

Drei eindimensionale Deckschichtmodelle im systematischen Vergleich

Diplomarbeit
von
Heiner Dietze



Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Kiel 2000

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel, Düsternbrooker Weg 20, D-24105
Kiel, e-Mail: hdietze@ifm.uni-kiel.de

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Die Modelle	6
2.1	Grundlegendes über eindimensionale Deckschichtmodelle	6
2.2	Herleitung der modellrelevanten Gleichungen des Kraus-Turner Modells	8
2.3	Herleitung der modellrelevanten Gleichungen des TKE Modells nach GASPAR ET AL. (1990)	12
2.4	Herleitung der modellrelevanten Gleichungen des KPP-Modells nach LARGE ET AL. (1994)	15
2.4.1	Der Diffusionskoeffizient für Impuls	16
2.4.2	Der Diffusionskoeffizient für Temperatur	19
2.4.3	Der 'nichtlokale' Transportterm	19
3	Experimente bei Station OWS-Papa	23
3.1	Meteorologische Antriebs- und ozeanische Evaluationsdaten	23
3.2	Optimierung von Parametern	28
3.2.1	Die Parameter des KT-Modells	28
3.2.2	Die Parameter des TKE-Modells	30
3.2.3	Die Parameter des KPP-Modells	33
3.3	Die Abhängigkeit der Modelle von der vertikalen Auflösung	35
3.3.1	Modelllösungen verschiedener Auflösung der drei Modelle im Vergleich	35
3.3.2	Kompensation der Auflösungsabhängigkeit des KT-Modells . .	37
3.3.3	Kompensation der Auflösungsabhängigkeit des TKE-Modells .	38
3.3.4	Kompensation der Auflösungsabhängigkeit des KPP-Modells .	40
3.4	Einfluss des CORIOLIS-Parameters	42
3.4.1	Allgemeines über die Abhängigkeit der Modelllösungen vom CORIOLIS-Parameter	42
3.4.2	Vergleich der Abhängigkeiten vom CORIOLIS-Parameter	43
3.5	Einfluss der Parametrisierung der solaren Einstrahlung auf die Mo- delllösungen	45
4	Experimente mit idealisiertem Antrieb	48
4.1	Antrieb mit konstanter Abkühlung an der Oberfläche	48
4.2	Antrieb mit konstantem Windstress	51

4.3	Antrieb mit konstantem Windstress und konstanter Erwärmung an der Oberfläche	55
4.4	Antrieb mit konstantem Windstress und konstanter Abkühlung an der Oberfläche	60
5	Tankexperiment	63
5.1	Beschreibung des Tankexperimentes	63
5.2	Ergebnisse des Tankexperimentes im Vergleich mit Modelllösungen des TKE-Modells	65
6	Zusammenfassung	68
6.1	Ausblick	70

1 Einleitung

Die Ozeane werden, abgesehen von gezeitenerzeugenden Kräften, atmosphärischen Luftdruckschwankungen und geothermischen Energieflüssen, durch drei externe Einflüsse angetrieben, die alle an der Phasengrenze Wasser - Luft angreifen:

- Windstress,
- Erwärmung und Abkühlung,
- Verdunstung und Niederschlag.

Die ozeanische Deckschicht ist nach oben durch die Phasengrenze Wasser - Luft und nach unten durch eine stabil geschichtete Sprungschicht oder Land begrenzt. Sie wird direkt durch die Prozesse an der Phasengrenze beeinflusst und kommuniziert zwischen diesen Prozessen und der Dynamik des inneren Ozeans. Somit setzt sie für die Dynamik des inneren Ozeans eine obere Randbedingung.

Um die Dynamik der Ozeane als Funktion externer Einflüsse zu modellieren, müssen also die Prozesse in der Deckschicht besonders sorgfältig beschrieben werden. Was anschaulich erscheint, wurde z.B. von BLANKE UND DELECLUSE (1992) in einem Modell des tropischen Atlantik bewiesen. In zwei Modellläufen, die sich nur durch das verwendete Deckschichtmodell unterschieden, zeigten sich bis in 200 Meter Tiefe Unterschiede in den modellierten Dichteverteilungen und Strömungsgeschwindigkeiten. Bei STERL UND KATTENBERG (1994) zeigte sich in einem Modell des gesamten Atlantik, dass fehlerhafte Deckschichtmodellierung sogar zu einem Verschwinden des subpolaren Wirbels führen kann.

Problematisch bei der Deckschichtmodellierung ist, dass die in der Deckschicht vorherrschenden Bewegungen turbulent sind. Die kleinen turbulenten Skalen können in einem dreidimensionalen globalen Ozeanmodell wegen des hohen Rechenaufwandes nicht aufgelöst werden. Deshalb muss der Effekt der kleinskaligen (bis hin zu $O(\text{cm})$) turbulenten Bewegungen auf aufgelöste Skalen ($O(\text{km})$ horizontal, $O(\text{m})$ vertikal) parametrisiert werden.

Besonders wichtig ist die Parametrisierung des Effektes der Turbulenz auf die vertikale Vermischung, die meist mit diapkyknischer gleichzusetzen ist.

In dieser Arbeit werden drei eindimensionale Deckschichtmodelle untersucht, die auf unterschiedliche Weise mit diesem Problem der Parameterierung umgehen:

- Das Kraus-Turner Modell nach KRAUS UND TURNER (1967),

- das TKE-Modell nach GASPAR ET AL. (1990), das eine prognostische Gleichung für die turbulente kinetische Energie (TKE) beinhaltet und
- das 'K-Profile Parameterization' (KPP) Modell nach LARGE ET AL. (1994).

Hierzu werden Modellläufe mit idealisierten und realen Randbedingungen durchgeführt.

Ziel dieser Arbeit ist eine Beschreibung der systematischen Unterschiede zwischen den drei Modellen sowie deren Abhängigkeit von der vertikalen Auflösung. Letzteres ist insofern von Bedeutung, da OGCMs (Ocean General Circulation Models) in der Regel auf nicht äquidistanten Gittern rechnen um Prozesse in der Deckschicht besser aufzulösen.

Im folgenden Kapitel werden die drei verwendeten Modelle beschrieben, im dritten werden die Modelle mit Beobachtungen im Pazifik verglichen, Modellparameter optimiert und die Sensitivität der Modelle gegenüber Änderungen der Auflösung, des CORIOLIS-Parameters und der Parametrisierung der Absorption von solarer Einstrahlung untersucht.

Das vierte Kapitel dient mit seinen Experimenten mit idealisierten und einfachen Randbedingungen einem tieferem Verständnis sowie der Forschung nach den Ursachen der im zweiten Kapitel entdeckten Unterschiede zwischen den Modellen.

In Kapitel fünf werden Modellläufe des TKE-Modells mit Beobachtungen in einem kleinen Tank verglichen. Ziel dieses Kapitels ist es zu zeigen, dass die im dritten Kapitel optimierten Parameter, die sich wesentlich von Literaturwerten unterscheiden, im Falle destabilisierenden Antriebes zu deutlich realistischeren Ergebnissen führen.

2 Die Modelle

In diesem Kapitel werden die drei verwendeten Deckschichtmodelle vorgestellt. Nach Erläuterung einiger Grundlagen von eindimensionalen Deckschichtmodellen werden modellrelevante Gleichungen hergeleitet.

2.1 Grundlegendes über eindimensionale Deckschichtmodelle

Das hydrodynamische, dreidimensionale, BOUSSINESQ-approximierte adiabatische Gleichungssystem beschreibt Bewegungen auf Skalen bis unterhalb von 1mm und ist deshalb zur Modellierung von Turbulenz wohlgeeignet. Technisch ist es jedoch wegen des Rechenaufwandes nicht möglich, in einem dreidimensionalen globalen Ozeanmodell alle Skalen aufzulösen. Zur Lösung dieses Problems behilft man sich mit der REYNOLDS-Mittelung. Die Divergenzen der jeweiligen REYNOLDS-Transporte beinhalten dann der Einfluss der nicht aufgelösten Bewegungen auf räumlich und zeitlich gemittelte (aufgelöste) Größen.

In dieser Arbeit werden eindimensionale Modelle verwendet, die sich darauf beschränken, vertikale Vermischungsprozesse zu modellieren. Vertikale Vermischungsprozesse sind mit besonderer Sorgfalt zu modellieren, da in großen Teilen des Ozeans sowohl vertikale Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre als auch vertikale Vermischung innerhalb der Wassersäule den lokalen Zustand des Ozeans effektiver beeinflussen als horizontale Austauschprozesse. Dies ist darauf zurückzuführen, dass vertikale Vermischung aufgrund großer vertikaler Dichtegradienten meist mit diapynischer Vermischung gleichzusetzen, wohingegen horizontale Vermischung meist isopyknisch ist. Da Dichtefeld und Impuls in der Impulserhaltung miteinander verknüpft sind, ist klar, dass die diapynische Vermischung erheblich größeren Einfluss auf die Dynamik nimmt.

Formal ist die Reduktion auf eine räumliche Dimension die Folge der vorausgesetzten horizontalen Homogenität aller über ein passendes Raum-Zeit Intervall gemittelten Feldgrößen $\overline{(\dots)}$. Aus der horizontalen Homogenität

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{(\dots)} = 0, \quad i = 1, 2 \quad (2.1)$$

folgt über die Kontinuitätsgleichung für den vertikalen Gradienten der mittleren Vertikalgeschwindigkeit \overline{W} zudem

$$\frac{\partial \overline{W}}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

und daher mit entsprechenden Randbedingungen $\overline{W} = 0$.

Dies bedeutet, daß sämtliche vertikalen Transportprozesse über die Vermischung vonstatten gehen müssen, da es vertikale Advektion nicht gibt, was jedoch nach SEND UND MARSHALL (1995) eine realistische Modellierung von Konvektion nicht ausschließt. Sie argumentieren, dass eine mittlere Vertikalgeschwindigkeit den oberen Teil der Wassersäule dehnen und den Unteren stauchen würde, was über die lineare Vorticity-Balance $\frac{\partial \zeta}{\partial t} = f \frac{\partial w}{\partial z}$ mit einer unrealistischen Zirkulation um das Konvektionsregime herum verknüpft wäre.

Vernachlässigt man den Einfluß von Änderungen des Salzgehaltes auf die Dichte und setzt horizontale Homogenität voraus, dann gilt für die boussinesq-approximierten reynoldsgemittelten Bewegungsgleichungen:

$$\frac{\partial \overline{U}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} [-\overline{w'u'}] + f\overline{V} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} [-\overline{w'v'}] + f\overline{U} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} [-\overline{w'T'}] + \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I(z)}{\partial z}. \quad (2.5)$$

F_{sol} ist die solare Einstrahlung, die in den Ozean eindringt, und $I(z)$ ist der Anteil von F_{sol} , der bis in die Tiefe z vordringt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Modellversionen gehen der Einfachheit halber von einer linearen Zustandsgleichung der Form

$$\rho = \rho_0 + \alpha(T - T_0) \quad (2.6)$$

aus, was jedoch keine prinzipielle Einschränkung zur Folge hat. Das Gleichungssystem (2.3)-(2.5) ist aufgrund fehlender Ausdrücke für die Divergenzen der REYNOLDS-Transporte nicht geschlossen. Der Unterschied zwischen verschiedenen eindimensionalen Deckschichtmodellen besteht in der Art und Weise, wie sie mit diesem Schließungsproblem umgehen:

Das in dieser Arbeit verwendete TKE-Modell nach GASPAR ET AL. (1990) parametrisiert die vertikalen REYNOLDS-Transporte analog zur molekularen Reibung bzw. Diffusion mit einem *down-gradient* Ansatz. Die Diffusionskoeffizienten sind jedoch nicht konstant, sondern abhängig von der Längenskala der turbulenten Wirbel und von der Turbulenten Kinetischen Energie (TKE), für welche eine prognostische Gleichung gelöst wird.

Das KPP (K-Profile-Parameterization)-Modell nach LARGE ET AL. (1994) parametrisiert den REYNOLDS-Transport von Impuls ebenfalls mit einem *down-gradient*-Ansatz. Die Parametrisierung für den REYNOLDS-Transport von Wärme enthält zudem noch einen 'nichtlokalen' Term, der auch *counter-gradient*-Transporte zulässt.

Die Profile der Diffusionskoeffizienten werden diagnostisch in Abhängigkeit von den Randbedingungen an der Oberfläche und der Deckschichttiefe bestimmt. Diese Zuordnung basiert auf Beobachtungen in der atmosphärischen Grenzschicht und in der ozeanischen Deckschicht sowie auf Ergebnissen aus Tankexperimenten und Modellrechnungen in denen ein Großteil der turbulenten Skalen aufgelöst wurden.

Das Kraus-Turner Modell nach KRAUS UND TURNER (1967) geht a priori von einer homogenen vollständig durchmischten Deckschicht aus. Die wichtigste prognostische Variable ist hier die Tiefe der Deckschicht. Diese wird mit Hilfe einer vereinfachten über die Deckschicht integrierten Balance der turbulenten kinetischen Energie (TKE) sowie der ebenfalls vertikal integrierten Erhaltungsgleichung für Temperatur berechnet.

