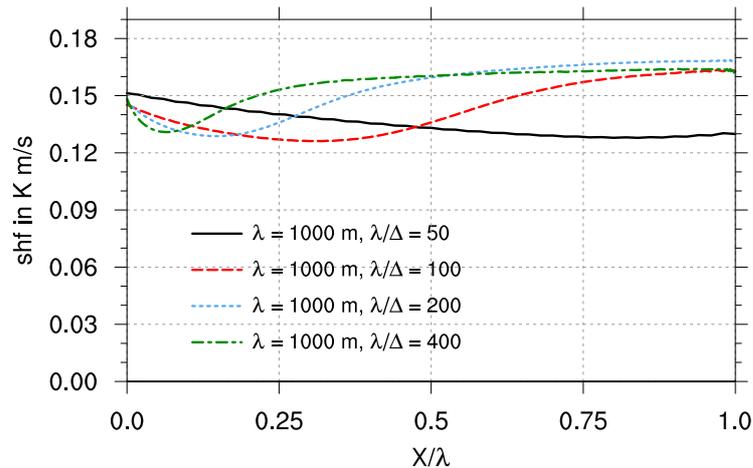
**Abbildung 4.43:** Anteil des aufgelösten Wärmeflusses (Farbflächen, in %) sowie Wärmefluss (Isolinien, in  $\text{Kms}^{-1}$ ) in einem vertikalen Querschnitt für  $\lambda = 1000$  m und verschiedene Auflösungen: a)  $\lambda/\Delta = 50$ , b)  $\lambda/\Delta = 100$ , c)  $\lambda/\Delta = 200$ , d)  $\lambda/\Delta = 400$ .

abwärts von  $0,25 \lambda$  sind mehr als 80 % des Wärmeflusses aufgelöst, über der zweiten Hälfte der Rinne sogar mehr als 95 %. Die höchste Auflösung von  $\lambda/\Delta = 400$  liefert eine weitere Verbesserung. Nun beträgt der aufgelöste Anteil bereits ab  $0,25 \lambda$  mehr als 95 %. Der Vergleich der horizontalen Profile des Wärmeflusses an der Wasseroberfläche für die verschiedenen Auflösungen (Abbildung 4.44) bestätigt, dass sich  $shf$  bis zu einer Auflösung von  $\lambda/\Delta = 200$  vor allem im stromabwärtigen Teil der Rinne signifikant erhöht, eine Auflösung von  $\lambda/\Delta = 400$  aber nur noch nahe der stromaufwärtigen Rinnenkante eine leichte Erhöhung des Wärmeflusses bringt. Das Rinnenmittel des Wärmeflusses erhöht sich von  $\lambda/\Delta = 50$  zu  $\lambda/\Delta = 100$  um 5,7 %, von  $\lambda/\Delta = 100$  zu  $\lambda/\Delta = 200$  um 7,4 %, von  $\lambda/\Delta = 200$  zu  $\lambda/\Delta = 400$  jedoch nur noch um 1,6 %.

Auf Grundlage dieser Ergebnisse soll für die Simulationen der Studie mit geostrophischem Wind jeweils die gleiche Auflösung gewählt werden wie in der Studie ohne Wind, d.h.  $\lambda/\Delta = 200$  für  $\lambda \leq 1000$  m und  $\Delta = 10$  m für  $\lambda \geq 1000$  m. Die Simulation der 25000 m breiten Rinne kann nun aufgrund des erheblich kleineren Modellgebietes gegenüber der Studie ohne Wind mit  $\Delta = 10$  m statt  $\Delta = 20$  m durchgeführt werden.

### Simulationsdauer

Aufgrund des vorgegebenen, bereits zum Anfang der Simulation vorhandenen Windes und der nicht-zyklischen Randbedingungen ist die Simulationsdauer im Vergleich zur Studie



**Abbildung 4.44:** Horizontalprofile von  $shf(X/\lambda)$  für  $\lambda = 1000 \text{ m}$  und verschiedene Auflösungen.

ohne Wind von untergeordneter Bedeutung. Dies verdeutlicht die Zeitreihe des rinnenge-mittelten Wärmeflusses an der Wasseroberfläche in Abbildung 4.42. Während die Simula-tion ohne geostrophischen Wind zunächst eine längere Anlaufzeit von fast 1 h benötigt, innerhalb derer sich die von der Rinne induzierte Zirkulation entwickelt, ist mit Vorga-be eines geostrophischen Windes bereits nach wenigen Minuten der Simulation ein hoher Wärmefluss über der Rinne vorhanden. Nach einer kurzen instationären Phase erreicht der Wärmefluss nach etwa 0,6 h ein Maximum, bevor er im Falle von zyklischen Randbedin-gungen langsam zurückgeht. Bei nicht-zyklischen Randbedingungen bleibt der Wärmefluss konstant auf seinem Maximalwert, es stellt sich nach etwa 0,4 h also ein stationärer Zu-stand ein. Mit turbulentem Einströmen wird bereits nach etwa 5 Minuten Stationarität er-reicht, und der Wärmefluss ist nach diesem Zeitpunkt unabhängig von der Simulationsdauer konstant. Es muss also lediglich sichergestellt werden, dass sich eine stationäre Situation eingestellt hat, ansonsten ist die Simulationsdauer irrelevant.<sup>9</sup>

Über breiten Rinnen wird es vermutlich länger als über schmalen Rinnen dauern, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Zu Beginn der Simulation ist der Temperaturun-terschied zwischen Wasseroberfläche und darüberliegender Luftschicht über der gesam-ten Rinne maximal ( $\Delta\theta = 8 \text{ K}$ ). Wenig später hat sich die Grenzschicht über der gesam-ten Rinne ein wenig erwärmt. Nahe der stromaufwärtigen Rinnenkante wird noch nicht erwärmte Luft vom Eis herantransportiert, so dass hier der Temperaturunterschied auch im weiteren zeitlichen Verlauf unverändert hoch bleibt. Die von der Rinne erwärmte Luft wird jedoch vom Wind stromabwärts transportiert und wird dabei weiter erwärmt. Je weiter stromabwärts, d.h. je länger der Fetch, umso länger dauert es, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat, bis die Temperatur der heranströmenden Luft nicht mehr mit der Zeit an-steigt und  $\Delta\theta$  auf einen konstanten Wert gesunken ist. Infolgedessen ist der Zeitpunkt des Erreichens eines stationären Zustandes auch eine Funktion der Rinnenbreite.

<sup>9</sup>Später zeigt sich, dass bei  $\lambda \geq 5000 \text{ m}$  der Wärmefluss nicht ganz konstant bleibt. Dies liegt daran, dass die Strömung über der Rinne (und zunehmend auch stromaufwärts davon) im Laufe der Zeit beschleunigt wird.

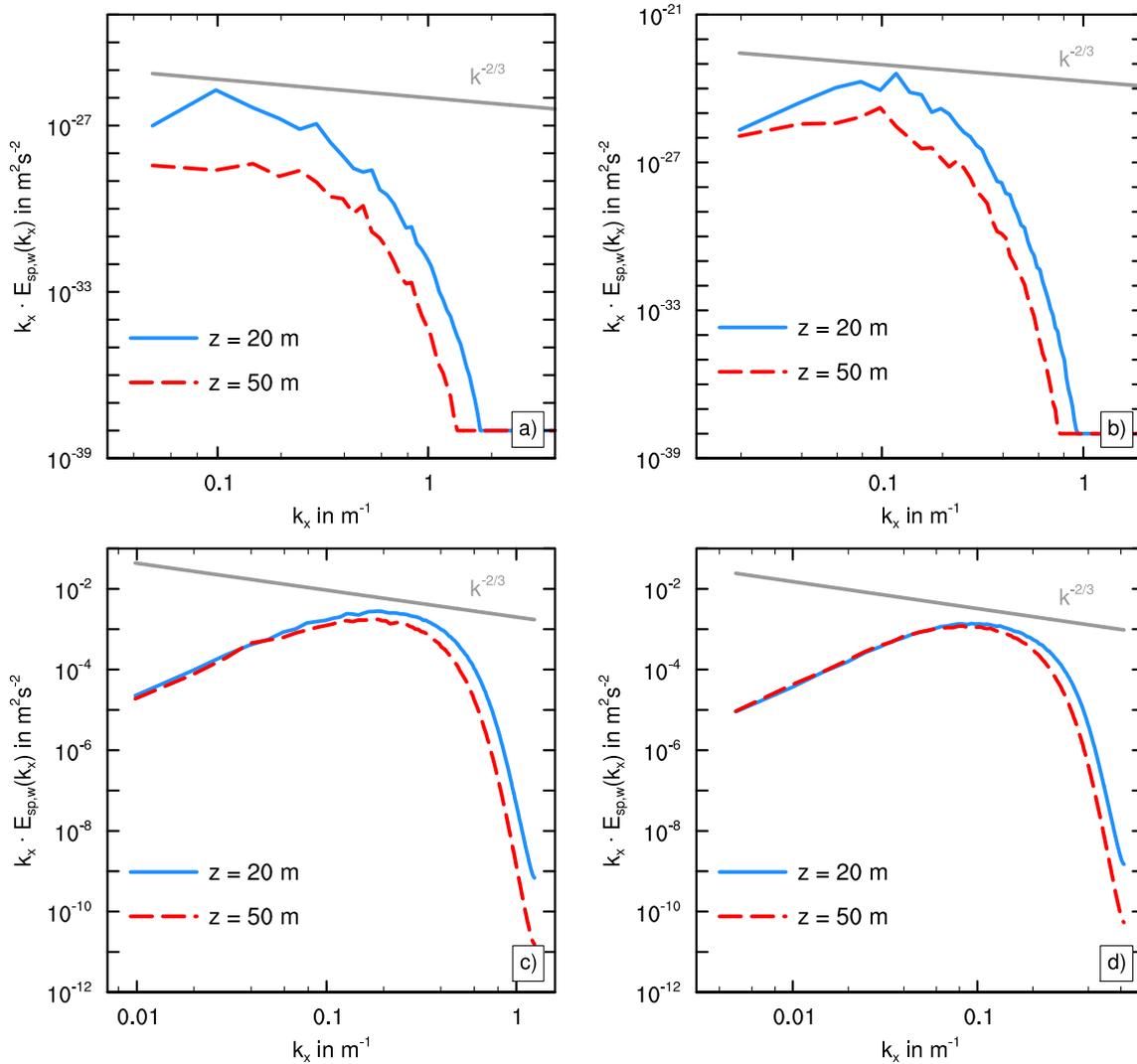
Aus diesem Grund soll die Simulationszeit entsprechend variiert werden. Für die schmalste simulierte Rinne,  $\lambda = 100$  m, wird eine Simulationsdauer von 20 min gewählt, für  $\lambda = 1000$  m beträgt diese 1 h sowie für  $\lambda = 25000$  m 3 h. Die Werte für die weiteren Simulationen sind in Tabelle 4.6 aufgelistet.

### Vorläufe

Zur Realisierung eines turbulenten Einströmens muss, wie in Kapitel 2.2.6 erläutert wurde, ein separater Vorlauf mit zyklischen Einströmrandbedingungen durchgeführt werden, in dem eine atmosphärische Grenzschicht über homogenem Untergrund, in diesem Fall über einer homogenen Eisfläche, simuliert wird. Am Ende des Vorlaufes soll sich eine turbulente Grenzschicht möglichst vollständig entwickelt haben. Das Modellgebiet kann gegenüber den Hauptläufen relativ klein gewählt werden, es muss nur sichergestellt sein, dass auch die größten turbulenten Wirbel aufgelöst werden können. Idealerweise sollte ein einziger Vorlauf für sämtliche simulierten Rinnenbreiten verwendet werden, damit das Einströmprofil im Hauptlauf stets gleich ist. In diesem Fall müssten jedoch alle Simulationen mit der gleichen Gitterweite durchgeführt werden. Dies ist nicht praktikabel, da die Gitterweite der schmalsten simulierten Rinne für breite Rinnen zu einem nicht realisierbaren Rechenzeitaufwand führen würde. Die kleinste simulierte Rinnenbreite von 100 m soll mit einer Gitterweite von 0,5 m durchgeführt werden, entsprechend muss auch ein Vorlauf mit dieser Auflösung durchgeführt werden. Aufgrund der limitierten Rechenzeit ist hier maximal eine Gitterpunktzahl von  $256 \times 256 \times 384$  möglich, was einer Modellgebietsgröße von  $128 \text{ m} \times 128 \text{ m} \times 1135 \text{ m}$  entspricht. Bei den weiteren Vorläufen mit größerer Auflösung bleibt die Gitterpunktzahl konstant, das Modellgebiet vergrößert sich entsprechend.

Die Simulationsdauer muss lang genug sein, damit sich die turbulente Grenzschicht voll entwickeln kann und sich ein stationärer Zustand einstellt (siehe auch Kapitel 2.2.6). Mit zunehmender Modellgebietsgröße dauert es länger, bis sich eine stationäre Situation einstellt, so dass die Simulationsdauer entsprechend gewählt wird. Die Simulationsparameter der Vorläufe sind ebenfalls in Tabelle 4.6 aufgeführt. Nicht für alle Rinnensimulationen muss ein Vorlauf durchgeführt werden. Ändert sich die Gitterweite nicht, so kann der gleiche Vorlauf als Antrieb für mehrere Rinnensimulationen verwendet werden, so dass für die Simulationen mit  $\lambda = 2500$  m,  $5000$  m und  $25000$  m kein separater Vorlauf erforderlich ist.

In Abbildung 4.45 sind Energiespektren der Vorläufe für Höhenniveaus von 50 m (etwa in der Mitte der sich im Vorlauf entwickelnden turbulenten Grenzschicht) und 20 m dargestellt. Sie geben Aufschluss darüber, ob Gitterweite und Modellgebiet ausreichen, um ein für die Grenzschicht typisches Turbulenzspektrum zu generieren. Die Vorläufe mit  $\Delta = 2,5$  m und  $\Delta = 5$  m zeigen das typische Spektrum einer vollständig entwickelten turbulenten Strömung. Die Turbulenzelemente mit der maximalen Energiedichte treten für  $\Delta = 2,5$  m bei einer Wellenzahl von etwa  $0,15$  bis  $0,18 \text{ m}^{-1}$  auf. Dies entspricht einer Wellenlänge von etwa 35 bis 40 m. Für  $\Delta = 5$  m liegt das Maximum bei  $k = 0,09$  bis  $0,1 \text{ m}^{-1}$ , also einer Wellenlänge von rund 65 m. Im Inertialbereich verlaufen die Spektren nur für einen stark eingeschränkten Wellenzahlenbereich proportional zu  $k^{-2/3}$ , wie von Kolmogorov postuliert. Für größere Wellenzahlen, d.h. Wellenlängen, die allmählich in den Bereich der



**Abbildung 4.45:** Spektrale Energiedichte der  $w$ -Komponente der Windgeschwindigkeit in  $x$ -Richtung für ausgewählte Vorläufe mit a)  $\Delta = 0,5$  m, b)  $\Delta = 1,25$  m, c)  $\Delta = 2,5$  m und d)  $\Delta = 5$  m in Höhen von 20 m und 50 m jeweils am Ende der Simulation. Die graue mit  $k^{-2/3}$  markierte Linie gibt den theoretischen Verlauf nach Kolmogorov wieder. Da  $E_{sp,v}(k)$  mit  $k$  gewichtet ist, ist der theoretische Verlauf nicht proportional zu  $k^{-5/3}$  sondern zu  $k^{-2/3}$ .