Die Diskretisierung ist in den drei verwendeten Modellversionen identisch. Diskretisiert werden finite Volumina. Jedes dieser diskreten Wasserpakete ist homogen. Eigenschaften wie Temperatur T und horizontale Geschwindigkeit \mathbf{U}_H sind, wie Abbildung (2.1) zu entnehmen ist, inmitten der diskreten Wasserpakete definiert. Diffusionskoeffizienten von Temperatur (K_H) und Impuls (K_m), turbulente kineti-

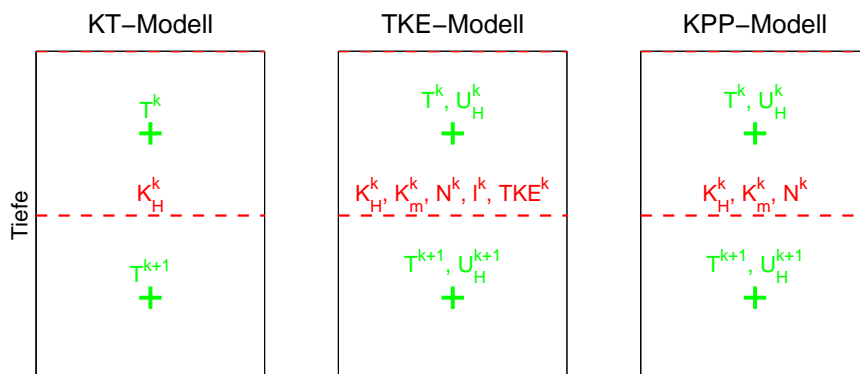


Abbildung 2.1: Skizze der Diskretisierungen

sche Energie (TKE), Längenskalen (l) sowie die BRUNT-VÄISÄLÄ-Frequenz hingegen auf den Berandungen der Wasserpakete.

2.2 Herleitung der modellrelevanten Gleichungen des Kraus-Turner Modells

Das in dieser Arbeit verwendete Kraus Turner Modell basiert auf den Arbeiten von KRAUS UND TURNER (1967) und NILER UND KRAUS (1977). Ausgangsgleichungen für dieses Modell sind die Gleichung für turbulente kinetische Energie (TKE), die sich aus der Impulserhaltung herleiten lässt

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}}{\partial t}}_a = \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(w' \left(\frac{p'}{\rho_0} + \bar{e} \right) \right)}_b - \underbrace{\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) \cdot \overline{\mathbf{u}' w'}}_c + \underbrace{\overline{w' b'}}_d - \underbrace{\epsilon}_e, \quad (2.7)$$

mit der TKE $e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, dem fluktuierendem Anteil des Auftriebes $b' = -g \frac{\rho'}{\rho_0}$, der Dissipation von TKE ϵ und die Erhaltungsgleichung für Temperatur

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} = \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I(z)}{\partial z} - \frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left[K_H \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \right], \quad (2.8)$$

mit der solaren Einstrahlung F_{sol} . $I(z)$ ist der Anteil von F_{sol} , der bis in die Tiefe z vordringt. In allgemeiner Form lässt sich $I(z)$ mit

$$I(z) = \sum_{i=1}^{NI} r_i \exp\left(-\frac{z}{\mu_i}\right) \quad (2.9)$$

parametrisieren. In Gleichung (2.9) wird das solare Spektrum in NI Frequenzbänder aufgeteilt, von denen jedes den Anteil r_i der gesamten Einstrahlung enthält. μ_i sind die Kehrwerte der Band-Absorptionskoeffizienten. Nach PAULSON UND SIMPSON (1977) ist $NI = 2$ für die meisten physikalischen Modelle ausreichend. In derselben Arbeit werden auch Parametersätze r_1, r_2, μ_1, μ_2 empirisch mit verschiedenen *water types* nach JERLOV (1976) verknüpft.

Der Diffusionsterm in Gleichung (2.8) ist auf Grund der a priori Annahme einer homogenen Deckschicht nur unterhalb der der Unterkante der Deckschicht relevant. Er steht nicht zwingenderweise für molekulare Diffusion, sondern auch für eine z.B. durch interne Wellen bedingte Hintergrunddiffusion.

Die Terme in Gleichung (2.7) haben folgende Bedeutung:

- a:** lokal zeitliche Änderung der turbulenten kinetischen Energie
- b:** Divergenz der turbulenten Flüsse von TKE
- c:** Produktion von TKE aus vertikaler Scherung mittlerer Horizontalgeschwindigkeiten (KELVIN-HELMHOLTZ- Instabilität)
- d:** Änderung der TKE durch Übergang in potentielle Energie (z.B. ist das Einmischen von dichterem Wasser an der Unterkante der Deckschicht in die durchmischte Schicht mit einer Verlagerung des Schwerpunktes nach oben und somit mit einer Erhöhung der potentiellen Energie verknüpft.)
- e:** molekulare Dissipation von TKE.

Geht man a priori davon aus, dass es eine turbulente vollständig durchmischte Deckschicht gibt, dann können die Gleichungen (2.7) und (2.8) vertikal über die gesamte Deckschicht integriert werden. Aus Gleichung (2.8) folgt dann:

$$h \frac{\partial T_m}{\partial t} = \overline{T'w'}(-h) - \overline{T'w'}(0) + \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} [1 - I(-h)] - K_H \frac{\partial \overline{T}}{\partial z}(-h), \quad (2.10)$$

mit der Deckschichttemperatur T_m und der Deckschichttiefe h .

Für den nichtsolaren Fluss von Wärme durch die Oberfläche gilt:

$$-\overline{T'w'}(0) = \frac{F_{nsol}}{\rho_0 c_p}, \quad (2.11)$$

wobei F_{nsol} die Summe aus der Netto infraroten Strahlung, dem latenten und sensiblen Wärmefluss ist. Für den turbulenten Transport einer Größe a an der Unterseite der Deckschicht gilt allgemein:

$$-\overline{a'w'}(-h) = w_e \Delta a. \quad (2.12)$$

Die *entrainment* Geschwindigkeit w_e ist definiert als die Geschwindigkeit, mit der sich die Deckschicht vertieft:

$$w_e = \frac{\partial h}{\partial t}, \quad \frac{\partial h}{\partial t} > 0 \quad (2.13)$$

$$w_e = 0, \quad \frac{\partial h}{\partial t} \leq 0 \quad (2.14)$$

Δa ist der Sprung der Größe a an der Unterkante der Deckschicht. Gleichung (2.12) beschreibt somit den turbulenten Fluss der Größe a in die Deckschicht hinein, der mit einer Vertiefung der Deckschicht verknüpft ist.

Mit Gleichung (2.12) ergibt sich für den turbulenten Wärmetransport an der Unterkante der Deckschicht $\overline{T'w'}(0)$ in Gleichung (2.10):

$$-\overline{w'T'}(-h) = w_e \Delta T. \quad (2.15)$$

Mit Hilfe der über die Deckschicht integrierten TKE-Gleichung (2.7) lässt sich das System schließen:

Unter der Voraussetzung eines stationären Gleichgewichtszustandes folgt aus Gleichung (2.7)

$$0 = \underbrace{\left(\bar{e} + \frac{p'}{\rho_0} \right) w'(-h)}_a - \underbrace{\left(\bar{e} + \frac{p'}{\rho_0} \right) w'(0)}_b - \underbrace{\int_{-h}^0 \overline{\mathbf{u}'w'} \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial z} dz}_c + \underbrace{\int_{-h}^0 \overline{b'w'} dz}_d - \underbrace{\int_{-h}^0 \epsilon dz}_e. \quad (2.16)$$

Für die einzelnen Terme in der vertikal über die Deckschicht integrierten TKE Gleichung (2.16) werden folgende Ansätze gemacht:

- a:** Der Austausch von TKE zwischen Deckschicht und dem Inneren des Ozeans wird vernachlässigt.
- b:** Der Fluss von TKE und Fluktuationen des Druckes durch die Oberfläche wird hauptsächlich durch brechende Oberflächenwellen verursacht. Nach KRAUS UND TURNER (1967) wird er durch $m_2 u_*^3$ hinreichend beschrieben, wobei $u_* = \sqrt{\frac{|\vec{\tau}|}{\rho_0}}$ die Reibungsgeschwindigkeit in Wasser und $|\vec{\tau}|$ der Betrag des Windstress ist. Nach Messungen von TERRAY ET AL. (1996) im Ontariosee ist m_2 nicht wie in der in dieser Arbeit verwendeten Modellversion konstant, sondern abhängig vom Alter der Oberflächenwellen.
- c:** Der Eintrag von TKE durch Stromscherung (Kelvin- Helmholtz Instabilität) wird ebenfalls als proportional zur dritten Potenz der Reibungsgeschwindigkeit angesetzt ($m_3 u_*^3$). Dass dieser Eintrag lediglich Funktion des Windstress ist, macht insofern Sinn, als dass oberflächennahe Strömungen und damit auch vertikale

Gradienten von Horizontalgeschwindigkeiten in der Deckschicht hauptsächlich windgetrieben sind.

d: Für TKE, die durch 'Hochmischen' von schwerem Wasser an der Unterkante der Deckschicht in potentielle Energie umgewandelt wird, ergibt sich mit Gleichung (2.12): $-0.5h\Delta bw_e$. (Herleitung z.B. in KIM (1976)).

In dieser Modellversion wird davon ausgegangen, dass der durch eine Destabilisierung der Wassersäule in der Deckschicht (z.B. durch Abkühlung an der Oberfläche) erzeugte Anteil an der TKE-Produktion, vollständig dissipiert wird. Die Parametrisierung der Konvektion ist somit als *non-penetrative* zu bezeichnen. Konvektion wird in dieser Modellversion durch *convective adjustment* simuliert. (Die Wassersäule wird in jedem Zeitschritt auf Instabilität untersucht. Liegt Instabilität vor, wird vor Aufruf des eigentlichen KT-Modells soweit homogenisiert, bis die Wassersäule wieder stabil bzw. neutral geschichtet ist. Diese Reihenfolge stellt wie zum Beispiel bei BÖNING UND HERRMANN (1994) beschrieben ist, sicher, dass das eigentliche KT-Modell lediglich den windbedingten Anteil der Vermischung berechnet.) Hierbei wird, wie sich aus Tankexperimenten ergeben hat, etwa 10 % der durch Destabilisierung eingetragenen TKE vernachlässigt.

e: Die über die Deckschicht integrierte molekulare Dissipation wird in integralen Deckschichtmodellen meist als Anteil der TKE-Einträge angesetzt. In der in dieser Arbeit verwendeten Modellversion ist die über die Deckschicht integrierte Dissipation nach WELLS (1979) parametrisiert. Der Anteil des gesamten TKE-Eintrages $(m_1 + m_2)u_*^3$ der in der Deckschicht dissipiert wird ist demnach abhängig vom Eintrag und von der Deckschichttiefe und beträgt: $(m_2 + m_3)u_*^3 - (m_2 + m_3)u_*^3e^{-h/H_0}$. Wobei hier im Unterschied zu WELLS (1979) H_0 nicht die Ekman Längenskala u_*/f , mit dem Coriolisparameter f , sondern eine konstante Längenskala ist.

Nach TERRAY ET AL. (1996) ist der exponentielle Verlauf der Dissipation nicht zutreffend. Nach Messungen im Ontariosee ist davon auszugehen, dass die Dissipation in der Nähe der Oberfläche konstant ist und in größerer Tiefe mit z^{-2} abfällt.

Die modellrelevanten Gleichungen für Prozesse in der Deckschicht sind somit:

Die stark vereinfachte über die Deckschicht integrierte TKE-Gleichung

$$\boxed{0 = m \cdot u_*^3 e^{-\frac{h}{H_0}} - 0.5h\Delta bw_e} \quad (2.17)$$

mit $m = m_2 + m_3$, die zur Berechnung der Deckschichttiefe h dient, sowie die über die Deckschicht integrierte Erhaltungsgleichung für Temperatur

$$\boxed{h \frac{\partial T_m}{\partial t} = -w_e \Delta T + \frac{F_{nsol}}{\rho_0 c_p} + \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} [1 - I(-h)] - K_H \frac{\partial \overline{T}}{\partial z}(-h)} \quad (2.18)$$

Unterhalb der Deckschicht gilt:

$$\boxed{\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I(z)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right]} \quad (2.19)$$

Das Kraus-Turner Modell hat somit drei 'freie' Parameter:

- Den Diffusionskoeffizienten für Temperatur K_H , der den Effekt von internen Wellen auf die Vermischung im Inneren des Ozeans und an der Unterkante der Deckschicht parametrisiert,
- die Längenskala H_0 , die die Abhängigkeit des integralen Effektes der Dissipation von der Deckschichttiefe entscheidend mit bestimmt
- und den Parameter m , der die Effektivität des Windeintrages von TKE steuert.

2.3 Herleitung der modellrelevanten Gleichungen des TKE Modells nach Gaspar et al. (1990)

Die in diesem Kapitel hergeleiteten Gleichungen gelten für die gesamte Wassersäule. Für die Deckschicht werden keine gesonderten a priori Annahmen gemacht. Ausgehend von den Gleichungen (2.3)-(2.5) mit den Oberflächenflüssen

$$\overline{T'w'}(0) = -\frac{F_{nsol}}{\rho_0 c_p} \quad (2.20)$$

$$\overline{\mathbf{u}_H'w'}(0) = -\frac{\tau}{\rho_0} \quad , \quad (2.21)$$

mit dem Austauschansatz

$$-\overline{T'w'} = K_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (2.22)$$

$$-\overline{\mathbf{u}_H'w'} = K_m \frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} \quad , \quad (2.23)$$

mit der PRANDTL-Zahl $P_{rt} = \frac{K_m}{K_H}$ und der Abhängigkeit der PRANDTL-Zahl von der RICHARDSON-Zahl $R_i = \frac{N^2}{(\Delta U / \Delta L)^2}$ nach Abbildung (2.2) fehlt zur Schließung des Problems nur noch ein Ausdruck für K_m .

Der Diffusionskoeffizient K_m ist nicht konstant, sondern wird als Produkt einer Längenskala l_k mit einer turbulenten Geschwindigkeitsskala verstanden. Die turbulente Geschwindigkeitsskala ergibt sich aus der Wurzel der TKE $\bar{\epsilon}$. Es gilt:

$$K_m = c_k l_k \sqrt{\bar{\epsilon}}. \quad (2.24)$$

mit $c_k = \text{konst.}$ Die Längenskala l_k ist in der in dieser Arbeit verwendeten Modellversion analog zu GASPAR ET AL. (1990) eine Funktion der TKE und der Stabilität

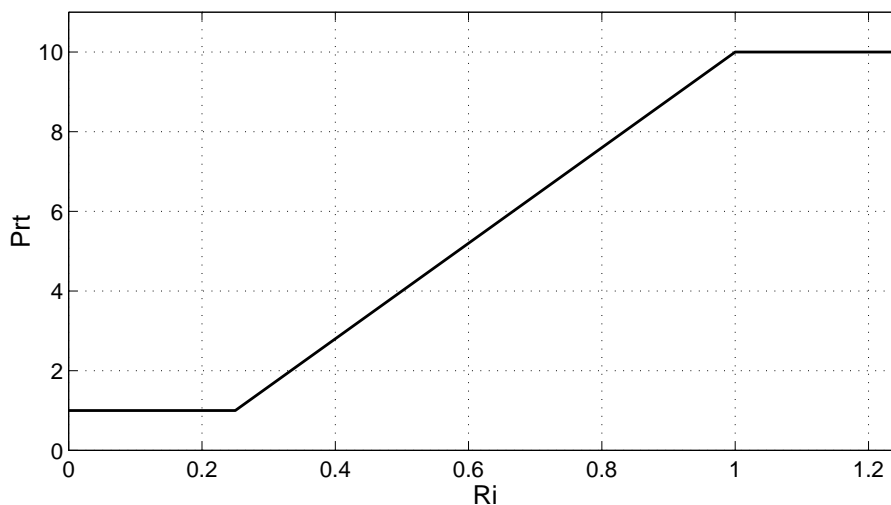


Abbildung 2.2: Abhängigkeit der PRANDTL-Zahl Pr_t von der RICHARDSON-Zahl Ri .

der Schichtung bzw. der BRUNT-VÄISÄLÄ-Frequenz $N = \left[(-g/\rho_0) \frac{\partial \rho}{\partial z}\right]^{1/2}$. Es gilt im Falle stabiler Schichtung:

$$l_k = \frac{\sqrt{2\bar{e}}}{N}. \quad (2.25)$$

l_k kann nicht größer als der Abstand zur Oberfläche bzw. zur Unterkante der Deckschicht sein, da turbulente Wirbel weder die Oberfläche noch die Pyknokline durchqueren können. Diese geometrische Begrenzung gilt auch im Falle instabiler Schichtung.

Nach Gleichung (2.25) ist l_k die Distanz zum Ausgangszustand die ein Wasserpaket nach vollständiger Umwandlung seiner TKE in potentielle Energie erreicht hätte. (Vorausgesetzt Änderungen von N auf Skalen in der Größenordnung von l_k sind vernachlässigbar.)

Mit den Gleichungen (2.24) und (2.25) folgt für den Diffusionskoeffizienten für Impuls:

$$K_m = c_k \sqrt{2} \frac{\bar{e}}{N}. \quad (2.26)$$

Für die TKE \bar{e} wird die prognostische Gleichung (2.7) gelöst. Im Unterschied zum Kraus-Turner Modell wird die lokalzeitliche Entwicklung der TKE nicht vernachlässigt. Hierdurch werden die Diffusionskoeffizienten, die den Einfluss der Turbulenz beschreiben sollen, abhängig von der zeitlichen Entwicklung der Turbulenz in der Vergangenheit.

Das ist ein entscheidender konzeptioneller Unterschied zu den diagnostischen Ansätzen des KT und KPP-Modells. Nach MAILHOT UND BENOIT (1982) ist ein prognostischer Ansatz vorzuziehen, da es für den diagnostischen keine schlüssige theoretische Rechtfertigung gibt.

Für die Terme auf der rechten Seite von Gleichung (2.7) werden folgende Annahmen gemacht:

- Der vertikale Fluss von TKE aufgrund von turbulentem Transport von TKE und Fluktuationen des Druckes wird mit einem *down-gradient* Ansatz (z.B. bei TENNEKES UND LUMLEY (1972) beschrieben) parametrisiert:

$$-\left(\overline{e'w'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0}\right) = K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \quad , \quad (2.27)$$

mit $K_e = a \cdot K_m$ und $a = \text{konstant}$. Es gibt keine physikalische Begründung für einen Unterschied zwischen dem Diffusionskoeffizienten für Impuls und TKE. In Kapitel (3.2.1) zeigt sich jedoch, dass es günstig sein kann, von einem $a > 1$ auszugehen.

Für den windbedingten Eintrag von TKE an der Oberfläche gilt in der in dieser Arbeit verwendeten Modellversion analog zur Parametrisierung im KT-Modell $\left(\overline{e'w'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0}\right)(0) = m_2 \cdot u_*^3$, mit der Konstanten m_2 .

- Für die Dissipation gilt nach KOLMOGOROV (1942)

$$\epsilon = c_\epsilon e^{3/2} / l_\epsilon \quad , \quad (2.28)$$

mit $c_\epsilon = \text{konst.}$ Zudem wird angenommen, dass die Längenskalen der Vermischung (l_k) und Dissipation (l_ϵ) identisch sind.

- Für die TKE-Produktion aufgrund von KELVIN-HELMHOLTZ- Instabilitäten ergibt sich mit dem Austauschansatz aus Gleichung (2.23)

$$-\overline{\mathbf{u}_H'w'} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} = K_m \frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} \cdot \frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} \quad . \quad (2.29)$$

- Die Umwandlung von TKE in potentielle Energie bzw. der Auftriebsfluss wird ebenfalls mit einem *down-gradient* Ansatz als Funktion mittlerer Größen parametrisiert:

$$\overline{b'w'} = -K_b \frac{\partial \bar{B}}{\partial z} \quad , \quad (2.30)$$

mit $K_b = K_H = K_m / P_{rt}$ und $\frac{\partial \bar{B}}{\partial z} = N^2$.

Die modellrelevanten Gleichungen sind somit:

$$\boxed{\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I(z)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\sqrt{2} \frac{c_k e}{P_{rt} N} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right]} \quad (2.31)$$

$$\boxed{\frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial t} = -f \mathbf{k} \times \overline{\mathbf{U}_H} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\sqrt{2} c_k \frac{e}{N} \frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} \right]} \quad (2.32)$$

$$\boxed{\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[a \cdot c_k \sqrt{2} \frac{\bar{e}}{N} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right] + c_k \sqrt{2} \frac{\bar{e}}{N} \frac{\partial \overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} \cdot \frac{\overline{\mathbf{U}_H}}{\partial z} - c_k \sqrt{2} \frac{\bar{e}}{P_{rt}} N - c_\epsilon \bar{e}^{3/2} / (\sqrt{2\bar{e}}/N)} \quad (2.33)$$

Demnach hat das TKE-Modell nach GASPAR ET AL. (1990) vier 'freie' Parameter:

- Die Konstante c_k aus $K_m = c_k l_k \sqrt{\bar{e}}$,
- die Konstante c_ϵ aus dem Ansatz für Dissipation von KOLMOGOROV,
- den konstanten Faktor m_2 , der den windbedingten Eintrag von TKE an der Oberfläche mit dem Windstress verknüpft
- und die Konstante a , die das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Impuls und TKE bestimmt.

Ein weiterer kommt durch die Einführung eines Minimums für die TKE hinzu. Hierdurch ergibt sich selbst in Gebieten, in denen die TKE nach Gleichung (2.33) verschwindet, ein Diffusionskoeffizient ungleich null, der proportional zu $\frac{1}{N}$ ist, denn es gilt

$$K_m = c_k \frac{\sqrt{2e_{min}}}{N} \sqrt{e_{min}} \propto \frac{1}{N} . \quad (2.34)$$

Die Gültigkeit der Beziehung (2.34) ist noch umstritten. Beobachtungen von GARGETT (1984) legen eine Proportionalität der Vermischung durch interne Wellen zu $\frac{1}{N}$ nahe, wohingegen GREGG (1989) schlussfolgert, dass $K_\rho \propto \frac{1}{N}$ keine gute Näherung ist.

2.4 Herleitung der modellrelevanten Gleichungen des KPP-Modells nach Large et al. (1994)

Ausgangsgleichungen sind hier analog zum TKE-Modell Gleichungen (2.3)-(2.5). Für die Oberflächenflüsse gelten ebenfalls Gleichung (2.20) und Gleichung (2.21). Der Austauschansatz für Impuls ist mit Gleichung (2.23) identisch, der für Temperatur unterscheidet sich um den 'nichtlokalen' Term γ_H :

$$\overline{T'w'} = -K_H \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \gamma_H \right). \quad (2.35)$$

K_m und K_H sind nicht direkt über eine vorgegebene PRANDTL-Zahl miteinander verknüpft, so dass zur Schließung des Problems Ausdrücke für:

- den Diffusionskoeffizienten für Impuls K_m ,
- den Diffusionskoeffizienten für Temperatur K_H
- und den nichtlokalen Transportterm für Temperatur γ_H

benötigt werden.

2.4.1 Der Diffusionskoeffizient für Impuls

Analog zum TKE-Modell wird auch hier der Diffusionskoeffizient als das Produkt einer Längenskala h mit einer turbulenten Geschwindigkeitsskala w_m verstanden. Hinzu kommt im Unterschied zum TKE-Modell keine Proportionalitätskonstante, sondern eine dimensionslose Formfunktion G . Es gilt:

$$K_m(\sigma) = hw_m(\sigma)G(\sigma), \quad (2.36)$$

wobei h gleich der Deckschichttiefe und $\sigma = \frac{z}{h}$ eine dimensionslose vertikale Koordinate ist. σ ist ein Maß für die relative Höhe in der Deckschicht und variiert von 0 (Oberfläche) bis 1 (Deckschichttiefe). Die Formfunktion ist nach O'BRIEN (1970) ein kubisches Polynom. Es gilt also: $G(\sigma) = a_0 + a_1\sigma + a_2\sigma^2 + a_3\sigma^3$.

Die turbulente Geschwindigkeitsskala

In der Nähe der Oberfläche wird nach MONIN-Obukhov die Turbulenz allein durch den Abstand zur Oberfläche und durch den Antrieb bestimmt. Zwei fundamentale Größen lassen sich bilden:

Die 'Reibungsgeschwindigkeit' u_* und die Monin-Obukhov Längenskala L . Es gilt:

$$u_* = \sqrt{|\overline{\tau_0}|/\rho_0} \quad (2.37)$$

$$L = \frac{\rho_0 u_*^3}{\kappa g \overline{w' \rho'}(0)}, \quad (2.38)$$

mit der VON KÁRMÁN-Konstante $\kappa = 0.4$. Mit konstantem Salzgehalt und linearer Zustandsgleichung ergibt sich:

$$L = \frac{\rho_0 u_*^3}{-\kappa g \alpha \overline{w' T'}(0)}. \quad (2.39)$$

Solange man in der Nähe der Oberfläche bleibt und die Oberflächenflüsse bestimmend bleiben, können mit Hilfe einer Dimensionsanalyse dimensionslose Profile ϕ als universelle Funktionen des Stabilitätsparameters $\zeta = \frac{z}{L}$ definiert werden:

$$\phi(\zeta) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial}{\partial z} \overline{|\mathbf{V}|}. \quad (2.40)$$

Ersetzt man in Gleichung (2.40) den vertikalen Gradienten mit Hilfe des Austauschansatzes für Impuls (Gleichung (2.23)) und anschließend K_m mit Gleichung (2.36), dann folgt mit der Näherung $G(\sigma) = a_1\sigma + a_2\sigma^2$

$$w_m(\sigma)(a_1 + a_2\sigma) = \left[\frac{\kappa u_*}{\phi_m(\zeta)} \right] \left(\frac{\overline{w'|\mathbf{u}'|}(\sigma)}{\overline{w'|\mathbf{u}'|}(0)} \right). \quad (2.41)$$

(Obige Näherung ist zulässig, da wie sich in Abschnitt 'Die Koeffizienten der Formfunktion für Impuls und Temperatur' ergeben wird $a_0 = 0$ ist und in der Nähe der

Oberfläche die Formfunktion hauptsächlich durch den linearen und quadratischen Term bestimmt wird.) Aus Dimensionsgründen entspricht der Term in den eckigen Klammern der turbulenten Skala der Geschwindigkeit w_m . Nach TROEN UND MAHRT (1986) gilt Gleichung (2.41) für die gesamte mit stabilisierendem Antrieb getriebene Deckschicht, bei destabilisierendem Antrieb bleibt die turbulente Skala der Geschwindigkeit konstant auf ihrem $\sigma = \epsilon$ Wert, wobei $\epsilon = 0.1$. Das ist nach LARGE ET AL. (1994) notwendig, um die Skala der turbulenten Geschwindigkeit in größeren Tiefen auf realistische Werte zu begrenzen. Für die turbulente Skala der Geschwindigkeit gilt somit bei destabilisierendem Antrieb unterhalb von ϵ :

$$w_m(\sigma) = \frac{\kappa u_\star}{\phi_m\left(\epsilon \frac{h}{L}\right)}, \quad \epsilon < \sigma < 1, \quad \zeta < 0. \quad (2.42)$$

Sonst gilt:

$$w_m(\sigma) = \frac{\kappa u_\star}{\phi_m\left(\sigma \frac{h}{L}\right)}. \quad (2.43)$$

Das dimensionslose Flussprofil für Impuls

In diesem Abschnitt wird davon ausgegangen, dass sich die dimensionslosen Flussprofile der Atmosphäre auf den Ozean übertragen lassen.