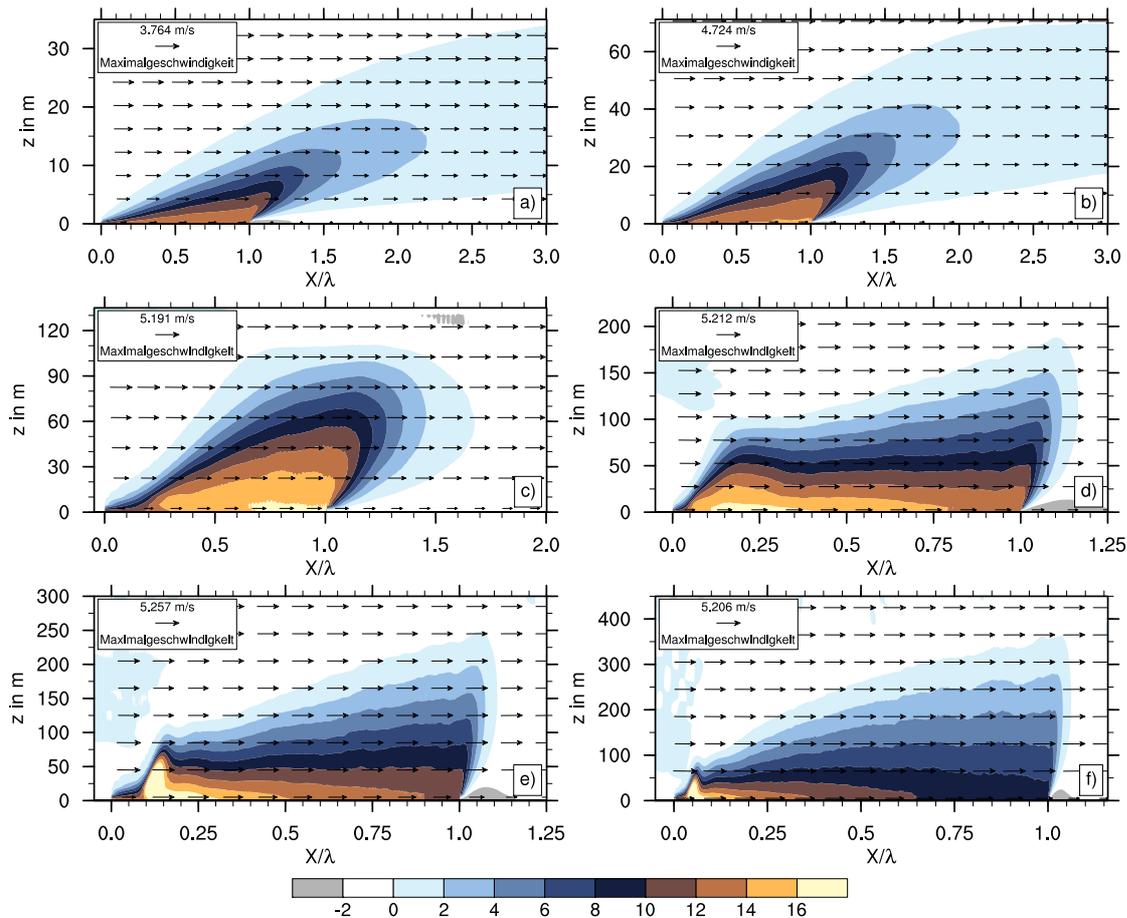
Gitterweite kommen, weicht die Verteilung deutlich vom  $k^{-2/3}$ -Verlauf ab. Dies ist jedoch ein typisches Verhalten turbulenter Grenzschichten in Large-Eddy-Simulationen (Moeng und Wyngaard, 1988; Schröter et al., 2000; Mirocha et al., 2010) und ist auf zusätzliche numerische Dissipation zurückzuführen, die auch turbulente Strukturen dämpft, die deutlich größer als die Gitterweite sind (Sühling, 2010). Auch der nicht gezeigte Vorlauf mit  $\Delta = 10$  m weist ein solches typisches Spektrum auf. Bei den Vorläufen mit  $\Delta = 1,25$  m und  $\Delta = 0,5$  m verschiebt sich das Maximum zunehmend an den linken Rand des Spektrums. Im Lauf mit  $\Delta = 1,25$  m ist noch ein klares Maximum bei etwa  $k = 0,1 \text{ m}^{-1}$  zu erkennen, d.h. bei der gleichen Wellenlänge von rund 65 m wie für  $\Delta = 5$  m, so dass in das  $320 \text{ m} \times 320 \text{ m}$  messende Modellgebiet noch mindestens etwa fünf Wirbel pro Raumrichtung passen. In der Simulation mit  $\Delta = 0,5$  m fehlt der Bereich mit abnehmender Energie zu den kleinen Wellenzahlen hin. Das Maximum liegt zumindest für  $z = 50$  m am linken Rand des Spektrums bei einer Wellenlänge, die exakt der Modellgebietsgröße ( $128 \text{ m} \times 128 \text{ m}$ ) entspricht. Die größten turbulenten Wirbel können also nicht mehr richtig aufgelöst werden. In diesem Fall müsste das Modellgebiet daher vergrößert werden, um eine realistische turbulente Grenzschicht simulieren zu können. Von einer Wellenlänge der energiereichsten Wirbel von 65 m ausgehend, müsste das Modellgebiet idealerweise in beiden horizontalen Raumrichtungen etwa doppelt so groß sein. Aufgrund der massiven Rechenzeitanforderungen war dies jedoch nicht realisierbar. Die Auswirkungen auf die Ergebnisse im Hauptlauf sind jedoch vermutlich gering, da hier im Vergleich zu den anderen Simulationen keine Auffälligkeiten festgestellt werden konnten.

### 4.3.2 Ergebnisse

#### Form des Plumes, Grenzschichthöhe

Wie bereits in Kapitel 4.3.1 gezeigt wurde, entsteht mit signifikantem Hintergrundwind kein ausgeprägter hoher Plume in der Rinnenmitte mehr. Stattdessen ist der Wärmefluss relativ gleichmäßig über der Rinne verteilt, wobei die Grenzschicht mit zunehmendem Fetch allmählich anwächst (siehe Abbildung 4.46). Während der bodennahe Wärmefluss an der stromabwärtigen Rinnenkante schlagartig von deutlich positiven auf leicht negative Werte zurückgeht, da von der Oberfläche her nun nicht mehr geheizt sondern gekühlt wird, wird der Plume in der Höhe durch den Wind noch ein Stück über den Eisbereich transportiert. Diese typische Form der Wärmeflussverteilung wurde bereits in Kapitel 3 beobachtet und erklärt.

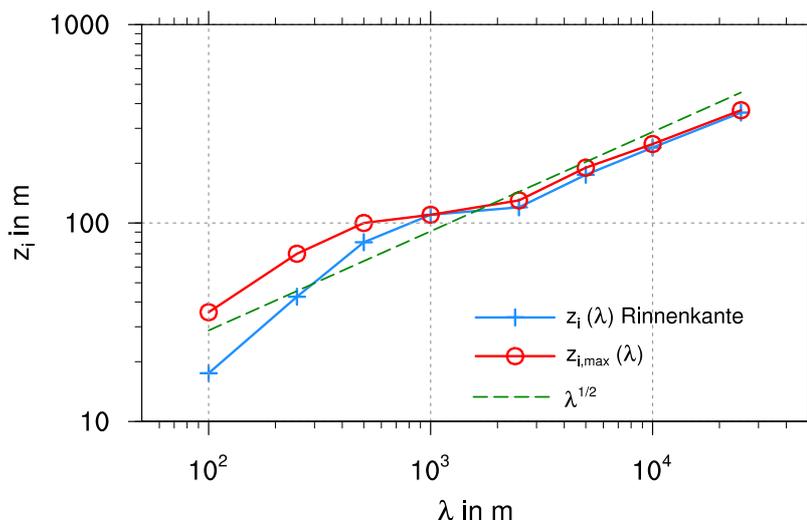
An der grundsätzlichen Wärmeflussverteilung mit einem Maximum unmittelbar an der Rinnenoberfläche ändert sich für alle simulierten Rinnenbreiten nur wenig. Bei genauerer Betrachtung können aber einige Unterschiede festgestellt werden. Für Rinnen bis 500 m Breite wächst die Grenzschicht zunächst mit zunehmender Rinnenbreite, d.h. mit zunehmendem Fetch an. Bei  $\lambda = 100$  m erreicht  $z_i$  an der stromabwärtigen Rinnenkante eine Höhe von etwa 17 m, also  $0,17 \lambda$ . Bei  $\lambda = 250$  m sind es etwa 40 m, d.h.  $0,16 \lambda$ , bei  $\lambda = 500$  m 80 m, d.h. ebenfalls  $0,16 \lambda$ . Bei breiteren Rinnen wächst die Grenzschicht jedoch nicht mehr in gleichem Maße an. Nach einer Phase ähnlich starken Wachstums wie auch bei schmaleren Rinnen, erreicht  $z_i$  in der Simulation der 1000 m breiten Rin-



**Abbildung 4.46:** Vertikalschnitte des mittleren Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$  in  $10^{-2} \text{ Kms}^{-1}$ , überlagert mit Windvektoren für verschiedene Rinnenbreiten: a)  $\lambda = 100 \text{ m}$ , b)  $\lambda = 250 \text{ m}$ , c)  $\lambda = 1000 \text{ m}$ , d)  $\lambda = 5000 \text{ m}$ , e)  $\lambda = 10000 \text{ m}$ , f)  $\lambda = 25000 \text{ m}$ .

ne bei etwa  $0,6 \lambda$  mit einer Höhe von  $100 \text{ m}$  (entsprechend  $0,1 \lambda$ ) sein Maximum und bleibt im weiteren Verlauf konstant. Das gleiche geschieht bei den noch breiteren Rinnen, wobei das Maximum jeweils nach etwa  $600 \text{ m}$  erreicht wird, in den mit  $\lambda$  normierten Abbildungen also scheinbar immer weiter stromaufwärts rückt. Bereits in der Simulation der  $2500 \text{ m}$  breiten Rinne (nicht gezeigt) beginnt  $z_i$  ab  $X \sim 1500 \text{ m}$  wieder leicht anzusteigen. Für  $\lambda \geq 5000 \text{ m}$  wird dies noch deutlicher, so dass maximale Werte für  $z_i$  von  $170 \text{ m}$  ( $\lambda = 5000 \text{ m}$ ),  $250 \text{ m}$  ( $\lambda = 10000 \text{ m}$ ) bzw.  $360 \text{ m}$  ( $\lambda = 25000 \text{ m}$ ) erreicht werden. In Abbildung 4.47 ist die Mächtigkeit der Grenzschicht als Funktion der Rinnenbreite dargestellt. Sowohl die maximale Grenzschichthöhe als auch der Wert über der stromabwärtigen Rinnenkante bestätigen das oben Geschilderte.  $z_i$  wächst bis zu einer Rinnenbreite von  $500 \text{ m}$  stark, stagniert bis  $\lambda = 2500 \text{ m}$  nahezu, nimmt dann aber wieder deutlich zu.

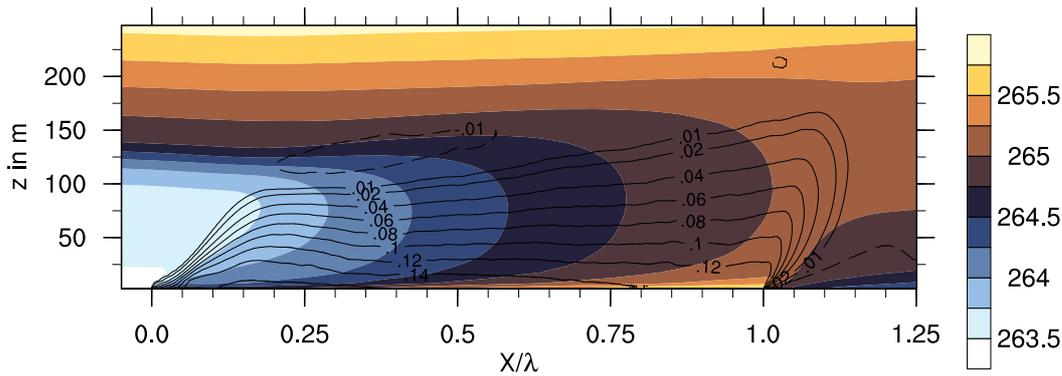
Das vorübergehend zum Stillstand kommende Grenzschichtwachstum, das sich besonders bei Rinnenbreiten von  $1000$  bis  $5000 \text{ m}$  bemerkbar macht, kann auf das Vorhandensein einer schwachen Inversion in etwa  $100 \text{ m}$  Höhe zurückgeführt werden. Für  $\lambda = 5000 \text{ m}$



**Abbildung 4.47:** Grenzschichthöhe  $z_i$  über der stromabwärtigen Rinnenkante und Maximalwert in Abhängigkeit von der Rinnenbreite. Ebenfalls dargestellt ist der theoretische Verlauf  $z_i \sim \sqrt{X}$ .

ist in [Abbildung 4.48](#) die Inversion an der Drängung der Temperatur-Farbflächen über dem Anfang der Rinne zu erkennen. Oberhalb der Inversion nimmt die Temperatur zwar auch konstant zu (da eine stabile Schichtung vorgegeben ist), jedoch deutlich schwächer als im Bereich der Inversion. Die Inversion entsteht bereits im Vorlauf, also während der Überströmung einer homogenen Eisfläche. Sobald im Vorlauf Turbulenz generiert ist, sorgt diese für eine allmähliche Durchmischung der Grenzschicht. Der durchmischte Bereich ist zunächst auf die bodennahe Schicht beschränkt, steigt aber im weiteren Verlauf allmählich an. Über die lange Laufzeit des Vorlaufes kann sich eine etwa 100 m mächtige neutrale Grenzschicht ausbilden, die von einer schwachen Inversion überlagert wird. Bildet sich nun in der Rinnensimulation über der Rinne eine konvektive Grenzschicht, die mit zunehmendem Fetch anwächst, so wird bei einem gewissen Fetch die Inversion erreicht und das Grenzschichtwachstum zunächst gestoppt. Im weiteren Verlauf der Rinne muss nun erst einmal die Inversion abgebaut werden, bevor die Grenzschicht weiter anwachsen kann. Auch dieser Prozess ist in [Abbildung 4.48](#) gut sichtbar. Sobald die Inversion abgebaut ist, wächst die konvektive Grenzschicht stetig weiter an. Wie die ebenfalls eingezeichnete Linie in [Abbildung 4.47](#) zeigt, nimmt  $z_i$  für  $\lambda \geq 2500$  m etwa proportional zu  $\sqrt{\lambda}$  zu. Ein solches Verhältnis zwischen  $z_i$  und  $\lambda$  wurde auch von [Zulauf und Krueger \(2003\)](#) für Rinnen von 100 m bis 3200 m Breite gefunden. Es entspricht zudem dem theoretischen Verlauf der Grenzschichthöhe in Abhängigkeit vom Fetch  $z_i \sim \sqrt{X}$  für eine interne thermisch erzeugte konvektive Grenzschicht ([Stull, 1988](#), siehe auch [Kapitel 1.3](#)). Auch für die nicht von der Inversion beeinflussten Rinnen ( $\lambda \leq 500$  m) gilt  $z_i \sim \sqrt{\lambda}$ . Lediglich  $\lambda = 100$  m weicht etwas davon ab.