Für das dimensionslose Flussprofil $\phi_m(\zeta)$ gilt bei stabilisierendem und neutralem Antrieb nach TROEN UND MAHRT (1986) die empirische Relation

$$\phi_m = 1 + 5\zeta, \quad \zeta \geq 0. \quad (2.44)$$

Für schwach destabilisierenden Antrieb hat nach PANOFSKY UND DUTTON (1984) $\phi_m(\zeta)$ die BUSINGER-DYER-Form. Die Koeffizienten sind aus Daten von HÖGSTRÖM (1988) ermittelt. Es gilt:

$$\phi_m = (1 - 16\zeta)^{-\frac{1}{4}}, \quad -0.2 \leq \zeta < 0. \quad (2.45)$$

Für stark destabilisierenden Antrieb gilt nach Daten von CARL ET AL. (1973):

$$\phi_m(\zeta) = (1.26 - 8.38\zeta)^{-\frac{1}{3}}, \quad \zeta < -0.2. \quad (2.46)$$

Die Definition der Deckschichttiefe

Die Deckschichttiefe ist über eine *Bulk*-RICHARDSON-Zahl Ri_b

$$Ri_b(z) = \frac{(B_r - B(z))z}{|\mathbf{V}_r - \mathbf{V}(z)|^2 + \mathbf{V}_t^2(z)} \quad (2.47)$$

definiert. B_r und \mathbf{V}_r sind Mittel über die Oberflächenschicht $0 < \sigma < \epsilon$. $\mathbf{V}_t(z)$ entspricht der nicht aufgelösten Scherung von turbulenter Geschwindigkeit und wird durch

$$\mathbf{V}_t(z)^2 = \frac{C}{Ri_{cr}} N w_s z, \quad (2.48)$$

mit den Konstanten C und Ri_{cr} parametrisiert. Die Deckschichttiefe h ist der kleinste Wert von z bei dem $Ri_b(z)$ gleich dem kritischen Wert $Ri_{cr} = 0.3$ ist.

Bei Konvektion ohne mittlere Stromscherung kommt der Parametrisierung der nichtaufgelösten Stromscherung besondere Bedeutung zu. Nach LARGE ET AL. (1994) soll die Konstante C in Gleichung (2.48) so gewählt werden, dass das Modell im Falle reiner Konvektion dem empirischen Gesetz (DEARDORFF ET AL. (1969)) folgt, wonach das Verhältnis des Oberflächenauftriebsflusses zum *entrainment* unabhängig von der Schichtung der Pyknokline und dem Wärmeverlust an der Oberfläche -0.2 beträgt.

Die Koeffizienten der Formfunktion für Impuls und Temperatur

Turbulente Wirbel können die Oberfläche nicht durchqueren, so dass es keinen turbulenten Transport bei $\sigma = 0$ geben kann. Da

$$K(\sigma) = h w(\sigma) G(\sigma) \quad (2.49)$$

und

$$G(\sigma) = a_0 + a_1 \sigma + a_2 \sigma^2 + a_3 \sigma^3 \quad (2.50)$$

gilt, muss

$$a_0 = 0 \quad (2.51)$$

sein.

Setzt man in Gleichung (2.41) den Term in eckigen Klammern auf der rechten Seite aus Dimensionsgründen gleich der turbulenten Skala der Geschwindigkeit, so folgt:

$$(a_1 + a_2 \sigma) = \left(\frac{\overline{w'|\mathbf{u}'|}(\sigma)}{\overline{w'|\mathbf{u}'|}(0)} \right). \quad (2.52)$$

Für $\sigma \rightarrow 0$ soll der Term auf der rechten Seite eins werden, woraus folgt:

$$a_1 = 1. \quad (2.53)$$

Unterhalb der Deckschicht sind die Diffusionskoeffizienten für Temperatur und Impuls in der verwendeten Modellrealisierung konstant. Die Konstanten a_2 und a_3 werden für Impuls und Temperatur getrennt ermittelt. Sie ergeben sich aus der Bedingung, dass sowohl die Vertikalprofile der Diffusionskoeffizienten selbst als auch deren vertikale Gradienten an der Unterkante der Deckschicht stetig sein sollen.

2.4.2 Der Diffusionskoeffizient für Temperatur

Der Diffusionskoeffizient für Temperatur wird ebenfalls nach Gleichung (2.36) parametrisiert. Für die turbulente Skala der Geschwindigkeit für Temperatur w_H findet sich mit der zusätzlichen Näherung $\gamma_H = 0$ analog zur Herleitung der turbulenten Skala der Geschwindigkeit für Impuls bei destabilisierendem Antrieb unterhalb von ϵ :

$$w_H(\sigma) = \frac{\kappa u_*}{\phi_H\left(\epsilon \frac{h}{L}\right)}, \quad \epsilon < \sigma < 1, \quad \zeta < 0. \quad (2.54)$$

Sonst gilt:

$$w_H(\sigma) = \frac{\kappa u_*}{\phi_H\left(\sigma \frac{h}{L}\right)}. \quad (2.55)$$

Das dimensionslose Flussprofil für Temperatur

In diesem Abschnitt wird wieder davon ausgegangen, dass die dimensionslosen Flussprofile der Atmosphäre auf den Ozean übertragbar sind.

Für das dimensionslose Flussprofil für Temperatur gibt es bei stabilisierendem oder neutralem Antrieb nach PANOFSKY UND DUTTON (1984) keinen Unterschied zum dimensionslosen Flussprofil für Impuls:

$$\phi_H(\sigma, L) = \phi_m(\sigma, L), \quad \zeta \geq 0. \quad (2.56)$$

Für schwach destabilisierenden Antrieb hat nach PANOFSKY UND DUTTON (1984) ϕ_H die Businger Dyer-Form. Die Koeffizienten sind aus Daten von von HÖGSTRÖM (1988) ermittelt:

$$\phi_H = (1 - 16\zeta)^{-\frac{1}{2}}, \quad -1 \leq \zeta < 0. \quad (2.57)$$

Für stark destabilisierenden Antrieb gibt es keine Datenbasis. In Ermangelung besseren Wissens wird für ϕ_H die Form von ϕ_m übernommen. Die Koeffizienten ergeben sich aus der Bedingung der Stetigkeit der Formfunktion $\phi_H(\zeta)$. Es gilt:

$$\phi_H(\zeta) = (-28.86 - 98.96\zeta)^{-\frac{1}{3}}, \quad \zeta < -1. \quad (2.58)$$

2.4.3 Der 'nichtlokale' Transportterm

Die folgende Herleitung der Parametrisierung des 'nichtlokalen' Transportterms sowie der Vergleich zur Herleitung von DEARDORFF (1972) stammt von HOLTSLAG UND MOENG (1991).

Das Konzept des 'nichtlokalen' Transports von Wärme stammt aus der Meteorologie und wurde noch nicht durch Messungen im Ozean bestätigt. Analog zur TKE-Gleichung lässt sich auch eine Erhaltungsgleichung für den turbulenten Wärmetransport $\overline{T'w'}$ formulieren. Setzt man horizontale Homogenität und die Gültigkeit der

Boussinesq-Approximation voraus, dann gilt:

$$\frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\partial \overline{w'^2 T'}}{\partial z}}_T - \underbrace{\frac{\overline{w'T'}}{w'^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z}}_M + \underbrace{\frac{g}{T_0} \overline{T'^2}}_B - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\overline{T' \partial p'}}{\partial z}}_P \quad (2.59)$$

(Herleitung z.B. bei DEARDORFF (1972)).

Zwei Skalen, die in direktem Zusammenhang mit dem kinematischen Oberflächenfluss von Wärme $\overline{T'w'}(0)$ stehen, lassen sich definieren:

Die konvektive Skala der Vertikalgeschwindigkeit w_*

$$w_* = \left(\frac{g}{T_0} \overline{w'T'}(0) h \right)^{1/3}, \quad (2.60)$$

mit der Deckschichttiefe h und die konvektive Skala der Temperatur T_*

$$T_* = \frac{\overline{w'T'}(0)}{w_*}. \quad (2.61)$$

HOLTSLAG UND MOENG (1991) leiten aus *Large-Eddy* Simulationen (LES) von MOENG UND WYNGAARD (1989) und Messungen von LENSCHOW ET AL. (1980) und ADRIAN ET AL. (1986) folgende empirische Parametrisierung des Transporttermes T in Gleichung (2.59) ab:

$$T \approx P + d \frac{w_*^2 T_*}{h}, \quad d \approx 2. \quad (2.62)$$

Nach MOENG UND WYNGAARD (1986) und CROW (1968) kann der Druck-Kovarianzterm P mit

$$P = a \frac{g}{T_0} \overline{T'^2} - \frac{\overline{w'T'}}{\tau} \quad (2.63)$$

modelliert werden, wobei τ ein Maß für die Zeit ist, die das System braucht, um zu isotroper Turbulenz zurückzukehren und $a = \text{konst}$ ist. Für vollständig isotrope Turbulenz kann man zeigen:

$$a = \frac{1}{3}. \quad (2.64)$$

MOENG UND WYNGAARD (1986) folgern für die konvektive atmosphärische Grenzschicht:

$$a = \frac{1}{2}. \quad (2.65)$$

Mit Gleichung (2.62) und Gleichung (2.63) folgt für die Erhaltungsgleichung für den turbulenten Wärmefluss (2.59):

$$\frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial t} = -\frac{\overline{w'^2} \partial \overline{T}}{\partial z} + (1 - 2a) \frac{g}{T_0} \overline{T'^2} - 2 \frac{\overline{w'T'}}{\tau} + \frac{dw_*^2 T_*}{h} \quad (2.66)$$

Mit $a \approx \frac{1}{2}$ verschwindet der Auftriebs-Produktionsterm $\frac{g}{T_0} \overline{T'^2}$ und die Gleichung (2.66) reduziert sich im quasi-stationären Fall zu

$$\frac{\overline{w'T'}}{\tau} \approx -\frac{w'^2}{2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} + \frac{d w_*^2 T_*}{2 h}. \quad (2.67)$$

Gleichung (2.67) lässt sich auch schreiben als:

$$\overline{w'T'} = -K_H \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} - \gamma_H \right) \quad (2.68)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten für Temperatur K_H

$$K_H = \overline{w'^2} \frac{\tau}{2} \quad (2.69)$$

und dem 'nichtlokalen' oder auch *counter-gradient* genannten Transportterm γ_H

$$\gamma_H = d \frac{w_*^2 T_*}{w'^2 h}. \quad (2.70)$$

DEARDORFF (1972) erhält ebenfalls die Form von Gleichung (2.68), indem er den Transportterm T in der Erhaltungsgleichung für den turbulenten Wärmefluss (2.59) vernachlässigt und in der Parametrisierung des Druck-Kovarianzterms von $a = 0$ ausgeht. In seinem Fall ergibt sich für den Diffusionskoeffizienten für Temperatur K_H

$$K_H = \overline{w'^2} \tau \quad (2.71)$$

und für den 'nichtlokalen' Transportterm γ_H

$$\gamma_H = \frac{g}{T_0} \frac{\overline{T'^2}}{\overline{w'^2}}. \quad (2.72)$$

Die physikalische Deutung der 'nichtlokalen' Transportterme nach DEARDORFF (1972) (Gleichung (2.72)) und HOLTSLAG UND MOENG (1991) (Gleichung (2.70)) unterscheiden sich. Nach DEARDORFF (1972) wird der 'nichtlokale' Transportterm durch den Auftriebs-Produktionsterm verursacht. Nach HOLTSLAG UND MOENG (1991) ist der turbulente Transportterm T die Ursache für den 'nichtlokalen' Transportterm. Mit den Parametrisierungen

$$\overline{w'^2} \approx c_1 w_*^2 \quad (2.73)$$

$$\overline{T'^2} \approx c_2 T_*^2, \quad (2.74)$$

wobei $c_1 = \text{konst}$ und $c_2 = \text{konst}$, folgt für sowohl den Ansatz von DEARDORFF (1972) als auch für den Ansatz von HOLTSLAG UND MOENG (1991)

$$\gamma_H \propto \frac{\overline{w'T'}(0)}{w_* h}. \quad (2.75)$$

Nach Gleichung (2.75) kann der 'nichtlokale' Transportterm also durch sowohl den turbulenten Transportterm T als auch durch den Auftriebs-Produktionsterm verursacht sein.