Auf die für diese Studie entscheidende Größe, den Wärmefluss an der Rinnenoberfläche, hat der zuvor beschriebene Effekt des aufgrund der Inversion vorübergehend gestoppten Grenzschichtwachstums keine Auswirkungen. Der Wärmefluss nimmt ab einem Fetch von



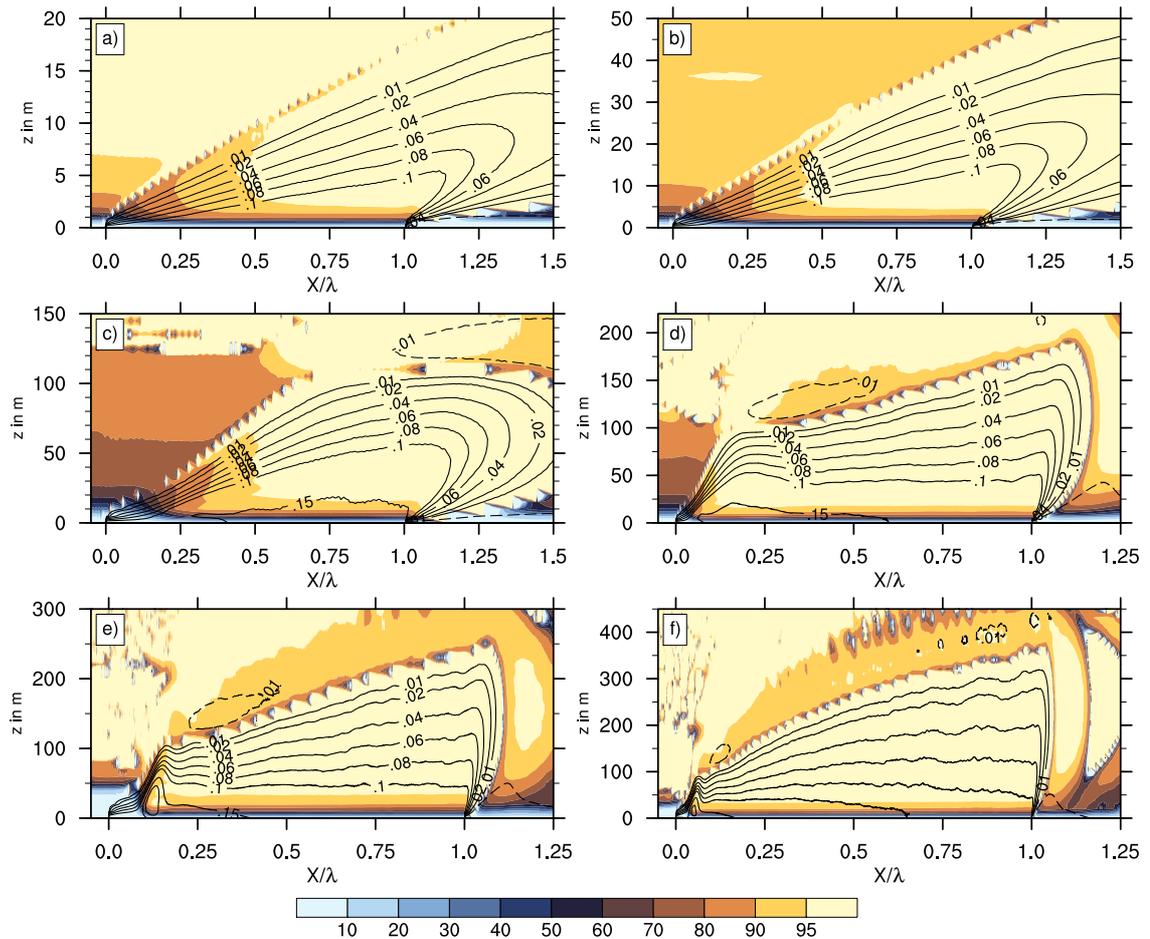
**Abbildung 4.48:** Vertikalschnitt der mittleren potentiellen Temperatur  $\bar{\theta}$  (Farbflächen, in K) sowie des mittleren Wärmeflusses  $\overline{w'\theta'}$  (Isolinien, in  $\text{Kms}^{-1}$ ) für  $\lambda = 5000$  m.

ungefähr 1000 m im unteren Bereich der Grenzschicht mit zunehmendem Fetch langsam ab, unabhängig davon, ob  $z_i$  gerade stagniert oder anwächst (siehe auch Abbildungen 4.46 und 4.50).

In den gröber aufgelösten Simulationen ( $\Delta = 10$  m) mit  $\lambda \geq 10000$  m ist in Abbildung 4.46 ein markantes Maximum nahe der stromaufwärtigen Rinnenkante zu erkennen. Hierbei handelt es sich um ein Überschießen der Konvektion, wie es bereits im Rahmen der in Kapitel 3 behandelten Studien aufgetreten ist. Das Überschießen ist eine Folge der geringen Auflösung der flachen Grenzschicht nahe der Rinnenkante. Im folgenden Abschnitt, der sich mit der Sensitivität der Ergebnisse bezüglich der Auflösung beschäftigt, soll darauf näher eingegangen werden.

### Auflösung

In Kapitel 4.3.1 wurde bereits die Auflösung über der 1000 m breiten Rinne geprüft und festgestellt, dass mit einer Gitterweite von 5 m (entsprechend einem Verhältnis  $\lambda/\Delta = 200$ ) ab einem Fetch von 200 m der Wärmefluss zu einem Großteil aufgelöst werden kann, über der zweiten Rinnenhälfte sogar zu mehr als 95 %. Für  $\lambda < 1000$  m verbessert sich die Auflösung nahe der stromaufwärtigen Rinnenkante, wie in Abbildung 4.49 zu erkennen ist. Dies wird auch an zwei anderen Merkmalen deutlich: Die ungefähr mit  $z_i$  übereinstimmende Isolinie mit  $\overline{w'\theta'} = 0,01 \text{ Kms}^{-1}$  verläuft bei  $\lambda = 1000$  m über der ersten Rinnenhälfte konkav gekrümmt. Die Krümmung nimmt für schmalere Rinnen ab und ist bei  $\lambda = 100$  m verschwunden, hier wächst  $z_i$  ungefähr mit  $\sqrt{X}$  an. Die konkave Krümmung entsteht durch die zunächst fehlende oder nur sehr schwache Konvektion, so dass die Grenzschicht zunächst nur langsam anwächst. Mit zunehmendem Fetch kann die Konvektion besser aufgelöst werden, sie nimmt an Stärke zu, und die Grenzschicht wächst stärker an. Sobald die Konvektion nahezu vollständig aufgelöst werden kann, wächst  $z_i$  mit  $\sqrt{X}$  an. Dieses Verhalten wird auch im Horizontalprofil des Wärmeflusses an der Rinnenoberfläche deutlich (Abbildung 4.50). Bei  $\lambda = 1000$  m sinkt  $shf$  nach einem Maximum an der Rinnenkante zunächst leicht, steigt aber im weiteren Verlauf, wenn die Konvektion besser aufgelöst werden kann, mit besserer Durchmischung und zunehmender bodennaher Windgeschwin-



**Abbildung 4.49:** Anteil des aufgelösten Wärmeflusses (Farbflächen, in %) sowie gesamter Wärmefluss (Isolinien, in  $\text{Kms}^{-1}$ ) in einem vertikalen Querschnitt für verschiedene Rinnebreiten: a)  $\lambda = 100$  m, b)  $\lambda = 250$  m, c)  $\lambda = 1000$  m, d)  $\lambda = 5000$  m, e)  $\lambda = 10000$  m, f)  $\lambda = 25000$  m.

digkeit wieder an. Bei schmaleren Rinnen ist dieses Wärmeflussminimum immer schwächer ausgeprägt und bei  $\lambda = 100$  m kaum noch sichtbar. Hier ist  $shf$  über der gesamten Rinne nahezu konstant.

Für Rinnebreiten von 1000 m bis 5000 m bleibt die Gitterweite konstant, so dass die Grenzschicht über den jeweils ersten 1000 m der Rinne gleich gut aufgelöst wird. Prozentual gesehen sollte der Bereich mit nahezu vollständig aufgelöstem Wärmefluss mit steigender Rinnebreite zunehmen. Auch diese Vermutung wird in [Abbildung 4.49](#) bestätigt. In der Simulation mit  $\lambda = 5000$  m beträgt der Anteil des aufgelösten Wärmeflusses über fast 90 % der Rinne mehr als 95 %, der schlecht aufgelöste Bereich mit dem Minimum von  $shf$  verschiebt sich relativ gesehen stromaufwärts. Bei  $\lambda = 10000$  m ist die Gitterweite auf 10 m erhöht, so dass hier die Auflösung nahe der Rinnecke wieder schlechter wird. Ab etwa  $0,15 \lambda$  beträgt der aufgelöste Anteil jedoch weiterhin mehr als 95 %. Allerdings ist nun unmittelbar hinter der Rinnecke ein Bereich zu erkennen (bis knapp  $0,1 \lambda$ ),

in dem der Wärmefluss überhaupt nicht aufgelöst werden kann. Dies ist verbunden mit einer kaum anwachsenden Grenzschicht, die vertikal gerade einmal zwei bis drei Gitterebenen umfasst. Daran schließt sich ein Bereich an, in dem die Grenzschicht schlagartig sehr stark anwächst und der Anteil des aufgelösten Wärmeflusses plötzlich von unter 10 % auf über 90 % steigt. Zudem ist ein Überschießen der Konvektion anhand des ausgeprägten Wärmeflussmaximums zu erkennen. Solch ein Überschießen konnte bereits in der Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite in Kapitel 3.2 beobachtet werden. Es entsteht, weil sich bodennah massiv Wärme angestaut hat, die weiter stromaufwärts mangels aufgelöster Konvektion kaum abtransportiert werden konnte. Sobald die Grenzschicht eine Höhe von etwa drei bis vier Gitterebenen erreicht hat, können konvektive Wirbel aufgelöst werden, und die angestaute Wärme wird schlagartig abtransportiert. Dadurch entsteht das signifikante Wärmeflussmaximum, und die Grenzschicht wächst stark an. Auch in der Simulation mit  $\lambda = 25000$  m ist das Überschießen zu erkennen. Es tritt bei gleicher Gitterweite wie in der Simulation mit  $\lambda = 10000$  m etwa an der gleichen absoluten Position auf, so dass bereits ab  $0,05 \lambda$  der Wärmefluss nahezu vollständig aufgelöst ist.

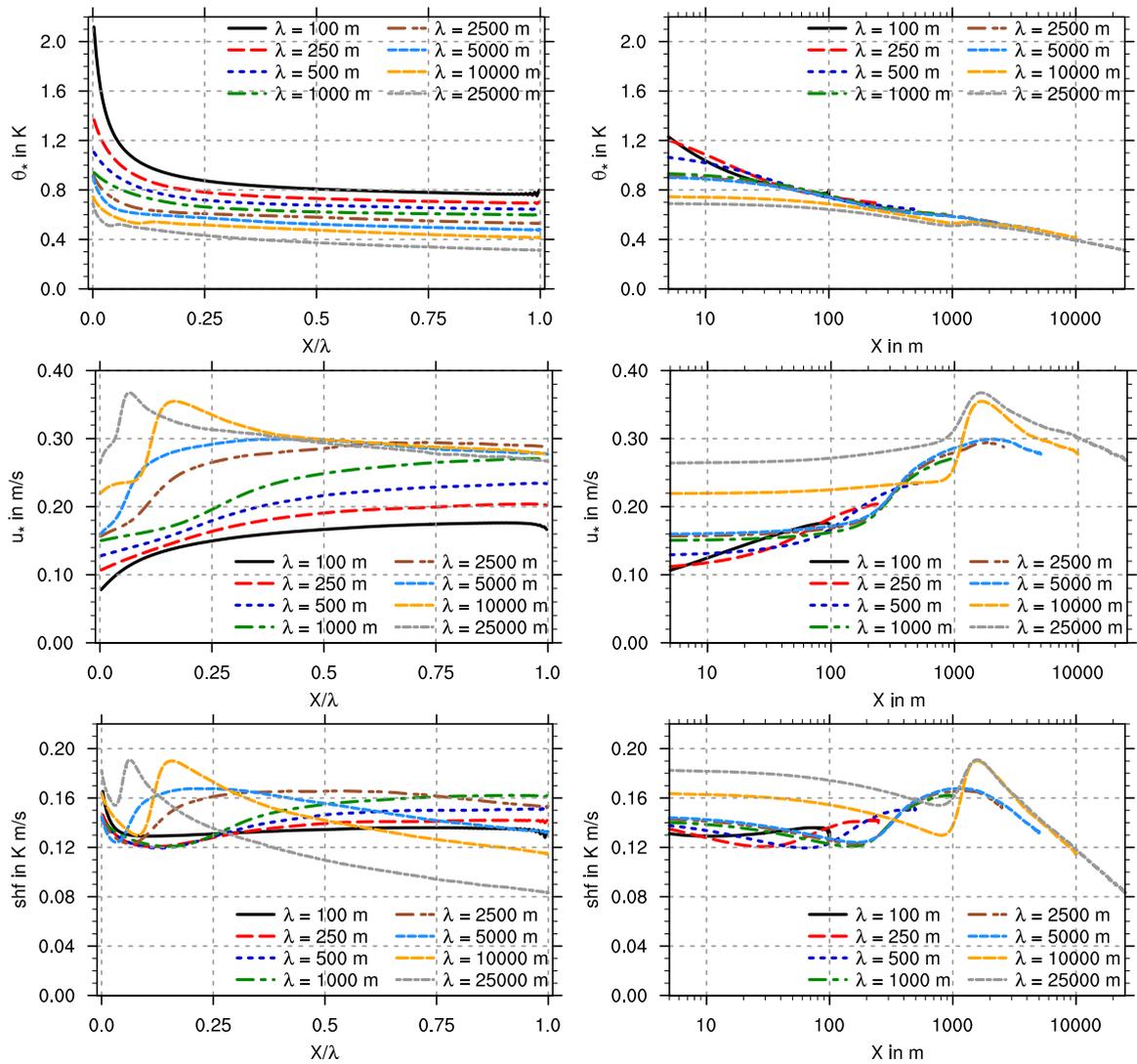
Für alle Rinnenbreiten gilt also, dass der Wärmefluss über weiten Teilen der Rinne sehr gut aufgelöst werden kann. Nur nahe der stromaufwärtigen Rinnenkante verschlechtert sich die Auflösung, insbesondere bei breiteren Rinnen. Inwiefern sich die unzureichende Auflösung in diesem Bereich auf den bodennahen Wärmefluss und den Verlauf von  $\langle shf \rangle (\lambda)$  auswirkt, soll im folgenden Abschnitt genauer untersucht werden.

### Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite

Um die Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite zu ermitteln, wird wie in Kapitel 4.2 der über die Rinnenfläche sowie zeitlich gemittelte Wärmefluss an der Rinnenoberfläche  $\langle shf \rangle$  herangezogen. Dieser ist über Gleichung 4.6 unmittelbar mit  $\langle u_* \rangle$  und  $\langle \theta_* \rangle$  verbunden, so dass auch deren Verlauf betrachtet werden soll. Abbildung 4.51 zeigt den Verlauf der drei Größen für die simulierten Rinnenbreiten zwischen 100 und 25000 m.

Im Gegensatz zur Studie ohne Wind in Kapitel 4.2, bei der  $\langle shf \rangle (\lambda)$  kontinuierlich abnahm (vgl. Abbildung 4.27), zeigt sich hier auf den ersten Blick keine signifikante Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite. Bei genauerer Betrachtung nimmt  $\langle shf \rangle$  zunächst mit steigender Rinnenbreite leicht zu, erreicht für  $\lambda = 2500$  m ein Maximum, um für breitere Rinnen zunächst leicht, ab  $\lambda = 10000$  m stärker zurückzugehen.

$\langle \theta_* \rangle$  sinkt monoton und nahezu linear mit zunehmender Rinnenbreite. Wie bereits in Kapitel 4.2.3 erläutert, ist  $\theta_*$  hauptsächlich eine Funktion des Temperaturgradienten  $\Delta\theta/\Delta z$  zwischen Oberfläche und erster Gitterebene (Gleichung 2.47). Unmittelbar an der Rinnenkante ist der Temperaturunterschied zwischen Wasseroberfläche und darüber strömender Luft noch maximal (8 K), geht jedoch mit zunehmendem Fetch zunächst stark, dann immer schwächer zurück. Dafür verantwortlich ist die positiv mit  $X$  korrelierte Erwärmung der Grenzschicht, die in Abbildung 4.52 am Beispiel der 10000 m breiten Rinne veranschaulicht wird. Ebenso wie  $\Delta\theta/\Delta z$  nimmt auch  $\theta_*$  mit  $X$  ab, wie in Abbildung 4.50 für alle Rinnenbreiten dargestellt ist. Die Abnahme von  $\theta_*$  mit  $X$  lässt sich auch auf die Rinnenbreite übertragen. Je breiter die Rinne, desto länger ist der Fetch und desto stärker sinkt auch



**Abbildung 4.50:** Links: mit der Rinnenbreite normierte Horizontalprofile der charakteristischen Temperatur  $\theta_*(X/\lambda)$  (oben), der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*(X/\lambda)$  (Mitte) und des bodennahen Wärmeflusses  $shf(X/\lambda)$  (unten) für verschiedene Rinnenbreiten. Rechts: wie links, jedoch ist die x-Achse nicht mit  $\lambda$  normiert und logarithmisch dargestellt.

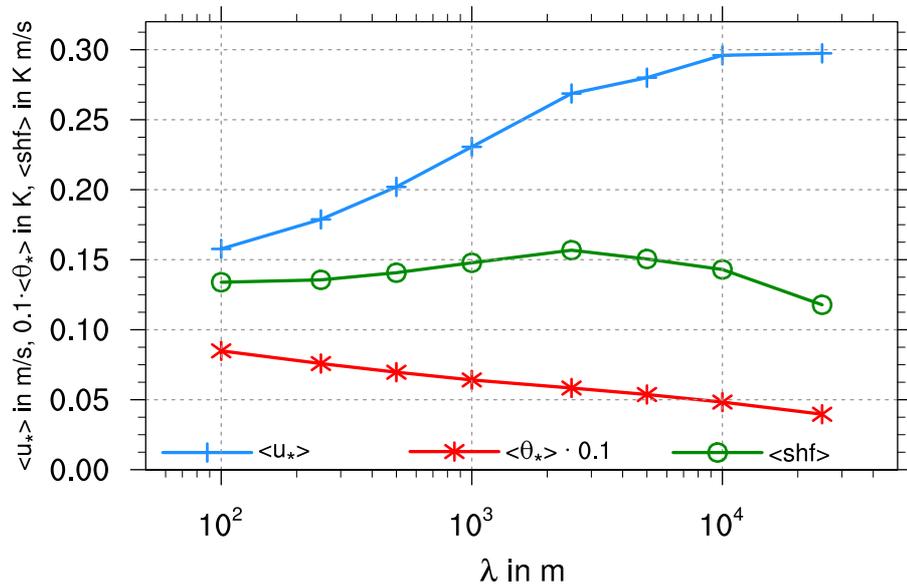


Abbildung 4.51: Abhängigkeit des Wärmeflusses  $\langle shf \rangle$  sowie seiner Bestandteile  $\langle u_* \rangle$  und  $\langle \theta_* \rangle$  von der Rinnenbreite.

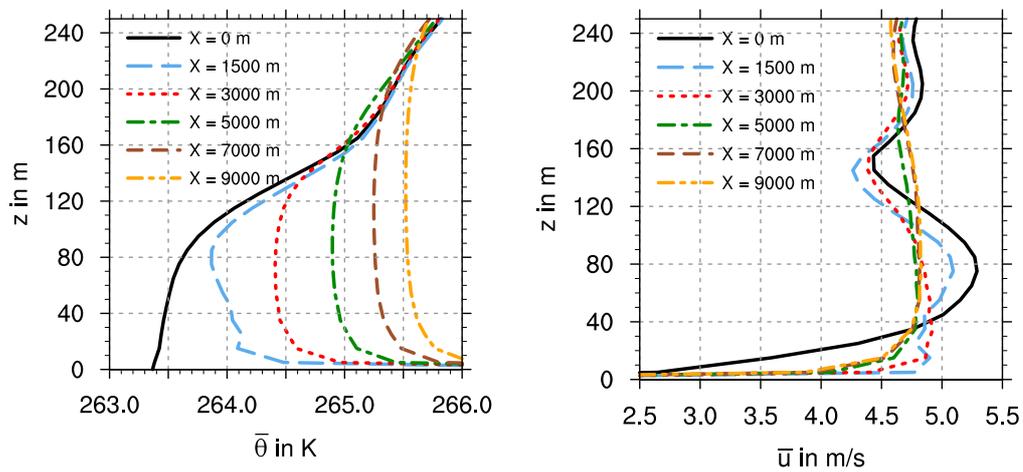


Abbildung 4.52: Vertikalprofile der potentiellen Temperatur  $\bar{\theta}$  (links) und der horizontalen Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  (rechts) in verschiedenen Abständen zur Rinnenkante für  $\lambda = 10000$  m.

$\theta_*$  ab.

Die nicht normierte, logarithmische Darstellung in Abbildung 4.50 verdeutlicht mit einem nahezu deckungsgleichen Verlauf der Horizontalprofile die fast ausschließliche Fetch-Abhängigkeit von  $\theta_*$ . Lediglich nahe der stromaufwärtigen Rinnenkante sind größere Abweichungen zu erkennen. Hier geht  $\theta_*$  mit zunehmender Rinnenbreite zurück. Dieser Rückgang hängt in erster Linie mit der unterschiedlichen Auflösung zusammen, wie die nahezu identischen Werte für die mit gleicher Auflösung gerechneten Simulationen von  $\lambda = 1000$  m bis  $\lambda = 5000$  m ( $\Delta = 5$  m) sowie  $\lambda = 10000$  m und  $\lambda = 25000$  m ( $\Delta = 10$  m) zeigen. Die Auswirkungen auf das Rinnenmittel  $\langle \theta_* \rangle$  sind jedoch gering, da sich die Unterschiede nur auf einen im Verhältnis zur Rinnenbreite sehr kleinen Bereich nahe der Rinnenkante beschränken, in dem die flache Grenzschicht bei breiteren Rinnen schlechter aufgelöst wird.

Im Vergleich zur Studie ohne Wind ist  $\langle \theta_* \rangle$  vor allem für schmale Rinnen deutlich geringer (vgl. Abbildung 4.51 mit Abbildung 4.27). So ist  $\langle \theta_* \rangle$  für  $\lambda = 100$  m etwa um die Hälfte geringer, für  $\lambda = 25000$  m aber etwa gleich. Dies liegt zum Teil an dem bei gleicher Rinnenbreite effektiv verdoppelten Fetch. In der Studie ohne Wind nahm  $\theta_*$  von beiden Kanten der Rinne her zur Rinnenmitte hin ab, also jeweils über eine Rinnenhälfte. In der Studie mit Wind erfolgt die fetch-bedingte Abnahme von  $\theta_*$  über die gesamte Breite der Rinne hinweg. Dadurch sinkt hier das Rinnenmittel  $\langle \theta_* \rangle$ . Je schmaler die Rinne ist, desto größer wird der Einfluss der relativ hohen Werte von  $\theta_*$  in der Nähe der Rinnenkante sowie in der Rinnenmitte auf das Rinnenmittel (vgl. Abbildung 4.29). Bei sehr breiten Rinnen ändert sich  $\theta_*$  in beiden Studien über weiten Teilen der Rinne dagegen nur geringfügig. Dies führt dazu, dass  $\langle \theta_* \rangle (\lambda)$  in der Studie mit Wind nicht so stark abnimmt wie in der Studie ohne Wind. Eine weitere Ursache für das viel niedrigere  $\langle \theta_* \rangle$  bei schmalen Rinnen bzw. kurzem Fetch liegt in der unterschiedlichen Schichtung der Grenzschicht stromaufwärts der Rinne und oberhalb der sich über der Rinne ausbildenden internen Grenzschicht. Bei der stabilen Schichtung in der Studie ohne Wind war der Temperaturgradient zumindest bei kurzem Fetch stärker ausgeprägt als bei der neutralen Schichtung in der Studie mit Wind.

$\langle u_* \rangle (\lambda)$  nimmt bis zu einer Rinnenbreite von 2500 m deutlich zu (vgl. Abbildung 4.51), für breitere Rinnen flacht der Anstieg ab. Für  $\lambda \geq 10000$  m erhält man ein nahezu konstantes  $\langle u_* \rangle$ . Der Verlauf von  $\langle u_* \rangle$  entspricht qualitativ ungefähr dem Verlauf aus der Studie ohne Wind (vgl. Abbildung 4.27 und Kapitel 4.2.3). Dort wurde die Zunahme der Intensivierung der Sekundärzirkulation zugeschrieben, die Stagnation für sehr breite Rinnen konnte auf eine Abnahme der Windgeschwindigkeit im Zentrum der Rinne, bedingt durch die Organisation der Konvektion in Zellenkonvektion, zurückgeführt werden. Bei der Studie mit mittlerem Wind handelt es sich um eine fundamental verschiedene Situation. Die Anströmgeschwindigkeit der Rinne ist unabhängig von der Rinnenbreite immer gleich.<sup>10</sup> Der Anstieg von  $\langle u_* \rangle$  ist vor allem auf die über der Rinne bis zu einem Fetch von etwa 2 km ansteigende bodennahe Windgeschwindigkeit zurückzuführen, wie Abbildung 4.50 veranschaulicht. Bis  $X \sim 2$  km steigt  $u_*$  unabhängig von der Rinnenbreite an, um danach

---

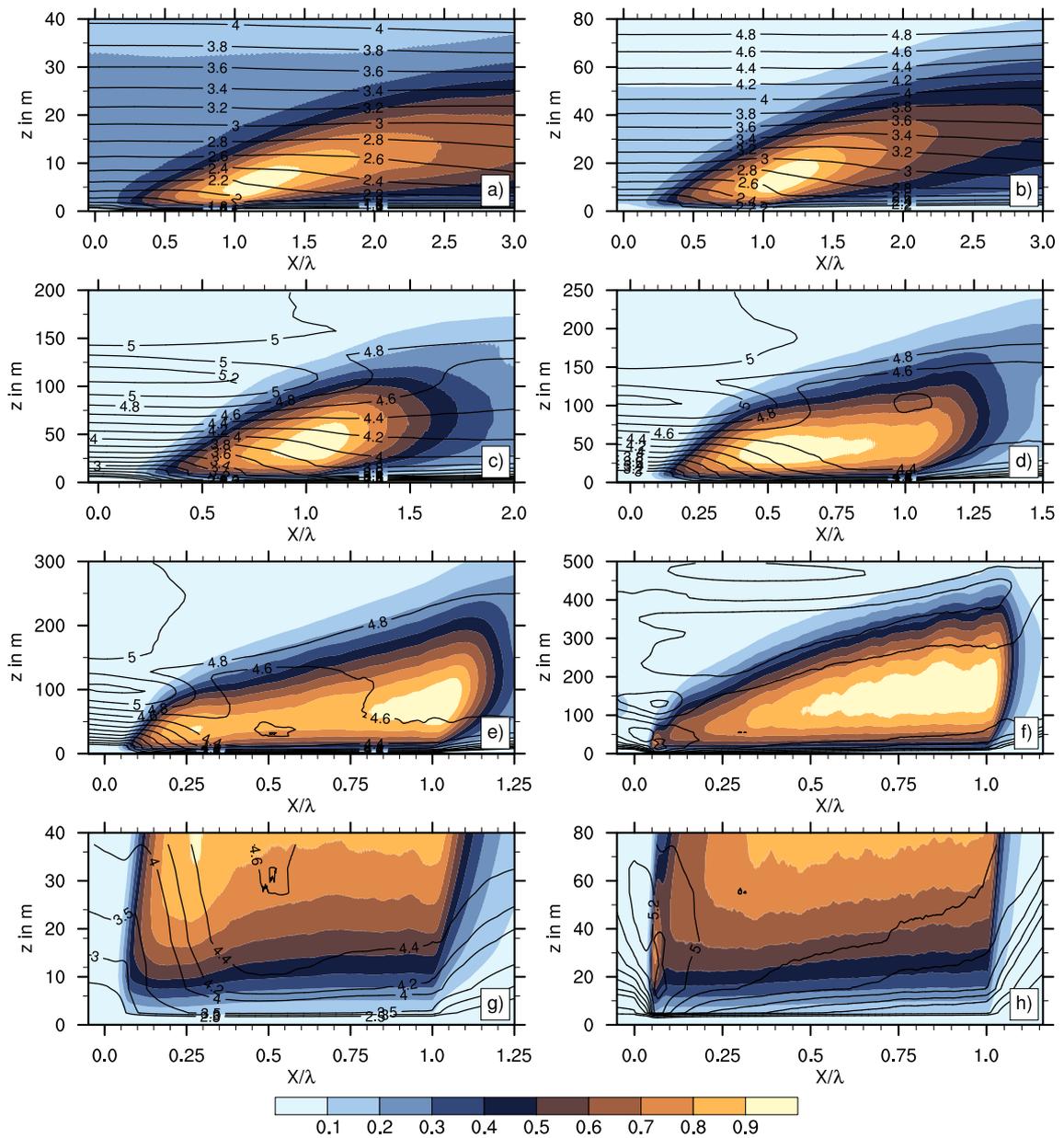
<sup>10</sup>Zumindest sollte das theoretisch so sein. Tatsächlich ergibt sich eine Abhängigkeit von der Gitterweite, wie im Folgenden näher erläutert wird.

allmählich wieder zurückzugehen. Aus diesem Grund steigt auch das rinnengemittelte  $\langle u_* \rangle$  bis zu einer Rinnenbreite von 2500 m signifikant und fast linear an. Für  $\lambda > 2500$  m geht  $u_*$  über einem zunehmenden größeren Anteil der Rinne mit zunehmendem  $X$  zurück, so dass der Anstieg von  $\langle u_* \rangle (\lambda)$  sich abflacht und schließlich ab  $\lambda = 10000$  m  $\langle u_* \rangle (\lambda)$  sogar stagniert. Zumindest für  $\lambda \leq 5000$  m ist  $u_*$  allein eine Funktion des Fetches, wie die nicht normierte, logarithmische Darstellung in 4.50 anschaulich zeigt. Für  $\lambda \geq 10000$  m ergeben sich größere Abweichungen, auf die später noch eingegangen werden soll. Im Vergleich zur Studie ohne Wind ist  $\langle u_* \rangle$  etwa doppelt so groß, was mit der höheren Windgeschwindigkeit oberhalb der Prandtlschicht im Vergleich zur Geschwindigkeit der Zirkulation im Fall ohne mittleren Wind erklärt werden kann.

Physikalisch kann die Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeit bis zu einem Fetch von 2 km durch die mit Anwachsen der konvektiven Grenzschicht zunehmende vertikale Einmischung impulsreicherer Luft erklärt werden. Wie Abbildung 4.53 anhand von  $\overline{w'^2}$  verdeutlicht, nimmt die Stärke der Konvektion für Rinnenbreiten bis einschließlich 1000 m über dem gesamten Verlauf der Rinne stetig zu. Erst bei  $\lambda = 2500$  m erreicht  $\overline{w'^2}$  bei einem Fetch von ungefähr 1,5 km ein Maximum und geht im weiteren Verlauf der Rinne wieder leicht zurück. Entsprechend nimmt auch die Windgeschwindigkeit in weiten Teilen der Grenzschicht (bei  $\lambda = 2500$  m beispielsweise zwischen 0 und 80 m Höhe) zu. Im oberen Bereich der Grenzschicht und darüber ist dagegen erwartungsgemäß eine Abnahme der Windgeschwindigkeit zu beobachten. Für Rinnenbreiten  $\geq 5000$  m ist im weiteren Verlauf wieder eine Zunahme von  $\overline{w'^2}$  zu beobachten. Die vorübergehende Abnahme von  $\overline{w'^2}$  hängt vermutlich mit dem oben erläuterten Inversionseffekt zusammen, durch den das Wachstum der Grenzschicht vorübergehend stark gebremst wird. Ein ähnlicher Verlauf der bodennahen Windgeschwindigkeit wurde von Dare und Atkinson (1999) in mesoskaligen Simulationen von 10 bis 50 km breiten Polynyen beobachtet. Der Rückgang von  $u_*$  ab  $X \sim 1,5$  km hängt unmittelbar mit einer Abnahme der bodennahen Geschwindigkeit zusammen. Dies verdeutlichen die Vertikalprofile von  $\bar{u}$  für  $\lambda = 10000$  m in Abbildung 4.52. Zwar nimmt die Stärke der Konvektion weiter zu (vgl. Abbildung 4.53), jedoch vor allem im mittleren Bereich der Grenzschicht. In Bodennähe ist dagegen eher eine leichte Abnahme von  $\overline{w'^2}$  zu erkennen. Eine Einmischung impulsreicherer Luft erfolgt nur noch in der oberen Hälfte der Grenzschicht, nicht mehr bodennah.

Beim Betrachten der Horizontalprofile von  $u_*$  in Abbildung 4.50 fällt auf, dass  $u_*$  an der Rinnenkante ( $X/\lambda = 0$ ) nicht für alle  $\lambda$  gleich ist, wie eigentlich bei gleichem Anströmprofil zu erwarten wäre. Stattdessen nimmt  $u_*$  hier mit zunehmender Rinnenbreite zu. Wie bei  $\theta_*$  handelt es sich auch hier um einen Effekt der unterschiedlichen Auflösung, wie an den nahezu identischen Werten an der Rinnenkante bei den mit gleicher Auflösung gerechneten Simulationen von  $\lambda = 1000$  m bis  $\lambda = 5000$  m zu erkennen ist.