Dieses Ergebnis deckt sich mit Ergebnissen von KONDO UND HAGINOYA (1984), die aus Beobachtungen der atmosphärischen Grenzschicht zwei mögliche Ursachen für 'nichtlokalen' Transport ableiten:

- Austauschprozesse benachbarter warmer und kalter Luftblasen und
- Eindringen von warmen Luftblasen in die stabile Schicht

können zu 'nichtlokalen' Transporten von Temperatur führen. In der in dieser Modellrealisierung verwendeten Parametrisierung gilt im Fall von neutralem oder stabilisierendem Antrieb ($\zeta \geq 0$):

$$\gamma_H = 0. \tag{2.76}$$

Bei destabilisierendem Antrieb ($\zeta < 0$) gilt analog zu Gleichung (2.75):

$$\gamma_H = 6.3 \frac{\left(\overline{w'T'}(0) + \overline{w'T'}_R \right)}{w_s(\sigma) h}, \tag{2.77}$$

wobei $\overline{w'T'}_R$ der Anteil des solaren Wärmeflusses ist, der in der Deckschicht absorbiert wird.

3 Experimente bei Station OWS-Papa

Experimente mit idealisiertem Antrieb wie z.B. mit ausschließlich Windantrieb oder ausschließlich mit Abkühlung an der Oberfläche können viel über qualitative Eigenschaften von eindimensionalen Deckschichtmodellen aussagen. Zur Klärung der Frage, wie gut ein ozeanisches Deckschichtmodell in quantitativer Hinsicht die Realität abbildet, muss es mit Beobachtungen verglichen werden. Tankexperimente sind hierzu nur bedingt zu gebrauchen, da in ihnen der Antrieb der Ozeane, der eine Vielzahl von Zeitskalen umfasst, auf die die Deckschicht in nichtlinearer Weise reagiert, nicht in seiner gesamten Komplexität simuliert werden kann.

In diesem Kapitel werden Parameter der drei Deckschichtmodelle empirisch optimiert. Anschließend wird die Abhängigkeit der optimierten Modelle von der vertikalen Auflösung, vom CORIOLIS-Parameter und von der Parametrisierung der solaren Einstrahlung untersucht.

Eine Abschätzung des Einflusses von horizontaler Advektion, die von eindimensionalen Deckschichtmodellen nicht modelliert werden kann, wird ein Maß der Signifikanz der Unterschiede unter den Modellen und unterschiedlicher Parameterwahl geben.

Drei Gründe führten zur Wahl der Station Papa zur Evaluierung der Modelle:

- der geringer Einfluss horizontaler Advektion,
- die hohe zeitliche Auflösung von Antrieb und Temperaturbeobachtungen in der Deckschicht
- und die leichte Verfügbarkeit der Daten.

3.1 Meteorologische Antriebs- und ozeanische Evaluationsdaten

Die Station Papa befindet sich im Nordpazifik bei 145°W , 50°N . Sie liegt somit fast im Zentrum des subpolaren Wirbels. Horizontale Advektion ist daher so klein, dass die hier an Bord eines Wetterschiffes gemessenen Daten zur Evaluation eines eindimensionalen Deckschichtmodelles geeignet sind (DENMAN (1973), MARTIN (1985), LARGE ET AL. (1994), KANTHA UND CLAYSON (1994) und D'ALESSIO ET AL. (1998)).

Der Antrieb und die beobachteten Temperaturprofile wurden aus dem GOTM-Projekt (BURCHARD ET AL., 2000) übernommen.

Der GOTM Dokumentation ist zu entnehmen, dass der Windstress, der sensible und

der latente Wärmefluss nach den Bulkformeln von KONDO (1975) berechnet wurden. Die langwellige Rückstrahlung wurde mit Hilfe der Formel von WYRTKI (1965) berechnet. Für die kurzwellige Einstrahlung folgten die Autoren ROSATI UND MIYAKODA (1988) die in ihrem globalen Zirkulationsmodell die solare Einstrahlung für klaren Himmel nach LIST (1958) und die Korrektur auf Grund der Wolkenbedeckung nach REED (1977) berechneten. Für den atmosphärische Transmissionskoeffizient setzten die Autoren $\tau = 0.7$ an.

Insgesamt standen beobachtete Temperaturprofile für den Zeitraum 1.1.1960 - 31.12.1968 und meteorologischer Antrieb von August 1959 bis Juli 1981 zur Verfügung.

Für den Vergleich zwischen den Modellen und den Beobachtungen wurde der Zeitraum 26.3.61 - 6.11.61 ausgewählt. Zum Einen, weil es eine Vielzahl von Arbeiten

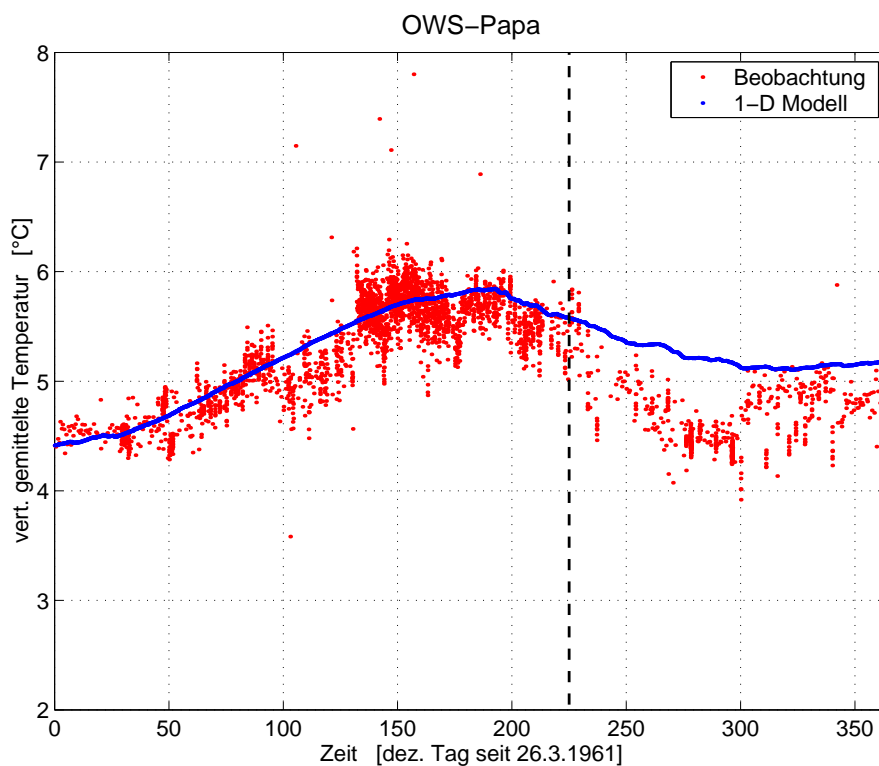


Abbildung 3.1: Beobachtete (Punkte) und mit wärmeerhaltendem Modell modellierte (Linie) vertikal über die ersten 295m gemittelte Temperatur. Die gestrichelte Linie markiert mit dem 6.11.1961 das Ende der Evaluationsperiode.

gibt, die sich ebenfalls mit der Evaluation von Deckschichtmodellen bei OWS-Papa zu diesem Zeitraum beschäftigen (DENMAN (1973), MARTIN (1985), LARGE ET AL. (1994), KANTHA UND CLAYSON (1994) und D'ALESSIO ET AL. (1998)), und zum Anderen wurde kein vollständiges Jahr ausgewählt, da vom späten Oktober an Netto-Wärmeflüsse und Wärmehalt der Wassersäule nicht mehr zusammenpassen (siehe Abb. 3.1), was auf Advektion von kaltem Wasser unterhalb der saisonalen Thermo-

kline (LARGE ET AL., 1994) zurückzuführen ist. Im verwendeten Zeitraum 26.3.61

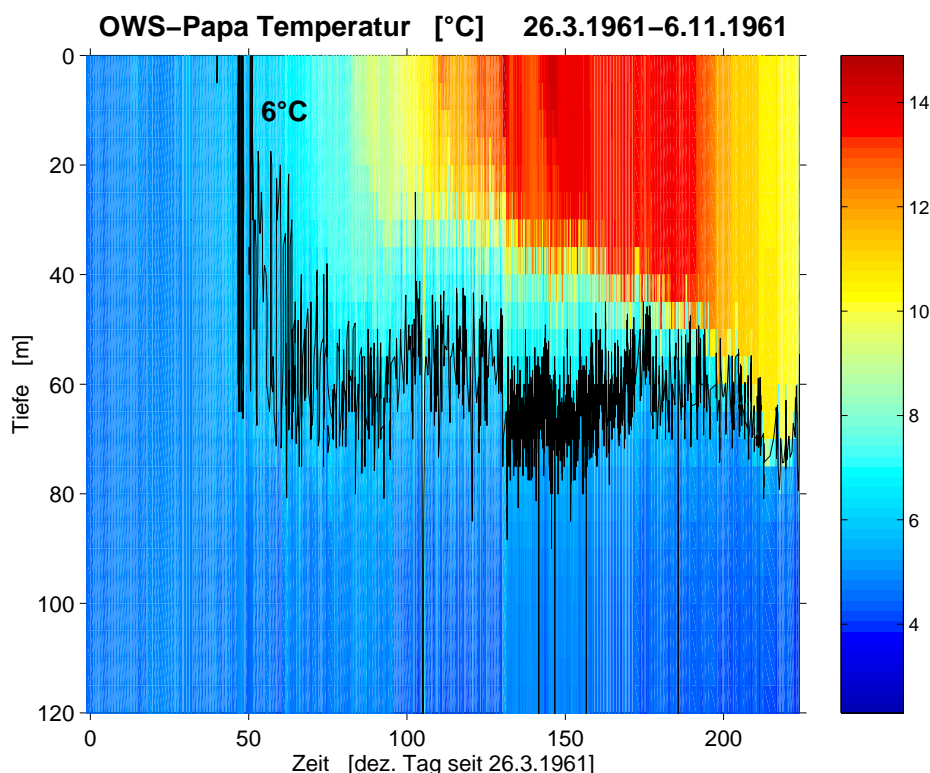


Abbildung 3.2: Temperaturbeobachtungen bei OWS-PAPA für den zur Evaluation der Deckschichtmodelle verwendeten Zeitraum.

- 6.11.61 stehen insgesamt 2514 beobachtete vertikale Temperaturprofile mit einer vertikalen Auflösung von 5m bis in eine Tiefe von 295m zur Verfügung. Die zeitliche Auflösung liegt im Mittel bei 2 Stunden 10 Minuten, die größte Datenlücke hat eine Dauer von 48 Stunden.

Nach Abbildung 3.2 beinhaltet der Evaluationszeitraum die Bildung einer sommerlichen flachen Deckschicht sowie deren Vertiefung im Verlaufe des Herbstes. Die eingezeichnete 6°C Isotherme verdeutlicht die Variabilität auf kleinen Zeitskalen, die selbst unterhalb der Deckschicht zu finden ist.

An meteorologischem Antrieb liegt Betrag und Richtung des Windstress, solare Einstrahlung und die Summe aus sensibler und latenter Wärme vor. Die zeitliche Auflösung liegt bei genau 3 Stunden.

Abbildung 3.1 verdeutlicht, dass ein wärmeerhaltendes eindimensionales Deckschichtmodell die beobachteten Wärmeinhalte auch vor Oktober 1961 mit vorliegendem Antrieb nur bedingt reproduzieren kann.

In den beobachteten Wärmeinhalten stecken im Gegensatz zu den modellierten große Schwankungen auf kleinen Zeitskalen. Diese großen Schwankungen auf kleinen Zeitskalen können auf Grund ihrer Größenordnung (siehe Abbildung (3.3)) nicht aus lokalen Wechselwirkungen des Ozeans mit der Atmosphäre stammen, sondern müssen durch Advektion von Wärme verursacht sein. Das Histogramm in Abbildung (3.3)

lässt auf einen Prozess schließen, der nahezu GAUSS-verteilt ist und im zeitlichen Mittel keinen Beitrag zur Wärmebilanz liefert.