Unterschiedliche  $u_*$ -Werte an der Rinnenkante für Rinnenbreiten von 100 bis 1000 m lassen sich auf Unterschiede in den Einströmprofilen zurückführen und diese wiederum auf Unterschiede in den mittleren Windprofilen am Ende der mit unterschiedlicher Auflösung gerechneten Vorläufe. Die Auswirkungen auf die jeweils über die Rinnenfläche gemittelten  $\langle u_* \rangle (\lambda)$  und  $\langle shf \rangle (\lambda)$  sind jedoch sehr gering, wie Untersuchungen im Rahmen der in Kapitel 4.3.1 präsentierten Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite anhand der 1000 m breiten Rinne gezeigt haben. Das über die Rinne gemittelte  $\langle u_* \rangle$  stieg bei Verbesserung

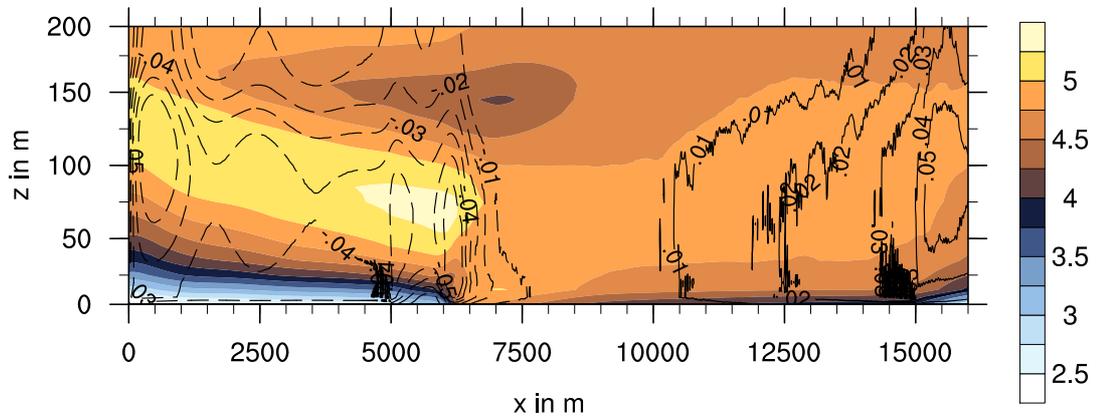


**Abbildung 4.53:** Vertikalschnitt der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit  $\overline{w'^2}$  (Farbflächen, in  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ), normiert mit dem jeweiligen Maximum von  $\overline{w'^2}$ , sowie horizontale Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  (Isolinien, in  $\text{ms}^{-1}$ ) für verschiedene Rinnenbreiten: a)  $\lambda = 100$  m, b)  $\lambda = 250$  m, c)  $\lambda = 1000$  m, d)  $\lambda = 2500$  m, e)  $\lambda = 5000$  m, f)  $\lambda = 25000$  m, g) Ausschnitt aus e), h) Ausschnitt aus f).

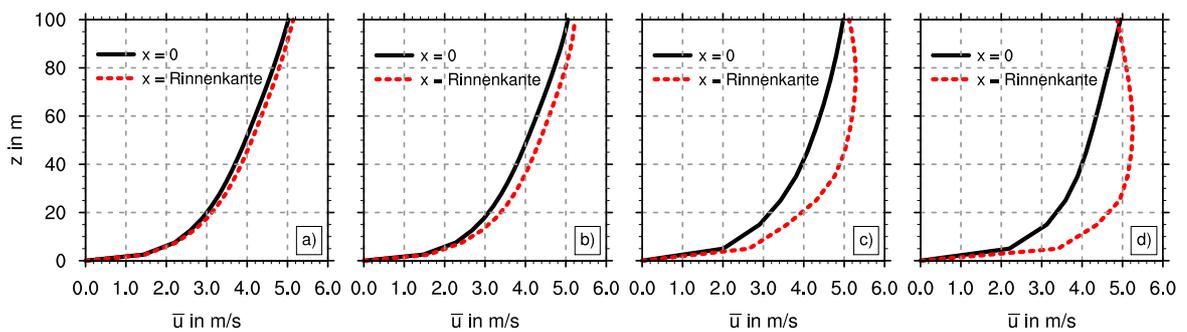
der Auflösung trotz geringerer Werte an der Rinnenkante an und blieb ab einer ausreichend geringen Gitterweite von 5 m nahezu konstant. Würde man die Gitterweite noch weiter reduzieren, würde  $u_*$  an der Rinnenkante zwar weiter sinken, das über die Rinne gemittelte  $\langle u_* \rangle$  jedoch unverändert bleiben. Da bei der Simulation mit  $\lambda = 1000$  m die effektive Auflösung im Vergleich zu den anderen Rinnenbreiten am schlechtesten ist (vgl. Abbildung 4.49), lässt sich vermuten, dass die Auswirkungen der unterschiedlichen Einströmprofile auf die rinnengemittelten Werte von  $\langle u_* \rangle$  bei den anderen Rinnenbreiten noch geringer sind. Somit dürfte sich an der  $\langle u_* \rangle(\lambda)$ -Verteilung und entsprechend auch an der  $\langle shf \rangle(\lambda)$ -Verteilung wenig ändern.

Die nochmals deutlich erhöhten Werte für  $u_*$  an der Rinnenkante in den Simulationen mit  $\lambda = 10000$  m und  $\lambda = 25000$  m lassen sich nur zum Teil auf die Auflösung und unterschiedliche Windprofile in den Vorläufen zurückführen. Insbesondere die Zunahme von  $\lambda = 10000$  m zu  $\lambda = 25000$  m muss eine andere Ursache haben, da beide Simulationen mit dem gleichen Vorlauf initialisiert wurden. Bei den breiten Rinnen lässt sich eine Beschleunigung der Strömung zwischen Einströmrand und Rinne feststellen, wie Abbildung 4.54 zeigt. Ein Vergleich der Windprofile am Einströmrand und an der Rinnenkante (Abbildung 4.55) zeigt, dass diese Beschleunigung umso stärker ausfällt, je breiter die Rinne ist. Am untersten Gitterpunkt, dessen Wert für die Windgeschwindigkeit ja maßgeblich in  $u_*$  einfließt, ist die Geschwindigkeitszunahme für Rinnenbreiten bis einschließlich  $\lambda = 5000$  m vernachlässigbar, bei  $\lambda = 10000$  m dagegen mit etwa 30 % und bei  $\lambda = 25000$  m mit 55 % deutlich ausgeprägt. Hierbei handelt es sich um einen physikalischen Effekt: Über der Rinne wird infolge der kräftigen Konvektion Impuls von oben heruntergemischt, so dass die Windgeschwindigkeit in der konvektiven Grenzschicht zunimmt (siehe Abbildung 4.54). Durch die Beschleunigung der Strömung zur Rinne hin entsteht stromaufwärts der Rinne eine Divergenz, die nur durch großräumiges Absinken ausgeglichen werden kann. Dieses Absinken, das in Abbildung 4.54 deutlich zu erkennen ist, mischt wiederum Impuls herunter, so dass die Windgeschwindigkeit auch stromaufwärts der Rinne zunimmt. Je breiter die Rinne ist, desto stärker ist die Konvektion und die bodennahe Windzunahme über der Rinne und entsprechend auch die Beschleunigung stromaufwärts der Rinne. Auch [Dare und Atkinson \(1999\)](#) haben in mesoskaligen Simulationen einer 10 km breiten Polynya eine Beschleunigung des bodennahen Windes bereits ab 5 km stromaufwärts der Polynya festgestellt und geben als weitere Ursache der Beschleunigung den durch die Erwärmung der Grenzschicht über der Polynya erzeugten horizontalen Druckgradienten an. Hierbei handelt es sich um den gleichen Mechanismus, der in der Studie ohne Wind (Kapitel 4.2) die Zirkulation entstehen ließ.

Im Vergleich zur Studie ohne Wind ist  $\langle shf \rangle$  um etwa 20 bis 40 % erhöht. Dies ist auf das um den Faktor 2 erhöhte  $\langle u_* \rangle$  zurückzuführen, welches das vor allem für schmale Rinnen deutlich reduzierte  $\langle \theta_* \rangle$  überwiegt.  $shf$  nimmt zunächst bis zu einem Fetch von etwa 100 bis 200 m leicht ab (vgl. Abbildung 4.50), dann bis  $X \sim 1000$  m zu und schließlich wieder allmählich ab. Dieser Verlauf kann durch das zuvor beschriebene Verhalten von  $\theta_*$  und  $u_*$  vollständig erklärt werden. Für  $\lambda \leq 5000$  m sind die Kurven in Abbildung 4.50 nahezu deckungsgleich, so dass  $shf$  hier wie auch  $\theta_*$  und  $u_*$  allein eine Funktion des Fetches ist. Die leichte Abnahme von  $shf$  bis  $X \sim 200$  m entsteht hauptsächlich dadurch, dass die



**Abbildung 4.54:** Vertikalschnitt der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  in Strömungsrichtung (Farbflächen, in  $\text{ms}^{-1}$ ) sowie mittlere Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  (Isolinien, in  $\text{ms}^{-1}$ ) für  $\lambda = 10000$  m. Die Rinne befindet sich zwischen  $x = 5000$  m und  $x = 15000$  m.



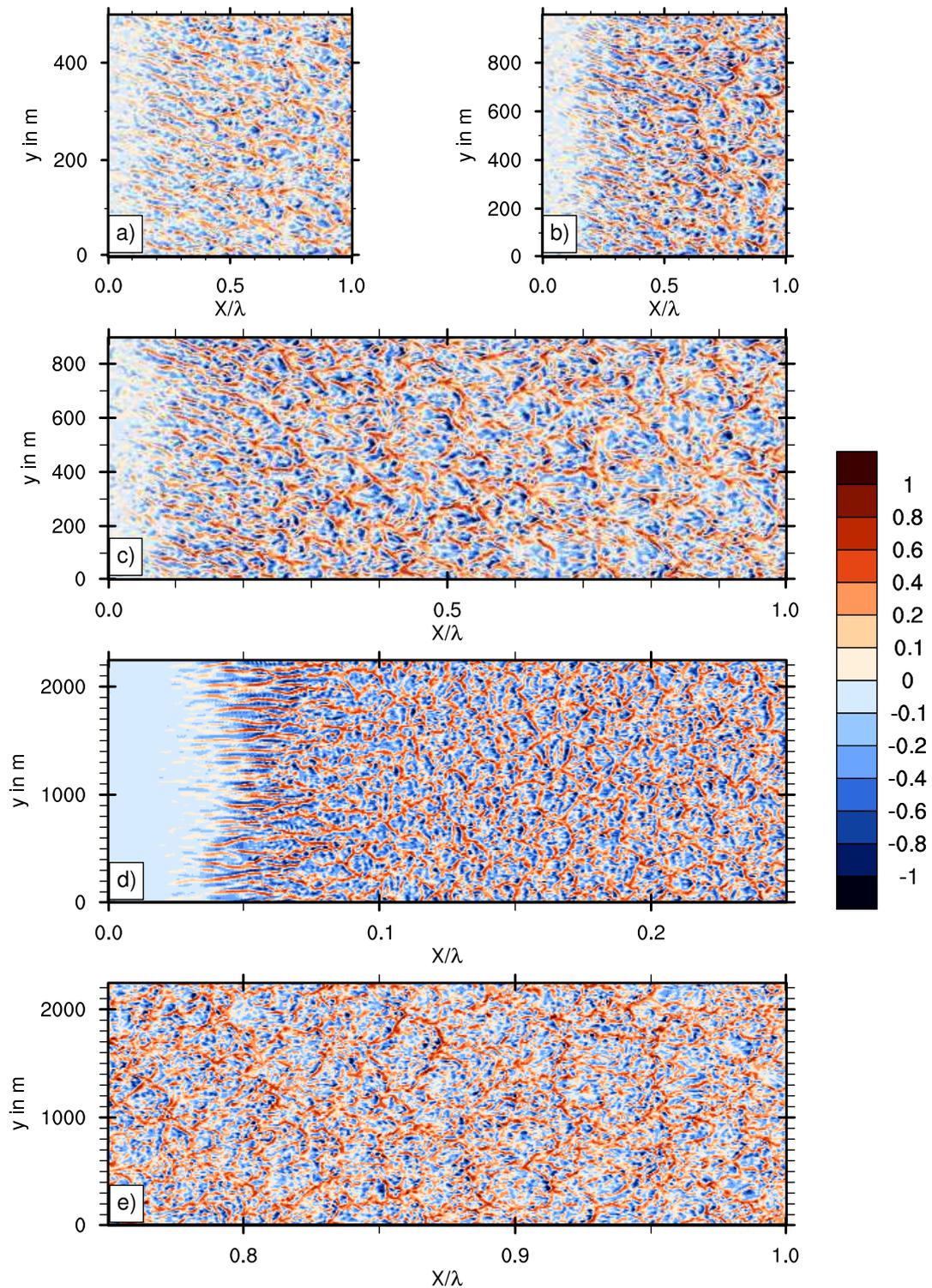
**Abbildung 4.55:** Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit  $\bar{u}$  in Strömungsrichtung am Einströmrand und an der Rinnenkante für  $\lambda = 1000$  m (a),  $\lambda = 5000$  m (b),  $\lambda = 10000$  m (c) und  $\lambda = 25000$  m (d).

Konvektion in diesem Bereich für breitere Rinnen noch nicht zufriedenstellend aufgelöst werden kann. Der Verlauf von  $shf$  für  $\lambda = 100$  m mit ausreichend hoher Auflösung zeigt hier einen nahezu konstanten Wärmefluss. Die zuvor für  $\theta_*$  und  $u_*$  jeweils beobachteten deutlichen Unterschiede nahe der Rinnenkante gleichen sich jedoch zum großen Teil aus. Während  $\theta_*$  hier mit zunehmender Auflösung ansteigt, geht  $u_*$  zurück. Die Zunahme von  $shf$  bis  $X \sim 1$  km ist auf die Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeit über diesem Teil der Rinne zurückzuführen, welche über die gleichzeitige Abnahme des Temperaturgradienten dominiert.

Ab  $X \sim 1$  km beginnt jedoch der thermische Effekt, d.h. die Erwärmung der Grenzschicht, über die Windzunahme zu dominieren, so dass  $shf$  allmählich zurückgeht. Der Rückgang wird noch deutlicher, wenn ab  $X \sim 2$  km die Windgeschwindigkeit ebenfalls zurückgeht. Der geschilderte Effekt der Strömungsbeschleunigung bereits stromaufwärts der Rinne bei sehr breiten Rinnen wirkt sich im Wesentlichen durch eine leichte Verstärkung des Wärmeflusses für sehr breite Rinnen aus, ändert aber nichts an der Dominanz des thermischen Effektes und des dadurch bedingten Rückgangs des Wärmeflusses für sehr große  $X$ . Der Beginn des Rückgangs wird allenfalls um wenige 100 Meter verschoben. Einen ähnlichen Verlauf von  $\langle shf \rangle (\lambda)$  haben auch [Zulauf und Krueger \(2003\)](#) in ihren Simulationen für Rinnenbreiten von 100 m bis 3200 m erhalten. Dort nahm  $\langle shf \rangle$  monoton um etwa 20 % zu. [Dare und Atkinson \(2000\)](#) stellten in mesoskaligen Simulationen von Polynyen eine sehr ähnliche Abhängigkeit des Wärmeflusses vom Fetch fest, wenn auch zu größerem  $X$  hin verschoben. Nach einer leichten Abnahme bis  $X \sim 1$  km nahm der Wärmefluss bis  $X = 20$  km zu. Diese Zunahme war verbunden mit einem Anstieg der bodennahen Windgeschwindigkeit. Für  $X > 20$  km nahm der Wärmefluss wieder ab, was dem nun dominierenden Einfluss des mit  $X$  abnehmenden Temperaturgradienten zugeschrieben wurde.

### Organisation der Konvektion bei breiten Rinnen

Bei breiten Rinnen ist wie auch schon in der Studie ohne Wind ein Übergang von zufällig verteilten Auf- und Abwinden in organisierte Konvektionszellen zu beobachten. [Abbildung 4.56](#) veranschaulicht dies mit Horizontalschnitten der instantanen Vertikalgeschwindigkeit. Bei allen dort abgebildeten Rinnenbreiten ist wenige hundert Meter nach Einsetzen der Konvektion ein Übergang in das typische Muster der Zellenkonvektion zu erkennen. Bei  $\lambda = 25000$  m setzt die aufgelöste Konvektion erst relativ spät ein, was der unzureichenden Auflösung nahe der Rinnenkante geschuldet ist. Die schlechte Auflösung spiegelt sich auch in den rollenähnlichen Strukturen der einsetzenden Konvektion wieder (vgl. [Kapitel 3](#)). Der Durchmesser der Konvektionszellen steigt mit zunehmendem Fetch an. Er beträgt über der 2500 m breiten Rinne zunächst etwa 100 bis 150 m und wächst bis zur stromabwärtigen Rinnenkante auf 200 bis 250 m an. Am stärksten wachsen die Konvektionszellen über der 25000 m breiten Rinne, von anfangs 300 m Durchmesser auf etwa 500 m nahe der stromabwärtigen Rinnenkante. Das Wachstum der Konvektionszellen ist in erster Linie auf die ebenfalls mit dem Fetch anwachsende Mächtigkeit der Grenzschicht zurückzuführen (vergleiche [Abbildungen 4.46](#) und [4.47](#)). Diese erhöht sich zum Beispiel bei  $\lambda = 25000$  m von 100 m im Bereich des Übergangs zur Zellenkonvektion auf 300 bis 350 m am Ende der



**Abbildung 4.56:** Horizontalschnitte durch das Feld der instantanen Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  in  $\text{ms}^{-1}$  an der jeweils untersten Gitterebene für a)  $\lambda = 500$  m, b)  $\lambda = 1000$  m, c)  $\lambda = 2500$  m, sowie d) und e)  $\lambda = 25000$  m (d) Ausschnitt von  $X = 0$  bis  $0.25 \lambda$  und e) Ausschnitt von  $X = 0.75$  bis  $1.0 \lambda$ ).