Da keinerlei Messungen von Strömungsgeschwindigkeiten und nur vertikale Tempe-

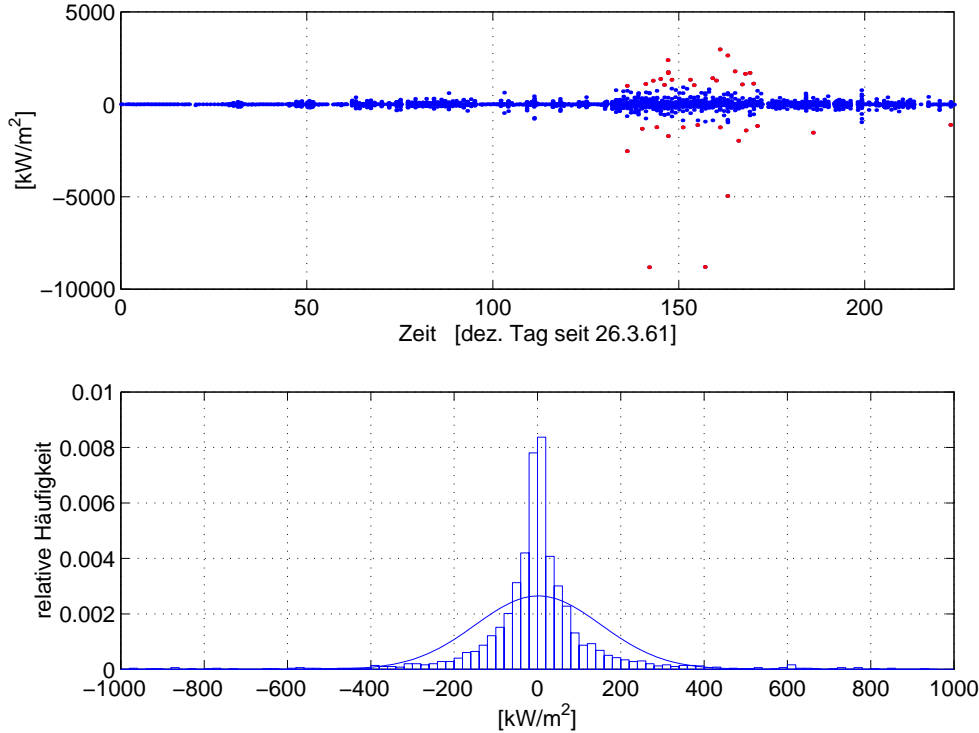


Abbildung 3.3: Anteil der Änderung des beobachteten Wärmeinhaltes, der nicht auf den verwendeten Antrieb zurückzuführen ist. Die durchgezogene Linie im Histogramm ist die entsprechend skalierte GAUSS-Verteilung.

raturprofile an einem Punkt zur Verfügung stehen, kann der Einfluss von Advektion in den verwendeten eindimensionalen Deckschichtmodellen nicht simuliert werden. Im Folgenden soll die Abweichung zwischen beliebigen wärmerhaltenden Modellen und Beobachtung, die durch horizontale Advektion von Wärme zustande kommt abgeschätzt werden:

Als quantitatives Maß des Unterschiedes zwischen Modellen und Beobachtung wird in dieser Arbeit die RMS (root mean square)-Abweichung verwendet. Es gilt:

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N a_i^2}{N}}, \quad (3.1)$$

wobei a_i die Temperaturabweichungen des Modells von den einzelnen ($i = 1, 2, \dots, N$) Beobachtungen sind.

Der RMS wird einmal für Temperaturdifferenzen auf allen Tiefenstufen (RMS_{all}) und einmal nur für die Oberflächentemperaturdifferenzen (RMS_{sst}) berechnet.

Die Frage, wie groß nun der Anteil des RMS ist, der allein durch die in eindimensionalen Deckschichtmodellen nicht modellierbare horizontale Advektion von Wärme

zustande kommt, ist nicht einfach zu beantworten. Um so mehr, da sich meteorologischer Antrieb und der Einfluss der horizontalen Advektion auf den Wärmeinhalt nicht nach ihren Zeitskalen trennen lassen, da sich nach Abbildung (3.4) das Spektrum des Anteils der Änderung des beobachteten Wärmeinhaltes der nicht auf den verwendeten Antrieb zurückzuführen ist, mit den Spektren des Antriebes überschneidet.

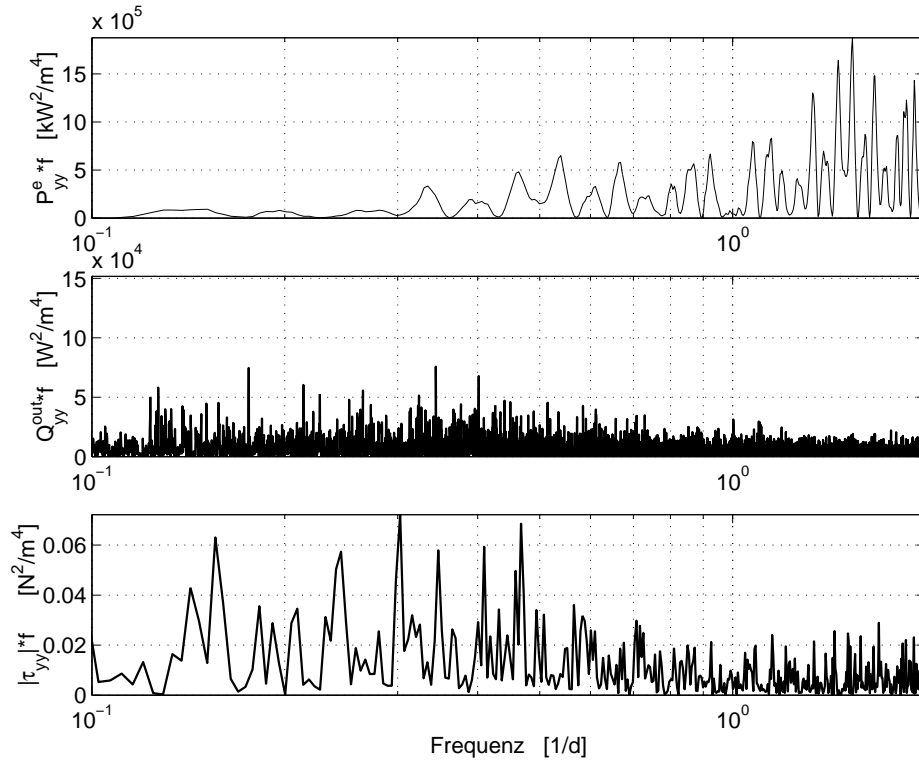


Abbildung 3.4: *Varianzerhaltendes Spektrum des Anteils der Änderung des beobachteten Wärmeinhaltes, der nicht auf den verwendeten Antrieb zurückzuführen ist (a) und des meteorologischen Antriebes F_{sol} (b) sowie des Betrages des Windstresses (c).*

Abschätzung des Einflusses horizontaler Advektion auf den RMS

Für ein beliebiges wärmerhaltendes Deckschichtmodell beträgt die RMS-Abweichung von modellierter und beobachteter vertikal über die oberen 295 Meter gemittelten Temperatur 0.24K. Der Einfluss von horizontal advehiertes Wärme ist mit Sicherheit nicht in jeder Tiefe gleich groß. Deshalb ist 0.24K eine untere Grenze für den Anteil von RMS_{all} , der durch horizontale Advektion von Wärme verursacht wird.

An der Oberfläche ist der Einfluss der Oberflächenflüsse besonders bestimmend. Zudem sind horizontale Gradienten der Oberflächenflüsse in Relation zu typischen Advektionsgeschwindigkeiten klein. Deshalb ist zu erwarten, dass der Einfluss horizontaler Advektion auf den oberflächennahen Wärmeinhalt besonders klein ist. Also ist

0.24K zudem eine obere Grenze für den Anteil von RMS_{SST} , der durch horizontale Advektion verursacht wird.

Eine obere Grenze für den Anteil von RMS_{all} , der durch horizontale Advektion verursacht wird, lässt sich mit Hilfe von zwei Annahmen finden:

- Eine mittlere barotrope Geschwindigkeit transportiert Wirbel durch das Modellgebiet.
- Bei der Entstehung der Wirbel wird die Deckschichttiefe beeinflusst, woraus ein veränderter Wärmeinhalt der ersten 295m resultiert.

Daraus folgt, dass der Einfluss der horizontalen Advektion auf die Temperatur nicht in jeder Tiefe gleich groß ist. In der folgenden Abschätzung wurde der tiefenabhängige Einfluss der horizontalen Advektion mit dem ersten baroklinen Dichte-Mode $M_\rho(z)$ angenähert. Der erste barokline Dichte-Mode $M_\rho(z)$ wurde mit dem Jahresmittel von Salz und Temperatur der *Levitus*-Klimatologie bei 154.1°W , 49.9°N berechnet.

$\widetilde{\text{RMS}}(z)$ sei nun der RMS der Differenz der modellierten und beobachteten Temperatur in der Tiefe z . Mit den Annahmen

$$0.24\text{K} = \frac{1}{295\text{m}} \int_0^{295\text{m}} \widetilde{\text{RMS}}(z) dz \quad (3.2)$$

und

$$\widetilde{\text{RMS}}(z) \propto M_\rho(z) \quad (3.3)$$

lässt sich $\widetilde{\text{RMS}}(z)$ berechnen. Gemäß den Rechenregeln für den RMS erhält man dann für den Anteil von RMS_{all} , der durch horizontale Advektion verursacht wird, die obere Grenze 0.3K.

3.2 Optimierung von Parametern

In diesem Abschnitt werden Parameter der drei Deckschichtmodelle mit Hilfe von Beobachtungen bei Station OWS-Papa optimiert. Die vertikale Auflösung beträgt bei allen Modellläufen in diesem Abschnitt 5m, die Zeitliche 5min. Die Absorption von solarer Einstrahlung wurde nach JERLOV (1976) mit dem *water type* IB parametrisiert.

3.2.1 Die Parameter des KT-Modells

Nach Abschnitt (2.2) sind drei Parameter festzulegen:

- Der Diffusionskoeffizient K_H für Temperatur,
- die Längenskala H_0 , über die der integrale Effekt der Dissipation in der Deckschicht beeinflusst wird und
- der dimensionslose Parameter m , der die Effektivität des Windeintrages steuert.

In Abbildung (3.5) sind die Abweichungen von der Beobachtung RMS_{SST} und RMS_{all} in Abhängigkeit von H_0 und m für zwei verschiedene Diffusionskoeffizienten aufgetragen. Das Ergebnis dieses Vergleichs deckt sich mit dem Ergebnis von Gaspar: Das Ergebnis von Optimierungen ist nicht in signifikanter Weise von der Wahl des Diffusionskoeffizienten abhängig solange K_H in einem 'realistischen' Bereich liegt. Ein zusätzliches Ergebnis ist das Indiz, dass mit zunehmendem Diffusionskoeffizienten die Sensitivität der Modelllösungen gegenüber der Wahl von H_0 und m abnimmt. Im Folgenden wird der Diffusionskoeffizient $K_H = 0.1$ verwendet. Dieser Wert stammt aus einem Experiment von LEDWELL ET AL. (1993), bei dem Tracer in der Pyknokline ausgebracht wurden.

Nach Abbildung (3.5) unterscheiden sich Ort und Betrag im (m, H_0) -Raum der Minima von RMS_{SST} und RMS_{all} nicht in signifikanter Weise. Im Folgenden werden m und H_0 des Minimums von RMS_{SST} verwendet weil die SST die entscheidende ozeanische Variable des Energieaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre ist und ihre Modellierung z.B. in gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodellen essenziell ist, will man Flusskorrekturen zur Vermeidung von Klimadrift umgehen. Die optimierten Parameter sind somit:

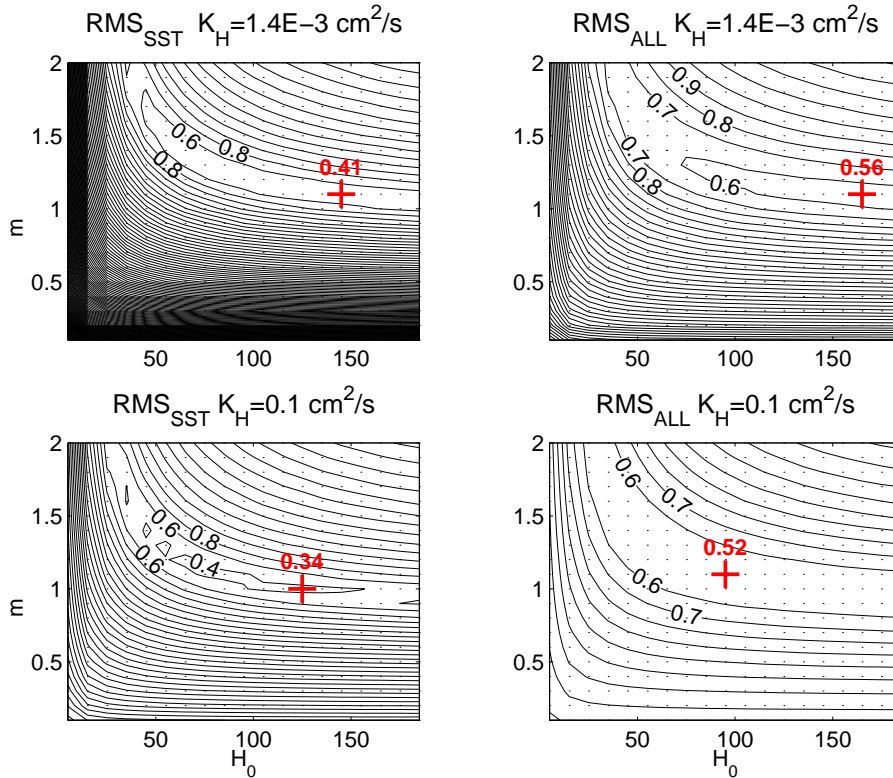


Abbildung 3.5: RMS -Abweichungen des KT -Modells von den Beobachtungen bei Station OWS-Papa in Abhängigkeit von m und H_0 für zwei verschiedene K_H in K . Jeder Punkt symbolisiert einen Modelllauf. Rot hervorgehoben sind die Modellläufe mit minimalem Fehler.

- $K_H = 0.1 \frac{cm^2}{s}$,
- $H_0 = 125m$ und
- $m = 1$.