Rinne. Das Aspektverhältnis der Konvektionszellen<sup>11</sup> beträgt in der Regel ungefähr 2 bis 2,5. Der Übergang zur Zellenkonvektion findet ungefähr dann statt, wenn die Grenzschicht eine Mächtigkeit von etwa 100 m erreicht hat. Dies deckt sich mit den Ergebnissen der Studie ohne Wind. Auch dort konnte eine Organisation der Konvektion erst dann beobachtet werden, wenn die Grenzschicht (außerhalb des konvergenzbedingten Plumes in der Rinnenmitte) eine Mächtigkeit von 100 m überschritten hatte. Dies geschah bei einem Fetch von ungefähr 4 bis 5 km, also erheblich weiter stromabwärts als in der Studie mit Wind, was auf die unterschiedliche Schichtung in Bodennähe zurückzuführen ist. In der Studie ohne Wind war die bodennahe Grenzschicht über dem Randbereich der Rinne stark stabil geschichtet (vgl. Abbildung 4.38). In der Studie mit Wind ist die Grenzschicht dagegen bereits an der stromaufwärtigen Rinnenkante bis in eine Höhe von etwa 100 m nahezu neutral geschichtet (vgl. Abbildung 4.52). Wie bereits erläutert wurde, liegt dies an der bei turbulentem Einströmen bereits stromaufwärts der Rinne turbulenten und durchmischten Grenzschicht. In der Studie ohne Wind wurde die bodennahe stabile Schichtung noch dadurch verstärkt, dass sich die Grenzschicht oberhalb der Bodenschicht im Laufe der Simulation signifikant erwärmt hatte. In der neutralen Schichtung der Studie mit Wind kann die Grenzschicht somit deutlich schneller anwachsen als in der stabil geschichteten Grenzschicht der Studie ohne Wind.

Anders als in der Studie mit Wind führt nicht die Organisation der Konvektion zu einer Abnahme der Windgeschwindigkeit. Nach dem Übergang in organisierte Konvektion nimmt die Windgeschwindigkeit zunächst noch weiter zu und erst deutlich weiter stromabwärts aufgrund des allmählich sinkenden Wärmeflusses und der zurückgehenden Intensität der Konvektion leicht ab. Während es sich in der Studie ohne mittleren Wind in der Rinnenmitte um ortsfeste Konvektionszellen handelt und die dadurch hervorgerufenen lokalen Druckgradienten die großräumige Zirkulation schwächen, werden die Konvektionszellen in den Simulationen mit mittlerem Wind stets mit der mittleren Strömung advehiert, die zudem viel stärker ist als die thermische Zirkulation in der Situation ohne mittleren Wind. Auch der Rückgang von  $\langle shf \rangle$  für sehr breite Rinnen ist nicht auf die organisierte Konvektion zurückzuführen, sondern auf die Tatsache, dass bei gleichbleibender Abnahme von  $\langle \theta_* \rangle$  mit  $\lambda$  die bodennahe Windgeschwindigkeit ab einem Fetch von etwa 2 km allmählich zurückgeht, so dass das rinnengemittelte  $\langle u_* \rangle$  ab  $\lambda = 2500$  m weniger stark ansteigt und ab  $\lambda = 10000$  m schließlich stagniert.

---

<sup>11</sup>das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Erstreckung der Konvektionszellen



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Effizienz des Wärmeaustausches über Eisrinnen in Abhängigkeit von der Rinnenbreite. So wurde die Frage gestellt, ob eine breite Rinne mehr oder weniger Wärme freisetzt als mehrere schmale Rinnen der zusammenaddiert gleichen Fläche. Die bisher zu diesem Thema veröffentlichten Untersuchungen lieferten teilweise widersprüchliche Ergebnisse. Sie umfassten in der Regel nur einen begrenzten Bereich an Rinnenbreiten und waren im Falle von LES-Studien stark beeinflusst von numerischen Parametern, insbesondere der unzureichenden Auflösung.

In der vorliegenden Arbeit wurde die atmosphärische Grenzschicht über Rinnen im Meer eis mit einem hochauflösenden LES-Modell simuliert. Erstmals gelang es, die durch die Eisrinne generierte Konvektion über der gesamten Rinne aufzulösen. Es konnte in einer Sensitivitätsstudie bezüglich der Gitterweite gezeigt werden, dass die in früheren Studien beobachteten organisierten, rollenähnlichen Strukturen über der Rinne mit hinreichend hoher Auflösung verschwinden. Unter Verwendung eines turbulenten Einströmens konnte die Konvektion über der Rinne bei gleicher Gitterweite besser erfasst werden als mit dem herkömmlichen laminaren Einströmen. Die zuvor beobachteten organisierten Strukturen traten dabei auch bei grober Auflösung nicht auf. Bereits stromaufwärts der Rinne vorhandene Strukturen in der turbulenten Strömung blieben bei der Überströmung der Rinne erhalten und wurden verstärkt. Die verbesserte effektive Auflösung mit turbulentem Einströmen konnte vor allem darauf zurückgeführt werden, dass das Modellgebiet stromaufwärts der Rinne im laminaren Fall um ein Vielfaches zu kurz war und die Grenzschicht über dem Eis im laminaren Fall noch nicht vollständig entwickelt war. Die mit turbulentem Einströmen bereits stromaufwärts der Rinne vorhandene Grenzschichtturbulenz triggert die Konvektion über der Rinne wirksamer und schneller als dies bei laminarem Einströmen der Fall ist.

Es konnte somit nachgewiesen werden, dass PALM mit den vorhandenen Ressourcen in der Lage ist, nahezu alle Skalen der über Eisrinnen entstehenden Turbulenz aufzulösen. Dies ermöglichte es, bei der Untersuchung des Wärmeaustausches in Abhängigkeit von der Rinnenbreite eine weitgehende Unabhängigkeit der Ergebnisse von Auflösung und Modellgebietsgröße zu erreichen.

Die Ergebnisse der bislang einzigen, ein breites Spektrum an Rinnenbreiten umfassenden Studie von [Esau \(2007\)](#) für einen Fall ohne mittleren Wind konnten im Rahmen dieser Arbeit zunächst qualitativ verifiziert werden. Gleichzeitig wurde aber deutlich, dass die Ergebnisse der Studie deutlich von numerischen Randbedingungen wie Modellgebietsgröße und Auflösung abhängen und daher nur eine eingeschränkte physikalische Interpretation erlauben. Der Spezialfall einer anfänglich ruhenden Atmosphäre, wobei sich eine von der

Konvektion über der Rinne angetriebene thermisch direkte Zirkulation entwickelt, stellt eine hochgradig instationäre Situation dar, die es erschwerte, vergleichbare Bedingungen für den Vergleich verschiedener Rinnenbreiten zu schaffen. Die Präsenz einer Oszillation in der durch die Rinne induzierten Zirkulation ermöglichte es jedoch, vergleichbare Zeitpunkte für die Simulationen der verschiedenen Rinnenbreiten zu ermitteln. Mit der Vorgabe eines konstanten, ausreichend großen Verhältnisses von Eisfläche zu Rinnenbreite sowie eines konstanten Verhältnisses von hoher Auflösung zu Rinnenbreite gelang es, von solchen numerischen Parametern unbeeinflusste Ergebnisse für die Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite zu erhalten.

Während die Studie von [Esau \(2007\)](#) eine nicht-monotone Verteilung des über die Rinnenfläche gemittelten bodennahen Wärmeflusses  $\langle shf \rangle (\lambda)$  mit einem Maximum bei Rinnenbreiten von einigen Kilometern lieferte, ergab sich in der von numerischen Parametern unbeeinflussten Studie eine monotone Abnahme von  $\langle shf \rangle$  mit  $\lambda$ . Dabei erfolgte die Abnahme für Rinnen bis 5 km Breite in der semi-logarithmischen Darstellung nahezu linear mit geringer negativer Steigung. Bei  $\lambda = 5$  km trat ein Skalensprung auf, gefolgt von einer ebenfalls nahezu linearen Abnahme mit größerer negativer Steigung für noch breitere Rinnen.

Die beobachtete Abhängigkeit des Wärmeflusses von der Rinnenbreite konnte durch das Verhalten der unmittelbar in die Berechnung des Wärmeflusses eingehenden Größen  $u_*$  und  $\theta_*$  erklärt werden. Über das gesamte Spektrum an Rinnenbreiten dominierte die Abnahme von  $\langle \theta_* \rangle (\lambda)$  gegenüber der gleichzeitigen Zunahme von  $\langle u_* \rangle (\lambda)$ . Der mit zunehmendem Fetch, d.h. auch mit zunehmender Rinnenbreite abnehmende bodennahe Temperaturgradient überwiegt somit gegenüber der Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeit durch die sich mit zunehmender Rinnenbreite intensivierende rinneninduzierte Zirkulation. Der Skalensprung konnte darauf zurückgeführt werden, dass bei sehr breiten Rinnen der bodennahe Temperaturgradient weiterhin mit wachsender Rinnenbreite abnahm, die Stärke der mesoskaligen Zirkulation jedoch (über die Rinne gemittelt) ein Maximum erreichte und für noch breitere Rinnen konstant blieb. Zwar nahm die Zirkulation in den äußeren Rinnenbereichen weiter an Stärke zu, im Zentrum der Rinne ging jedoch die bodennahe Windgeschwindigkeit deutlich zurück. Dieser Effekt ist eine Folge des zunehmenden Übergangs von zufällig verteilten Auf- und Abwinden in organisierte Zellenkonvektion im Zentrum der Rinne, wie sie auch bei [Esau \(2007\)](#) beobachtet wurde. Im Unterschied zu [Esau \(2007\)](#) konvergiert die Zirkulation jedoch auch für sehr breite Rinnen noch im Zentrum der Rinne, und die Organisation der Konvektion beginnt erst ab einer Rinnenbreite von etwa 10000 m.

Bei den Simulationen ohne mittleren Wind wurde aufgrund der zyklischen Randbedingungen des Modells in Wirklichkeit eine Abfolge von zahlreichen, hintereinanderliegenden Rinnen mit jeweils konstantem Abstand im Verhältnis zur Modellgebietsgröße simuliert. In einer Sensitivitätsstudie wurde der Rinnenabstand variiert. Sowohl mit größerem als auch kleinerem Rinnenabstand nahm der Wärmefluss weiterhin monoton mit zunehmender Rinnenbreite ab. Für große Rinnenabstände ( $\geq 9 \lambda$ ) konnte eine Unabhängigkeit der Ergebnisse vom Rinnenabstand festgestellt werden. Mit geringerem Abstand ( $1,5 \lambda$ ) offenbarte sich eine gegenseitige Beeinflussung benachbarter Rinnen, die eine deutliche Reduzierung des Wärmeflusses zur Folge hatte.

Abschließend wurde ein Fall mit einer Anströmung senkrecht zur Rinne untersucht. Eine Testreihe mit Variation der Windgeschwindigkeit für  $\lambda = 1000$  m zeigte, dass schon bei einer sehr schwachen Windkomponente senkrecht zur Rinne die thermische Zirkulation deutlich modifiziert wird. Bei einer Rinnenbreite von 1000 m reichte eine Windgeschwindigkeit von  $2 \text{ ms}^{-1}$  bereits aus, um die Zirkulation vollständig zu unterdrücken. Bei der schließlich für die Studie mit Wind verwendeten Windgeschwindigkeit von  $5 \text{ ms}^{-1}$  war dies für alle Rinnenbreiten der Fall. Im Gegensatz zur Studie ohne mittleren Wind wurde festgestellt, dass der Wärmefluss in erster Näherung unabhängig von der Rinnenbreite ist. Anders als bei der Studie ohne Wind haben sich der Rückgang von  $\langle \theta_* \rangle (\lambda)$  und der Anstieg von  $\langle u_* \rangle (\lambda)$  über fast das gesamte Spektrum an Rinnenbreiten ungefähr kompensiert. Dies ist gleichbedeutend mit einem Gleichgewicht zwischen der mit dem Fetch und  $\lambda$  zunehmenden Erwärmung der Grenzschicht (welche eine Reduzierung des Wärmeflusses zur Folge hat) und der den Wärmefluss verstärkenden Zunahme der bodennahen Windgeschwindigkeit. Letztere wird in diesem Fall im Unterschied zu der Studie ohne Wind durch das verstärkte Heruntermischen von höherem Impuls infolge der mit  $\lambda$  zunehmenden Konvektion verursacht. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit Aussagen früherer Studien, nach denen der bodennahe Wärmefluss für Rinnenbreiten ab etwa 200 m unabhängig vom Fetch ist (Andreas und Murphy, 1986; Alam und Curry, 1997).

Bei genauerer Betrachtung der eigenen Ergebnisse ergab sich ein nicht-monotoner Verlauf von  $\langle shf \rangle (\lambda)$  mit einem Maximum für Rinnenbreiten von wenigen Kilometern. Eine ähnliche Verstärkung des Wärmeflusses für Rinnen dieser Breite haben auch Zulauf und Krueger (2003) beobachtet. Ähnlich wie in der Studie ohne mittleren Wind stagnierte die bodennahe Windgeschwindigkeit für  $\lambda \geq 5$  km, was bei gleichzeitiger Abnahme des Temperaturunterschiedes zwischen Luft und Wasser zu einer leichten Abnahme des Wärmeflusses führte.

Im Gegensatz zu einigen früheren Studien machte sich die Abnahme des Wärmeflusses erst ab einem Fetch von etwa 1,5 km bemerkbar und nicht bereits unmittelbar am Anfang der Rinne. Davor stieg der Wärmefluss zunächst mit zunehmendem Fetch an und blieb dann konstant. Als Ursache dafür konnte die in diesem Bereich stark zunehmende bodennahe Windgeschwindigkeit identifiziert werden, die wiederum auf die sich mit zunehmendem Fetch verstärkende Konvektion und Durchmischung infolge der anwachsenden konvektiven Grenzschicht zurückzuführen war.

Allgemein ist der Wärmeaustausch über Eisrinnen im Vergleich zum offenen Meer deutlich erhöht, da durch die großen Temperaturunterschiede zwischen der Rinne und der darüber strömenden Luft durch Auftriebsprozesse angetriebene freie Konvektion entsteht. Diese ist über offenem Meer in der Regel nicht vorhanden, da der Temperaturunterschied zwischen Meeresoberfläche und der Luftschicht darüber meist sehr gering ist. Die Überströmung sehr breiter Rinnen lässt sich mit einem Kaltluftausbruch vergleichen, bei dem kalte Luft vom Eis auf das offene Meer strömt. Auch hier ist der Wärmefluss nahe der Eiskante zunächst sehr hoch, sinkt jedoch mit zunehmendem Fetch immer stärker.

Zu Anfang wurde die Frage gestellt, wie sich die Wärmeabgabe einer breiten Rinne

gegenüber der Wärmeabgabe mehrerer schmaler Rinnen mit zusammengenommen gleicher Fläche verhält. Mithilfe der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse kann nun festgehalten werden, dass bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten schmale Rinnen im Verhältnis zur Rinnenfläche mehr Wärme abgeben als breite Rinnen. Dies gilt vermutlich auch für parallel zur Rinne wehenden Wind. Bei signifikanter Windkomponente senkrecht zur Rinne ist die Rinnenbreite von nachrangiger Bedeutung, das Wärmeflussmaximum ist nur schwach ausgeprägt und liegt bei Rinnenbreiten um etwa 2,5 km. Lediglich bei sehr breiten Rinnen reduziert sich die Wärmeabgabe gegenüber schmalen Rinnen deutlich. Im Vergleich zum Fall ohne mittleren Wind ist der Wärmefluss um 20 bis 40 % erhöht, was insbesondere auf die höhere bodennahe Windgeschwindigkeit zurückgeführt werden kann. Es muss jedoch betont werden, dass es sich dabei um zwei grundverschiedene Situationen handelt, bei denen jeweils verschiedene Mechanismen wirken.