Direkt vergleichbare Referenzwerte wurden in der Literatur nicht gefunden. Zumeist wurde die Längenskala H_0 nicht als konstant betrachtet, sondern war über

$$H_0 \propto \frac{u_*}{f} \quad (3.4)$$

mit der Reibungsgeschwindigkeit u_* in Wasser und dem CORIOLIS-Parameter f verknüpft. Bei OSCHLIES (1998) wurde zwar ein identischer Ansatz verwendet, allerdings in einem dreidimensionalen Modell des Nordatlantik, dessen Antrieb sich aus Monatsmitteln des Windstresses und aus *Restoring* an Klimatologien zusammensetzt. Deshalb sind die bei OSCHLIES (1998) verwendeten Parameter $H_0 = 50m$ und $m = 0.3$ nicht direkt mit den in dieser Arbeit optimierten vergleichbar.

3.2.2 Die Parameter des TKE-Modells

Nach Kapitel 2.2 müssen fünf Parameter bestimmt werden:

- Die Konstante c_k aus dem Ansatz für den Diffusionskoeffizienten für Impuls $K_m = c_k l_k \sqrt{\bar{e}}$,
- die Konstante c_ϵ aus dem Ansatz für Dissipation nach KOLMOGOROV,
- der konstante Faktor m_2 , der den windbedingten Eintrag von TKE an der Oberfläche mit dem Windstress verknüpft,
- der minimale Wert für TKE e_{min} , der in Regionen in denen die TKE nach der prognostischen Gleichung verschwinden würde für eine Proportionalität des Diffusionskoeffizienten zu $\frac{1}{N}$ sorgt
- und die Konstante a , die das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von TKE und Impuls bestimmt.

GASPAR ET AL. (1990) verwenden $c_\epsilon = 0.7$, $c_k = 0.1$, $e_{min} = 10^{-6} \frac{m^2}{s^2}$, $a = 1$ und im Gegensatz zu der in dieser Arbeit verwendeten Modellversion nicht die VON NEUMANN sondern die DIRICHLET-Randbedingung für den Eintrag von TKE an der Meeresoberfläche.

TERRAY ET AL. (1996) schließt aus Messungen der Dissipation im Ontariosee, dass m_2 abhängig vom Alter der Oberflächenwellen und Windstress bis zu 5 betragen kann. c_ϵ ist nach BOUGEAULT UND LACARRERE (1989) mit 0.7 relativ sicher bestimmt. Nach GARGETT (1984) liegt das Verhältnis von Dissipation zur Brunt-Väisälä Frequenz $\frac{\epsilon}{N}$ zwischen $0.4 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s^2}$ und $1.2 \cdot 10^{-6}$.

Aus dem KOLMOGOROV-Ansatz für die Dissipation (Gleichung (2.28)) und der Beziehung für die Längenskala nach Gleichung (2.25) folgt mit $c_\epsilon = 0.7$ für e_{min} :

$$0.8 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s^2} \leq e_{min} \leq 1.2 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s^2}. \quad (3.5)$$

Der Parameter mit der größten Unsicherheit ist c_k . GASPAR ET AL. (1990) bestimmen ihn über

$$\gamma = 2c_k c_\epsilon^{-1} P_{rt}^{-1}, \quad (3.6)$$

mit der PRANDTL-Zahl P_{rt} und dem Koeffizienten der Effizienz der turbulenten Vermischung

$$\gamma = \frac{R_f}{1 - R_f} = \frac{\overline{-b'w'}}{\epsilon}. \quad (3.7)$$

Die PRANDTL-Zahl variiert nach Abbildung (2.2) zwischen eins und zehn. (Nach Abbildung (2.2) gibt es PRANDTL-Zahlen von 10 nur in Regimen, die durch nicht-turbulente (molekulare) Diffusion bestimmt sind. Nach Messungen von PETERS ET AL. (1988) im äquatorialen Pazifik können PRANDTL-Zahlen von 10 jedoch auch

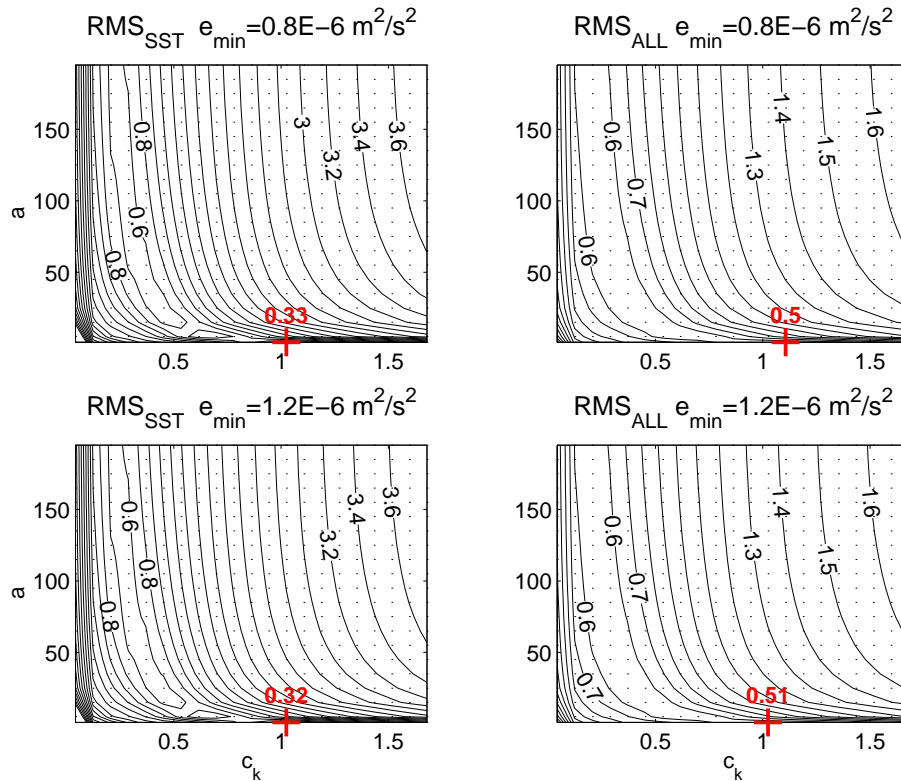


Abbildung 3.6: *RMS-Abweichungen des TKE-Modells von den Beobachtungen bei Station OWS-Papa in Abhängigkeit von a und c_k für zwei verschiedene e_{min} in K . Jeder Punkt symbolisiert einen Modelllauf. Rot hervorgehoben sind die Modellläufe mit minimalem Fehler.*

in Regimen, in denen Diffusion durch Turbulenz überwiegt, auftreten.) Nach MOUM ET AL. (1989) gilt $0.12 \leq \gamma \leq 0.48$. Damit ergibt sich

$$0.042 \leq c_k \leq 1.68. \quad (3.8)$$

Abbildung 3.6 zeigt den Fehler des TKE-Modells in Abhängigkeit von c_k und a für zwei verschiedene e_{min} . Nach der Abschätzung der Anteile der horizontalen Advektion an RMS_{all} und RMS_{SST} in Kapitel (3.1) ist die Abhängigkeit der Modellfehler von e_{min} nicht signifikant, so dass im Folgenden der Wert $e_{min} = 10^{-6} \frac{m^2}{s^2}$ von GASPAR ET AL. (1990) verwendet wird.

Nach Abbildung (3.7) liegen die globalen Minima für RMS_{SST} und RMS_{all} bei $a = 1$ und $c_k = 1.02$.

Nach Abbildung (3.11) liegt das Minimum für m_2 bei 3.5. In dieser Arbeit wurde für m_2 der Wert 3.0 verwendet. Nach Abbildung (3.11) hat dieser Unterschied in der Parameterwahl jedoch keinen signifikanten Einfluss auf die Modelllösung.

Dieses Ergebnis stimmt mit der Aussage von KLEIN UND COANTIC (1981) überein, wonach Turbulenzmodelle mit einem Schließungsansatz nur schwache Sensitivität gegenüber Änderungen von m_2 zeigen. Nimmt man die Ergebnisse der Messungen von

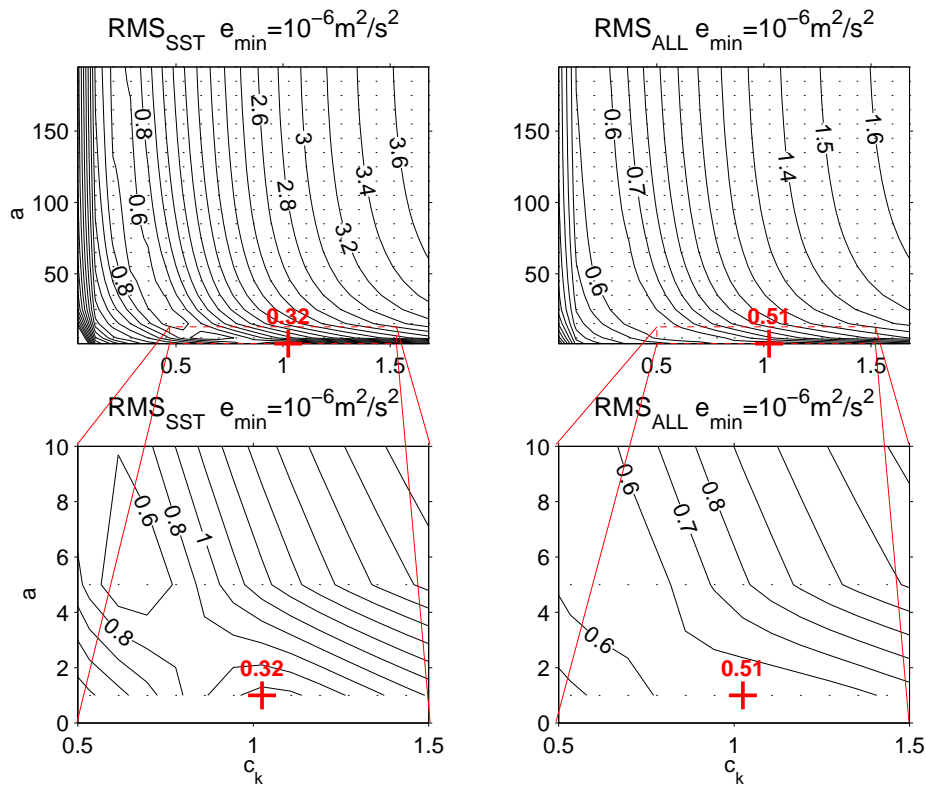


Abbildung 3.7: RMS-Abweichungen des TKE-Modells von den Beobachtungen bei Station OWS-Papa in Abhängigkeit von a und c_k in K. Jeder Punkt symbolisiert einen Modelllauf. Die unteren zwei Abbildungen sind Vergrößerungen der Oberen.

TERRAY ET AL. (1996) hinzu, dann kann man das dadurch erklären, dass ein Großteil der eingetragenen TKE in einer oberflächennahen Schicht dissipiert wird.

Die optimierten Parameter des TKE-Modells, die in dieser Arbeit verwendet, werden sind somit:

- $m_2 = 3$
- $c_k = 1.02$
- $c_\epsilon = 0.7$
- $e_{\min} = 10^{-6} \frac{cm^2}{s^2}$
- $a = 1.$

Dieses Ergebnis der Parameteroptimierung unterscheidet sich stark von der Parameterwahl von BLANKE UND DELECLUSE (1992). Festhaltend am Wert für c_k von GASPAR ET AL. (1990) schließen sie aus Testläufen eines dreidimensionalen Ozeanmodells des tropischen Atlantik $a = 30$.

Abbildung (3.7) legt die Vermutung nahe, dass eine Optimierung über den Parameter c_k zu ähnlich guten Ergebnissen geführt hätte. Diese Art der Optimierung ist insofern vorzuziehen, da es keine Beobachtungen gibt, die einen Unterschied der Diffusionskoeffizienten von Impuls und TKE bestätigen.

3.2.3 Die Parameter des KPP-Modells

Unter der Voraussetzung, dass sich die dimensionslosen, stückweise definierten Flussprofile für Impuls und Temperatur von der Atmosphäre auf den Ozean übertragen lassen und dass die Konstante in der Parametrisierung des *counter-gradient* Transportterms (Gleichung (2.77)) realistisch ist, sind für das KPP-Modell vier Parameter zu bestimmen:

- Die Diffusionskoeffizienten für Impuls K_m und Temperatur K_H , die den Einfluss von internen Wellen unterhalb der Deckschicht simulieren sollen,
- der Parameter C , der den Einfluss der nicht aufgelösten Stromscherung auf die Deckschichttiefe bestimmt und
- der Parameter Ri_{cr} über den die Deckschichttiefe definiert ist.

In Übereinstimmung mit LARGE ET AL. (1994) wurden für die Diffusionskoeffizienten die konstanten Werte

$$K_H = 0.1 \frac{cm^2}{s} \tag{3.9}$$

nach LEDWELL ET AL. (1993) und

$$K_m = 1 \frac{cm^2}{s} \tag{3.10}$$

gewählt. Der Diffusionskoeffizient für Impuls ergibt sich aus Messungen von PETERS ET AL. (1988) im äquatorialen Pazifik, wonach die PRANDTL-Zahl in der Pyknokline zwischen 7 und 10 liegen kann.