Die Abhängigkeit des Wärmeaustausches von der Rinnenbreite muss differenziert betrachtet werden. Im Fall ohne mittleren Wind transportieren die schmalsten Rinnen die Wärme am effizientesten, mit mittlerem Wind sind es Rinnen von wenigen Kilometern Breite. Für Rinnen breiter als 5 km nähert sich der Wärmefluss in beiden Fällen allmählich den Verhältnissen bei einem Kaltluftausbruch über offenem Meer an. Grundsätzlich konkurrieren zwei Effekte miteinander. Der Temperaturgradient zwischen Wasseroberfläche und der Luft unmittelbar darüber ist stets an der stromaufwärtigen Eiskante maximal und nimmt mit zunehmendem Fetch ab. Für sich allein genommen würde dies in einer entsprechenden Abnahme des Wärmeflusses mit der Rinnenbreite resultieren, würde dem nicht ein zweiter Effekt entgegenwirken. Die bodennahe Windgeschwindigkeit nimmt nämlich mit zunehmendem Fetch aufgrund der zunehmend stärkeren Konvektion und Durchmischung zunächst zu. Beide Effekte wirken entgegengesetzt auf den Wärmefluss und gleichen sich in erster Näherung aus. Ohne mittleren Wind dominiert der negativ wirkende thermische Effekt, mit mittlerem Wind dominiert zumindest für schmalere Rinnen bis hin zu wenigen Kilometern Breite der positiv wirkende Effekt der Windzunahme über der Rinne. Für sehr breite Rinnen überwiegt auch hier der thermische Effekt.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Abhängigkeit des Wärmeaustausches über Eisrinnen von der Rinnenbreite für einen Fall ohne mittleren Wind sowie einen Fall mit senkrecht zur Rinne wehendem Wind untersucht. Im Unterschied zu früheren Studien wurde ein breites Spektrum von Rinnenbreiten betrachtet und eine Abhängigkeit von numerischen Randbedingungen weitestgehend vermieden. Die wenigen vergleichbaren Studien aus der Literatur, deren Ergebnisse sich teilweise widersprechen, konnten teils bestätigt, teils widerlegt werden.

Der Wärmeaustausch über Eisrinnen ist, wie in Kapitel 1.3 geschildert wurde, nicht nur von der Rinnenbreite abhängig, sondern von vielen weiteren atmosphärischen Parametern. Hierzu gehört insbesondere die Windgeschwindigkeit und -richtung, wie im Rahmen dieser Arbeit bereits in Ansätzen deutlich wurde. Ein nächster Schritt wäre die Wiederholung der hier präsentierten Studien für eine höhere Windgeschwindigkeit sowie für verschiedene schräge Anströmungen der Rinne.

Weitere atmosphärische Parameter mit erheblichem Einfluss auf den Wärmeaustausch über Eisrinnen sind Temperatur und Schichtung der Grenzschicht stromaufwärts der Rinne.

Insbesondere im Winter werden häufig deutlich größere Temperaturunterschiede zwischen Eis und Wasser als die hier simulierten 8 K beobachtet. Ein größerer Temperaturunterschied hat zunächst höhere Wärmeflüsse zur Folge, begünstigt jedoch auch ein Zufrieren der Rinne, das wiederum den Wärmefluss reduziert.

Die Wechselwirkung zwischen atmosphärischer und ozeanischer Grenzschicht mit der Rinne als Schnittstelle ist ein weiterer interessanter Aspekt, der in weiterführenden Studien untersucht werden könnte. Hierzu bieten sich gekoppelte Atmosphären-Ozean-Modelle an. Auch PALM bietet die Möglichkeit einer solchen Kopplung, eine entsprechende Studie konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr realisiert werden.

Der Einfachheit halber wurden in dieser Arbeit die Rauigkeitslängen für Impuls  $z_{0_m}$  und Temperatur  $z_{0_t}$  gleichgesetzt. In der Realität gilt jedoch fast immer  $z_{0_t} < z_{0_m}$  (Andreas, 1987). Das Verhältnis von  $z_{0_t}$  zu  $z_{0_m}$  wird mit zunehmender Rauigkeit immer kleiner. Durch das in  $\theta_*$  eingehende  $z_{0_t}$  (Gleichung 2.47) sinkt  $shf$ , wenn  $z_{0_t} < z_{0_m}$  berücksichtigt wird. Dies konnte in einer Testsimulation mit  $z_{0_t} = 0,1 z_{0_m}$  bestätigt werden. Das bedeutet, dass der absolute Betrag des Wärmeflusses in den hier gezeigten Simulationen im Vergleich zur Realität überschätzt wurde. Generell ist das in dieser Arbeit verwendete  $z_0$  (0,1 m über Eis, 0,01 m über Wasser) unrealistisch groß. Es wurde lediglich beibehalten, um die Ergebnisse mit Esau (2007) vergleichen zu können und eine zusätzliche Parameterabhängigkeit zu vermeiden.

Wie in Kapitel 1.4 beschrieben, wurden mit PALM erzielte Ergebnisse bereits dazu verwendet, Parametrisierungen des Einflusses von Eisrinnen auf die atmosphärische Grenzschicht für ein mikroskaliges, nicht turbulenzauflösendes Modell zu entwickeln (Lüpkes et al., 2008a). Solche Parametrisierungen können schließlich dazu dienen, auch die Parametrisierungen in Klimamodellen hinsichtlich der Auswirkungen von Eisrinnen zu verbessern. Insofern stellt diese Arbeit einen wichtigen ersten Schritt dahingehend dar. Weiterführende Studien sind jedoch angesichts der Vielfalt der beeinflussenden Parameter und der dadurch entstehenden Komplexität unbedingt notwendig.



# Literaturverzeichnis

- Alam, A. und J. A. Curry (1997):** Determination of surface turbulent fluxes over leads in Arctic sea ice. *J. Geophys. Res.*, **102 (C2)**, 3.331–3.344.
- (1998): Evolution of new ice and turbulent fluxes over freezing winter leads. *J. Geophys. Res.*, **103 (C8)**, 15.783–15.802.
- Andreas, E. L. (1987):** A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice. *Boundary-Layer Meteorol.*, **38**, 159–184.
- Andreas, E. L. und B. A. Cash (1999):** Convective heat transfer over wintertime leads and polynyas. *J. Geophys. Res.*, **104 (C11)**, 25.721–25.734.
- Andreas, E. L. und B. Murphy (1986):** Bulk transfer coefficients for heat and momentum over leads and polynyas. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 1.875–1.883.
- Andreas, E. L., C. A. Paulson, R. M. Williams, R. W. Lindsay und J. A. Businger (1979):** The turbulent heat flux from Arctic leads. *Boundary-Layer Meteorol.*, **17**, 57–91.
- Arakawa, A. (1966):** Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion: Two-dimensional incompressible flow. Part I. *J. Comput. Phys.*, **1**, 119–143.
- Augstein, E. (1997):** The expedition ARCTIC '96 of RV Polarstern" (ARK XII) with the Arctic Climate System Study (ACSYS). *Berichte zur Polarforschung 234*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Bange, J., M. Buschmann, T. Spiess, P. Zittel und P. Vorsmann (2002):** Umrüstung der Hubschrauberschleppsonde Helipod, Vorstellung eines einzigartigen meteorologischen Forschungssystems. In *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Stuttgart, Germany, 23-26 September 2002*.
- Beare, R. J., M. K. MacVean, A. A. M. Holtslag, J. Cuxart, I. Esau, J.-C. Golaz, M. A. Jimenez, M. Khairoutdinov, B. Kosovic, D. Lewellen, T. S. Lund, J. K. Lundquist, A. McCabe, A. F. Moene, Y. Noh, S. Raasch und P. Sullivan (2006):** An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 247–272.
- Blackadar, A. K. (1997):** *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*. Springer-Verlag, Berlin, 185 S.

- Bou-Zeid, E., J. Overney, B. D. Rogers und M. B. Parlange (2009):** The Effects of Building Representation and Clustering in Large-Eddy Simulations of Flows in Urban Canopies. *Boundary-Layer Meteorol.*, **132**, 415–436.
- Burk, S. D., R. W. Fett und R. E. Englebretson (1997):** Numerical simulation of cloud plumes emanating from Arctic leads. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16.529–16.544.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi und E. F. Bradley (1971):** Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181–189.
- Chen, F. und R. Avissar (1994):** Impact of Land-Surface Moisture Variability on Local Shallow Convective Cumulus and Precipitation in Large-Scale Models. *J. Appl. Meteorol.*, **33**, 1.382–1.401.
- Chlond, A. (1998):** *Grobstruktursimulation - eine Methode zur Berechnung turbulenter atmosphärischer Strömungen*. Habilitationsschrift, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg.
- Courant, R., K. Friedrichs und H. Lewy (1928):** Über die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. *Math. Ann.*, **100**, 32–74.
- Dare, R. A. und B. W. Atkinson (1999):** Numerical modelling of atmospheric response to polynyas in the Southern Ocean sea ice zone. *J. Geophys. Res.*, **104 (D14)**, 16.691–16.708.
- (2000): Atmospheric response to spatial variations in concentration and size of polynyas in the Southern Ocean sea-ice zone. *Boundary-Layer Meteorol.*, **94**, 65–88.
- Deardorff, J. W. (1970):** A three-dimensional numerical investigation of the idealized planetary boundary layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, **1**, 377–410.
- (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. *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 495–527.
- den Hartog, G., S. D. Smith, R. J. Anderson, D. R. Topham und R. G. Perkin (1983):** An investigation of a polynya in the Canadian Archipelago 3, Surface heat flux. *J. Geophys. Res.*, **88 (C5)**, 2.911–2.916.
- Drobinski, P. und R. C. Foster (2003):** On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary-layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **108**, 247–256.
- Dupont, S., J.-M. Bonnefond, M. R. Irvine, E. Lamaud und Y. Brunet (2011):** Long-distance edge effects in a pine forest with a deep and sparse trunk space: In situ and numerical experiments. *Agricultural and Forest Meteorology*, **151**, 328–344.

- Durrán, D. R. (1999):** *Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, 465 S.
- Esau, I. N. (2004):** Simulation of Ekman boundary layers by large eddy model with dynamic mixed subfilter closure. *Environ. Fluid Mech.*, **4**, 273–303.
- (2007): Amplification of turbulent exchange over wide Arctic leads: Large-eddy simulation study. *J. Geophys. Res.*, **112**, D08109, doi:10.1029/2006JD007225.
- Etling, D. (2002):** *Theoretische Meteorologie, eine Einführung*. Springer-Verlag, Berlin, 2. Aufl., 354 S.
- Fett, R. W., S. D. Burk, W. T. Thompson und T. L. Kozo (1994):** Environmental phenomena of the Beaufort Sea observed during the Leads Experiment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **75**, 2.131–2.145.
- Foken, T. (2006):** *Angewandte Meteorologie: Mikrometeorologische Methoden*. Springer-Verlag, Berlin, 2. Aufl., 325 S.
- Fröhlich, J. (2006):** *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, 414 S.
- Garbrecht, T. (2002):** Impuls- und Wärmeaustausch zwischen der Atmosphäre und dem eisbedeckten Ozean. *Berichte zur Polarforschung 410*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Germano, M., U. Piomelli, P. Moin und W. H. Cabot (1991):** A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A*, **3**, 1.760–1.765.
- Glendening, J. W. (1994):** Dependence of a plume heat budget upon lateral advection. *J. Atmos. Sci.*, **51(23)**, 3.517–3.530.
- Glendening, J. W. und S. D. Burk (1992):** Turbulent transport from an Arctic lead: A large eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorol.*, **59**, 315–339.
- Gollnik, T. (2008):** *Parametrisierung turbulenter Flüsse über Eisrinnen in einem mikroskaligen Atmosphärenmodell*. Diplomarbeit, Universität Bremen.
- Gropp, W., E. Lusk und A. Skjellum (2007):** *MPI - Eine Einführung - Portable parallele Programmierung mit dem Message-Passing Interface*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 387 S., aus dem Englischen von Holger Blaar.
- Grötzner, A., R. Sausen und M. Claussen (1996):** The impact of sub-grid scale sea-ice inhomogeneities on the performance of the atmospheric general circulation model ECHAM3. *Climate Dyn.*, **12**, 477–496.
- Gryschka, M. (2010):** *Untersuchungen zur Entwicklung von Rollenkonvektion in Kaltluftausbrüchen mittels Grobstruktursimulation*. Dissertation, 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.
- Guest, P. S. (2007):** Measuring turbulent heat fluxes over leads using kites. *J. Geophys. Res.*, **112**, C05021.
- Gultepe, I., G. A. Isaac, A. Williams, D. Marcotte und K. B. Strawbridge (2003):** Turbulent heat fluxes over leads and polynyas, and their effects on Arctic clouds during FIRE.ACE: aircraft observations for April 1998. *Atmos. Ocean*, **41**, 15–34.
- Hartmann, J., F. Albers und ... (1999):** Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study (ARTIST). *Berichte zur Polarforschung 305*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Hartmann, J., C. Lüpkes, G. Birnbaum, M. Yelland, R. Pascal, T. Spiess und M. Buschmann (2003):** Ship based and airborne measurements over Arctic leads. In *The ACSYS decade and beyond 11-14 November 2003 Arctic and Antarctic Research Institute of Roshydromet (AARI of Roshydromet) St. Petersburg, Russia : ACSYS Final Science Conference ; Progress in understanding the Arctic climate system ; book of abstracts (WCRP-118 (CD) WMO/TD No. 1232),4. (WCRP-118 (CD) WMO/TD No. 1232),4.*
- Heide, A. B., C. Lüpkes und J. Hartmann (2004):** Schiffsmessungen von Oberflächenflüssen über Eisrinnen in der winterlichen Arktis. In *DACH-Meteorologentagung, Karlsruhe*.
- Ishihara, T., Y. Kaneda, M. Yokokawa, K. Itakura und A. Uno (2007):** Small-scale statistics in high-resolution direct numerical simulation of turbulence: Reynolds number dependence of one-point velocity gradient statistics. *J. Fluid Mech.*, **592**, 335–366.
- Kataoka, H. und M. Mizuno (2002):** Numerical flow computation around aeroelastic 3D square cylinder using inflow turbulence. *Wind and Structures*, **5**, 379–392.
- Kolmogorov, A. N. (1941):** Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen Reynoldsen Zahlen. *Dokl. Akad. Nauk*, **32**, 299–303, nachdruck in: H. Goering (Hsg.), 1958: Statistische Theorie der Turbulenz, Akademie-Verlag, 77-81.
- Kraus, H. (2008):** *Grundlagen der Grenzschicht-Meteorologie*. Springer-Verlag, 211 S.
- Lesieur, M., O. Métais und P. Comte (2005):** *Large-eddy simulations of turbulence*. Cambridge University Press, 232 S.
- Letzel, M. O. (2007):** *High resolution Large-Eddy Simulation of turbulent flow around buildings*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.

- Letzel, M. O. und S. Raasch (2003)**: Large-Eddy Simulation of Thermally Induced Oscillations in the Convective Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2.328–2.341.
- Lilly, D. K. (1962)**: On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, **XIV**, 148–172.
- (1967): The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In *Proceedings of IBM Scientific Symposium on Environmental Sciences*, (S. 195–210), Thomas J. Watson Research Center.
- Lindsay, R. W. und D. A. Rothrock (1995)**: Arctic sea-ice leads from advanced very high-resolution radiometer images. *J. Geophys. Res.*, **100 (C3)**, 4.533–4.544.
- Lund, T. S., X. Wu und K. D. Squires (1998)**: Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comput. Phys.*, **140**, 233–258.
- Lüpkes, C., V. M. Gryanik, B. Witha, M. Gryschka, S. Raasch und T. Gollnik (2008a)**: Modeling convection over arctic leads with LES and a non-eddy-resolving microscale model. *J. Geophys. Res.*, **113**, C09028.
- Lüpkes, C., J. Hartmann, G. Birnbaum, W. Cohrs, M. Yelland, R. Pascal, T. Spiess und M. Buschmann (2004)**: Convection over Arctic leads (COAL). In U. Schauer und G. Kattner (Hg.), *The expedition ARKTIS XIX/1 a,b and XIX/2 of the Research Vessel Polarstern in 2003*, Nr. 481 in Reports on Polar and Marine Research, (S. 47–62), Alfred Wegener Institute for Polar and Marine Research, Bremerhaven.
- Lüpkes, C. und K. H. Schlünzen (1996)**: Modelling the arctic convective boundary-layer with different turbulence parameterisation. *Boundary-Layer Meteorol.*, **79**, 107–130.
- Lüpkes, C., T. Vihma, G. Birnbaum, S. Dierer, T. Garbrecht, V. M. Gryanik, M. Gryschka, J. Hartmann, G. Heinemann, L. Kaleschke, S. Raasch, H. Savijärvi, K. H. Schlünzen und U. Wacker (2012)**: *Arctic Climate Change: The ACSYS Decade and Beyond, Atmospheric and Oceanographic Sciences Library*, Bd. 43, Kap. 7. Mesoscale Modelling of the Arctic Atmospheric Boundary Layer and Its Interaction with Sea Ice, (S. 279–324). Springer Science+Business Media B.V.
- Lüpkes, C., T. Vihma, G. Birnbaum und U. Wacker (2008b)**: Influence of leads in sea ice on the temperature of the atmospheric boundary layer during polar night. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L03805.
- Mason, P. J. (1989)**: Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1.492–1.516.
- Maykut, G. A. (1986)**: *The Geophysics of Sea Ice*, Kap. 5. The Surface Heat and Mass Balance, (S. 395–464). Plenum Press.

- McLaren, A. S., P. Wadhams und R. Weintraub (1984):** The Sea Ice Topography of M'Clure Strait in Winter and Summer of 1960 from Submarine Profiles. *Arctic*, **372**, 110–120.
- Miles, M. W. und R. G. Barry (1998):** A 5-year climatology of winter sea ice leads in the western Arctic. *J. Geophys. Res.*, **103 (C10)**, 21.723–21.734.
- Mirocha, J. D., B. Kosovic und J. A. Curry (2005):** Vertical heat transfer in the lower atmosphere over the Arctic ocean during clear-sky periods. *Boundary-Layer Meteorol.*, **117**, 37–71.
- Mirocha, J. D., J. K. Lundquist und B. Kosovic (2010):** Implementation of a Non-linear Subfilter Turbulence Stress Model for Large-Eddy Simulation in the Advanced Research WRF Model. *Mon. Weather Rev.*, **138**, 4.212–4.228.
- Moeng, C.-H. (1984):** A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2.052–2.062.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard (1988):** Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **45 (23)**, 3.573–3.587.
- Monin, A. S. und A. M. Obukhov (1954):** Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr. Geofiz. Inst., Akad. Nauk SSSR*, **24 (151)**, 1.963–1.987.
- Mourad, P. D. und B. A. Walter (1996):** Analysis of mesoscale linear features observed in the Arctic atmospheric boundary layer. *Mon. Weather Rev.*, **124**, 1.924–1.940.
- NASA EOSDIS - NASA's Earth Observing System Data and Information System (2013):** Rapid Response - LANCE - Near Real Time (Orbit Swath) Images. <http://lance-modis.eosdis.nasa.gov/cgi-bin/imagery/realtime.cgi> (abgerufen am 09.02.2013).
- Orlanski, I. (1976):** Simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251–269.
- PALM Documentation (2010):** 3rd order Runge-Kutta scheme. <http://palm.muk.uni-hannover.de/wiki/doc/tec/rk3> (abgerufen am 13.08.2014).
- (2014): PALM - A PARallelized Large-Eddy Simulation Model for Atmospheric and Oceanic Flows. <http://palm.muk.uni-hannover.de> (abgerufen am 13.08.2014).
- Parmeter, R. R. und M. D. Coon (1972):** Model of pressure ridge formation in sea ice. *J. Geophys. Res.*, **77**, 6.565–6.575.
- Patrinos, A. A. N. und A. L. Kistler (1977):** A numerical study of the Chicago lake breeze. *Boundary-Layer Meteorol.*, **12**, 92–123.

- Paulson, C. A. und J. D. Smith (1974)**: The AIDJEX lead experiment. *AIDJEX Bulletin*, **23**, 1–8.
- Payne, R. E. (1972)**: Albedo of the Sea Surface. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 959–970.
- Perovich, D. K. (1996)**: *The Optical Properties of Sea Ice*. Nr. 96-1 in CRREL Monograph, U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, 25 S., monograph 96-1.
- Piacsek, S. A. und G. P. Williams (1970)**: Conservation properties of convection difference schemes. *J. Comput. Phys.*, **6**, 392–405.
- Raasch, S. und D. Etling (1991)**: Numerical simulation of rotating turbulent thermal convection. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **64**, 185–199.
- (1998): Modeling Deep Ocean Convection: Large Eddy Simulation in Comparison with Laboratory Experiments. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 1.786–1.802.
- Raasch, S. und M. Schröter (2001)**: PALM - A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, **10**, 363–372.
- Roache, P. J. (1985)**: *Computational Fluid Dynamics*. Hermosa Publishers, 6. Aufl., 446 S.
- Ruffieux, D., P. O. G. Persson, C. W. Fairall und D. E. Wolfe (1995)**: Ice pack and lead surface energy budgets during LEADDEX 1992. *J. Geophys. Res.*, **100 (C3)**, 4.593–4.612.
- Schauer, U. und G. Kattner (2004)**: The Expedition ARKTIS XIX/1 a, b and XIX/2 of the Research Vessel 'POLARSTERN' in 2003. *Berichte zur Polarforschung 481*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Schlichting, H. und K. Gersten (2006)**: *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 10. Aufl., 799 S.
- Schlünzen, K. H., K. Bigalke, C. Lüpkes, U. Niemeier und K. v. Salzen (1996)**: Concept and realization of the mesoscale transport and fluid model 'METRAS'. *Technical Report 5*, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg.
- Schmidt, H. und U. Schumann (1989)**: Coherent Structure of the Convective Boundary Layer Derived from Large-Eddy Simulations. *J. Fluid Mech.*, **200**, 511–562.
- Schnell, R. C., R. G. Barry, M. W. Miles, E. L. Andreas, L. F. Radke, C. A. Brock, M. P. McCormick und J. L. Moore (1989)**: Lidar detection of leads in Arctic sea ice. *Nature*, **339**, 530–532.
- Schröter, M. (2003)**: *Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grobstrukturmodells*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover.

- Schröter, M., J. Bange und S. Raasch (2000):** Simulated airborne flux measurements in a LES generated convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **95**, 437–456.
- Schumann, U. (1975):** Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *J. Comput. Phys.*, **18**, 376–404.
- Serreze, M. C., J. A. Maslanik, M. C. Rehder, R. C. Schnell, J. D. Kahl und E. L. Andreas (1992):** Theoretical heights of buoyant convection above open leads in the winter Arctic pack ice cover. *J. Geophys. Res.*, **97 (C6)**, 9.411–9.422.
- Smagorinsky, J. (1958):** On the numerical integration of the primitive equations of motion for baroclinic flow in a closed region. *Mon. Weather Rev.*, **86**, 457–466.
- (1963): General Circulation experiment with the primitive equation. Part 1: The basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, **91**, 99–164.
- 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 (C6)**, 9.461–9.479.
- Stull, R. B. (1988):** *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Atmospheric Sciences Library, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 S.
- Sühning, M. (2010):** *Entwicklung und Optimierung numerischer Verfahren höherer Ordnung und ihre Implementierung im LES-Modell PALM*. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Leibniz Universität Hannover.
- 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, Universität Hannover.
- (2006): *Numerische Untersuchung der konvektiven Grenzschicht über realen heterogenen Landoberflächen mit einem Grobstruktursimulationsmodell*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover.
- Wadhams, P. (1986):** *The Nordic Seas*, Kap. 2. The Ice Cover, (S. 21–87). Springer-Verlag.
- (2000): *Ice in the Ocean*. Gordon and Breach Science Publishers, 351 S.
- Weinbrecht, S. und S. Raasch (2001):** High-resolution simulations of the turbulent flow in the vicinity of an Arctic lead. *J. Geophys. Res.*, **106 (C11)**, 27.035–27.046.
- Wicker, L. J. und W. C. Skamarock (2002):** Time-splitting methods for elastic models using forward time schemes. *Mon. Weather Rev.*, **130**, 2.088–2.097.
- Zulauf, M. A. und S. K. Krueger (2003):** Two-dimensional numerical simulations of Arctic leads: Plume penetration height. *J. Geophys. Res.*, **108 (C2)**, 8.050.

# Danksagung

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Projektes "The physics of turbulence over Antarctic leads and polynyas and its parameterization: a joint study using observations, LES and a micro-/mesoscale model" (RA 617/14-1,2) gefördert.

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Siegfried Raasch bedanken, der mir die Bearbeitung dieses interessanten Themas im Rahmen eines DFG-Projektes ermöglicht hat und mich während der gesamten Promotionszeit hervorragend betreut hat. Die Diskussionen mit ihm waren immer sehr hilfreich und haben mir häufig neue Sichtweisen und Wege aufgezeigt sowie Übersicht und Klarheit geschaffen, wenn ich mich verzettelt und in den Details verloren hatte.

Prof. Dr. Dieter Etling danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Dr. Christof Lüpkes, Tim Gollnik und Dr. Vladimir Gryanik vom Alfred-Wegener-Institut in Bremerhaven. Die Diskussionen im Rahmen des gemeinsamen DFG-Projektes waren stets hilfreich und motivierend.

Mein Dank gilt auch der gesamten PALM-Arbeitsgruppe und meinen ehemaligen Zimmerkollegen am IMUK für die stets freundliche und lockere Atmosphäre, so dass ich mich dort immer sehr wohlfühlt habe. Im Speziellen möchte ich Dr. Micha Gryschka, Dr. Gerald Steinfeld und Dr. Marcus Letzel für die fachlichen Hilfestellungen danken.

Dr. Gerald Steinfeld war es auch, der mir bei meiner derzeitigen Beschäftigung an der Universität Oldenburg ein wenig den Rücken freigehalten hat. Ohne sein Verständnis hätte ich die Dissertation vermutlich nicht neben der Arbeit fertigstellen können. Zudem hat er die Arbeit korrekturgelesen und mir wertvolle Ratschläge zur Verbesserung gegeben.

Am IMUK sei neben vielen weiteren ehemaligen Kollegen insbesondere Frau Brünig gedankt, die bei allen verwaltungstechnischen und formalen Dingen geholfen hat, sowie Dr. Notker Fechner, der bei Computerproblemen jeglicher Art behilflich war.

Die für diese Arbeit durchgeführten Simulationen wurden auf den Großrechnern des Norddeutschen Verbunds für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN) durchgeführt. Für die Unterstützung bei technischen Problemen mit den HLRN-Rechnern danke ich den Mitarbeitern des HLRN, insbesondere Gabriel Gaus.

Ganz besonders möchte ich meiner Familie danken, die mich während des gesamten Studiums unterstützt hat, sowie meiner Freundin Katrin Hehemann für das Korrekturlesen, den Rückhalt und die Ablenkung von der Arbeit in all den Jahren.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Björn Witha  
Geburtsdatum 17.01.1981  
Geburtsort Hannover

## Bildungsweg

1987–1991 Grundschule Kardinal-Galen-Schule in Hannover-Misburg  
1991–1993 Orientierungsstufe Misburg  
1993–2000 Kurt-Schwitters-Gymnasium Misburg  
06/2000 Abitur  
08/2000–06/2001 Zivildienst  
10/2001–02/2007 Studium der Meteorologie an der Leibniz Universität Hannover  
04/2004 Vordiplom im Fach Meteorologie  
01/2006–02/2007 Diplomarbeit, Titel: "Untersuchungen zur Variabilität postfrontaler Schauer"  
02/2007 Diplom im Fach Meteorologie  
03/2007–03/2014 Promotionsstudium der Meteorologie

## Beruflicher Werdegang

03/2007–04/2011 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Leibniz Universität Hannover, Bearbeitung des DFG-Projekts "The physics of turbulence over Antarctic leads and polynyas and its parameterization: a joint study using observations, LES and a micro-/mesoscale model"  
seit 05/2011 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei ForWind, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, Bearbeitung des BMU-Projekts "Parallelrechner-Cluster für CFD- und WEA-Modellierung"

# Wissenschaftliche Veröffentlichungen

## Artikel mit Bezug zur Dissertation

**Lüpkes, C., Gryanik, V., Witha, B., Gryscha, M., Raasch, S., Gollnik, T. (2008):** Modeling convection over arctic leads with LES and a non-eddy-resolving microscale model. *J. Geophys. Res.*, **113**, C09028

## Artikel ohne Bezug zur Dissertation

**Steinfeld, G., Witha, B., Dörenkämper, M., Gryscha, M. (2014):** Hochauflösende Large-Eddy Simulationen zur Untersuchung der Strömungsverhältnisse in Offshore-Windparks, *promet - meteorologische Fortbildung*, in der Begutachtungsphase

**Witha, B., Steinfeld, G., Dörenkämper, M., Heinemann, D. (2014):** Large-eddy simulation of multiple wakes in offshore wind farms. *Proceedings of The Science of Making Torque from Wind 2012, J. Phys.: Conf. Ser.*, in press

**Witha, B., Steinfeld, G., Heinemann, D. (2014):** Advanced turbine parameterizations in offshore LES wake simulations. *Extended abstract of the 6th International Symposium on Computational Wind Engineering*

**Witha, B., Steinfeld, G., Heinemann, D. (2014):** High-resolution offshore wake simulations with the LES model PALM. *Wind Energy - Impact of Turbulence, Research Topics in Wind Energy, Vol. 2*, 175–181

**Gryscha, M., Witha, B., Etlings, D. (2008):** Scale analysis of convective clouds. *Meteorol. Z.*, **17**, 785-791

## Vorträge mit Bezug zur Dissertation

**Witha, B., Raasch, S. (2009):** The effect of leads in the sea-ice on the Antarctic boundary layer: a high resolution study using a parallelized LES model with turbulent inflow. *EGU General Assembly 2009*, 19.-24.04.2009, Wien, Österreich

**Witha, B., Raasch, S. (2008):** The effect of leads in the sea-ice on the Antarctic boundary layer: a high resolution study using a parallelized LES model. *18th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, 09.-13.06.2008, Stockholm, Schweden

## Vorträge ohne Bezug zur Dissertation

**Witha, B., Steinfeld, G., Heinemann, D. (2014):** Advanced turbine parameterizations in offshore LES wake simulations. *6th International Symposium on Computational Wind Engineering*, 08.-12.06.2014, Hamburg

**Witha, B., Steinfeld, G., Dörenkämper, M., Heinemann, D. (2013):** Large-eddy Simulationen des Nachlaufs von Windenergieanlagen: Vergleich verschiedener Turbinenmo-

delle und Anwendung im Offshore-Windpark "EnBW Baltic 1". *DACH Meteorologentagung 2013*, 02.-06.09.2013, Innsbruck, Österreich

**Witha, B., Steinfeld, G., Dörenkämper, M., Heinemann, D. (2013):** Hochaufgelöste Nachlaufsimulationen mit dem LES-Modell PALM: Vergleich verschiedener Turbinenmodelle, *3. Fachtagung Energiemeteorologie*, 04.-06.06.2013, Grainau

**Witha, B., Steinfeld, G., Dörenkämper, M., Heinemann, D. (2012):** Large-eddy simulation of multiple wakes in the offshore wind farm Baltic 1. *12th EMS Annual Meeting*, 10.-14.09.2012, Łódź, Polen

**Witha, B., Steinfeld, G., Heinemann, D. (2012):** Hochaufgelöste Simulationen des Nachlaufs von Offshore-Windenergieanlagen mit dem LES-Modell PALM. *METTOOLS VIII*, 20.-22.03.2012, Leipzig

**Witha, B., Steinfeld, G., Heinemann, D. (2012):** High-resolution offshore wake simulations with the LES model PALM. *Euromech Colloquium 528*, 22.-24.02.2012, Oldenburg