Der Parameter C ist nach Abschnitt (2.4.2) so zu wählen, dass das Verhältnis des Auftriebsflusses an der Oberfläche zum *entrainment* von Auftrieb an der Unterkante der Deckschicht im Fall von reiner Konvektion konstant -0.2 beträgt. Nach LARGE ET AL. (1994) erfüllt $C = 1.32$ obige Bedingung bei einer vertikalen Auflösung von 20cm.

Wie sich in Abschnitt (4.1) zeigen wird, ist das *entrainment* bei einer vertikalen Auflösung von 1m etwas zu schwach. Im nächsten Abschnitt wird sich zeigen, dass das KPP-Modell im Vergleich zu Beobachtungen bei OWS-Papa zu tief mischt. Es ist also davon auszugehen, dass eine Optimierung des Parameters C zu einer Verminderung des *entrainments* und damit zu einer weiteren Entfernung vom geforderten Verhältnis von -0.2 geführt hätte. Aus diesem Grund wurde auf eine Optimierung des Parameters C verzichtet und der Wert

$$C = 1.32 \tag{3.11}$$

übernommen.

Nach LARGE ET AL. (1994) gilt $Ri_{cr} = 0.3$. Nach Abbildung (3.8) kann die Abweichung der modellierten SST zur Beobachteten durch Wahl eines größeren Wertes für Ri_{cr} etwas vermindert werden. Allerdings ist die Verbesserung des Modellverhaltens

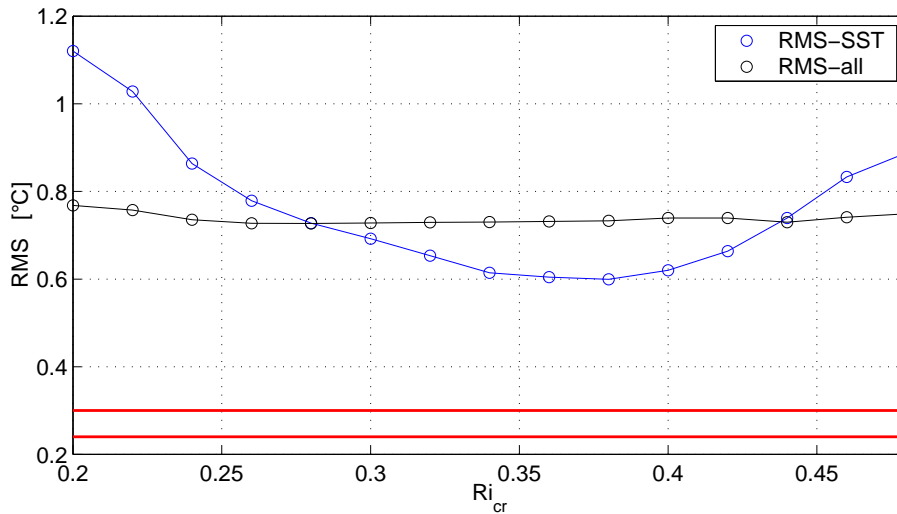


Abbildung 3.8: *RMS-Abweichungen des KPP-Modells von den Beobachtungen bei Station OWS-Papa in Abhängigkeit von Ri_{cr} . Jeder Kreis symbolisiert einen Modelllauf. Der obere horizontale Strich markiert die obere Grenze des Anteils von RMS_{all} , der durch horizontale Advektion verursacht sein kann. Der Untere markiert die obere Grenze des Anteils an RMS_{SST} , der durch horizontale Advektion verursacht sein kann.*

nach der Fehlerabschätzung in Abschnitt (3.1) nicht signifikant, so dass im Folgenden

$$Ri_{cr} = 0.3 \quad (3.12)$$

verwendet wird.

3.3 Die Abhängigkeit der Modelle von der vertikalen Auflösung

Im ersten Abschnitt wird die Sensitivität der Modelle gegenüber einer Änderung der vertikalen Auflösung untersucht.

In den darauf folgenden Abschnitten wird untersucht, ob die Abhängigkeit von der vertikalen Auflösung durch veränderte Parameterwahl kompensiert werden kann.

3.3.1 Modelllösungen verschiedener Auflösung der drei Modelle im Vergleich

In Abbildung (3.9) ist die SST der Modelllösungen aller drei Modelle für drei verschiedene (1m, 5m und 10m) vertikale Auflösungen über die Zeit aufgetragen.

Das KT-Modell mischt demnach bei identischer Parameterwahl mit steigender vertikaler Auflösung tiefer. Besonders auffällig ist der Modelllauf mit 1m Auflösung, dessen sommerliche SST Werte sich um mehr als 2K von den Modellläufen mit 5m und 10m vertikaler Auflösung unterscheidet. Nach Tabelle (3.1) und der Fehlerabschätzung in Abschnitt (3.1) ist der Unterschied zwischen den Läufen mit 1m und 5m Auflösung signifikant, der Unterschied zwischen den Läufen mit 5m und 10m Auflösung hingegen nicht.

Das TKE-Modell mischt mit sinkender vertikaler Auflösung tiefer. Dieser nach Ta-

Auflösung	KT-Modell	TKE-Modell	KPP-Modell
1m	2.33	0.67	1.37
5m	0.34	0.32	0.69
10m	0.52	0.65	0.51

Tabelle 3.1: RMS_{SST}-Abweichungen in Kelvin für Modellläufe bei Station OWS-Papa mit unterschiedlichen vertikalen Auflösungen.

belle (3.1) signifikante Effekt ist besonders im Sommer zu beobachten.

Das KPP-Modell mischt dagegen bei erhöhter vertikaler Auflösung tiefer. Dieser Effekt ist besonders im Sommer auffällig. Der Unterschied zwischen den Läufen mit 1m und 5m Auflösung ist nach Tabelle (3.1) signifikant und wesentlich größer als der nicht signifikante Unterschied der Läufe mit 5m und 10m Auflösung.

In allen Fällen erzielen die für eine vertikale Auflösung von 5 Metern optimierten Parameter bei einer Veränderung der Auflösung von 5 auf 1 oder 10 Meter schlechtere Resultate.

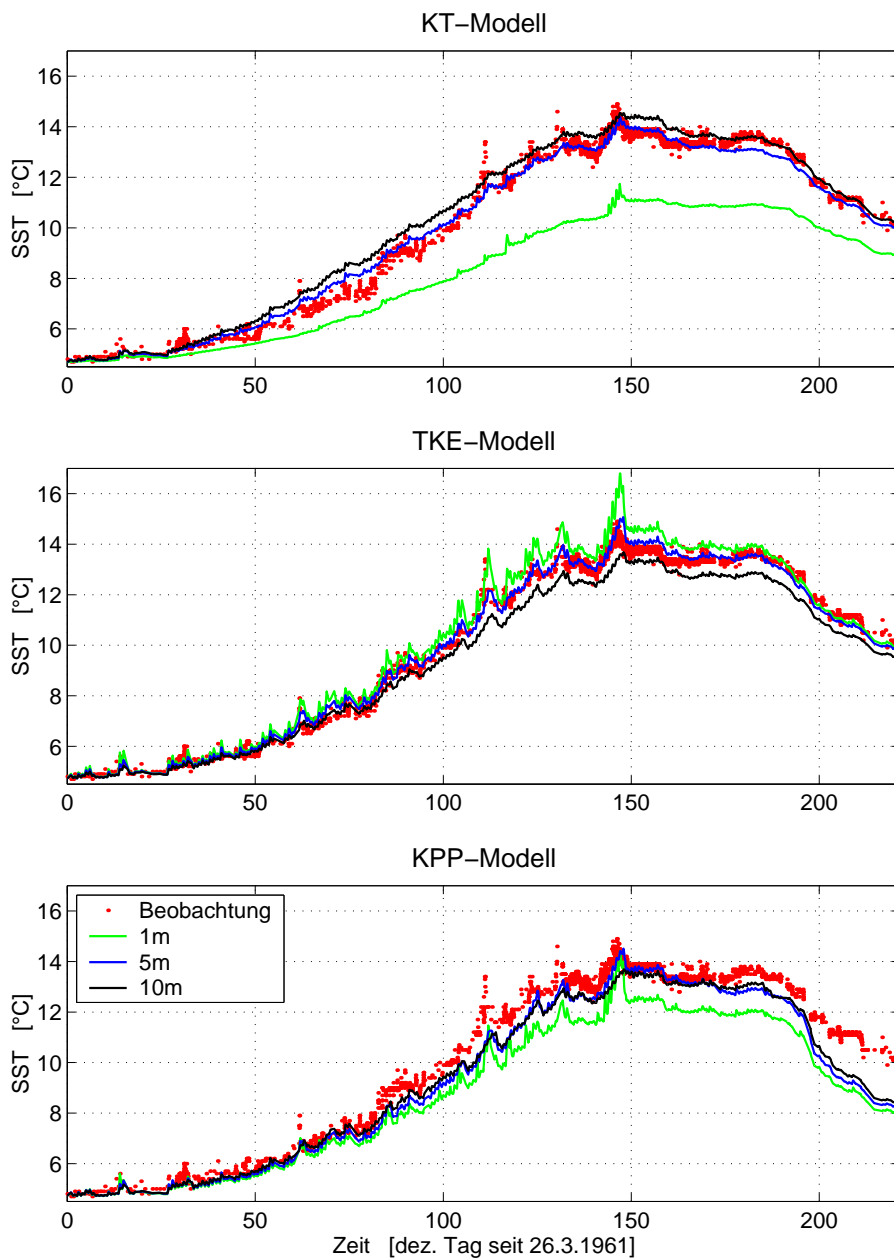


Abbildung 3.9: SST's der Modelllösungen mit unterschiedlichen vertikalen Auflösungen bei Station OWS-Papa.

Vergleich der Modellläufe mit 5m Auflösung

Nach Tabelle (3.1) unterscheiden sich die Modelllösungen des KT- und TKE-Modell bei einer vertikalen Auflösung von 5m nicht in signifikanter Weise. Bei einem Blick auf die Zeitreihen der SST in Abbildung (3.9) fällt jedoch auf, dass große Schwankungen der SST auf kleinen Zeitskalen wie zum Beispiel zwischen Tag 106 und Tag 112 vom TKE-Modell qualitativ besser reproduziert werden.

Der Fehler des KPP-Modells ist nach Tabelle (3.1) signifikant größer als die Fehler

des KT und TKE-Modells. Nach Abbildung (3.9) mischt das KPP-Modell nach Tag 80 zu tief. Besonders die Deckschichtvertiefung ab Tag 195 wird im Vergleich zu den Beobachtungen massiv überschätzt.

Hieraus ist jedoch nicht zu folgern, dass das KPP-Modell die Prozesse in der Deckschicht ungenügend modelliert, da der Unterschied zwischen dem KPP-Modell und den Beobachtungen auch durch Fehler im Antrieb verursacht sein kann. Folgende einfache Rechnung soll das illustrieren:

Nach WEARE (1989) und BLANC (1987) kann der Fehler im Netto-Oberflächenwärmefluss mehr als 80W/m^2 betragen wenn, wie in diesem Fall, latenter und sensibler Wärmefluss über BULK-Formeln abgeleitet werden. Bei einer konstanten Deckschichttiefe von 60m führt ein Unterschied im Netto-Wärmeverlust von 80W/m^2 zu einem Unterschied in der Deckschichttemperatur von etwa 1.5K.

Bezieht man mit ein, dass ein verminderter Netto-Wärmeverlust an der Oberfläche eine flachere Deckschicht zur Folge hätte, dann ist nicht mehr auszuschließen, dass der Unterschied zwischen beobachteter und modellierter SST von 2K am Ende der Evaluationsperiode durch Fehler im Antrieb erklärt werden könnte.

AYOTTE ET AL. (1996) umgehen das Problem, dass Unsicherheiten im Antrieb größer sein können als die Unterschiede verschiedener atmosphärischer Grenzschichtmodelle untereinander, indem sie Grenzschichtmodelle nicht mit Beobachtungen sondern mit LES-Modellen vergleichen, die einen Großteil der energiereichen turbulenten Wirbel auflösen und deshalb nicht so sensitiv gegenüber den Parametrisierungen der Prozesse auf *sub-grid* Skalen sind.

Dieser Ansatz erscheint auch für den Vergleich ozeanischer Deckschichtmodelle vielversprechend.

An dieser Stelle können also auf Grund der Unsicherheiten im Antrieb lediglich folgende Aussagen getroffen werden:

- Die Modelllösungen des optimierten KT- und TKE-Modells unterscheiden sich nicht in signifikanter Weise.
- Das KPP-Modell mit den Parametern nach LARGE ET AL. (1994) liefert mit vorliegendem Antrieb signifikant schlechtere Ergebnisse als das TKE- und KT-Modell, da es im Vergleich zu den Beobachtungen die Tiefe der Deckschicht überschätzt.

3.3.2 Kompensation der Auflösungsabhängigkeit des KT-Modells

Eine Erniedrigung des Diffusionskoeffizienten für Temperatur K_H auf den molekularen Wert $K_H = 1.4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ änderte nichts an den großen Vermischungstiefen der Modelllösung mit einer vertikalen Auflösung von einem Meter.

Nach Abbildung (3.10) kann die Abhängigkeit der Modelllösungen von der Auflösung sehr gut durch eine Änderung von m oder H_0 kompensiert werden. Bei erhöhter vertikaler Auflösung muss demnach entweder die Effektivität des Windeintrages über den Parameter m verkleinert werden oder über eine Verringerung des Parameter H_0 der integrale Effekt der Dissipation erhöht werden.

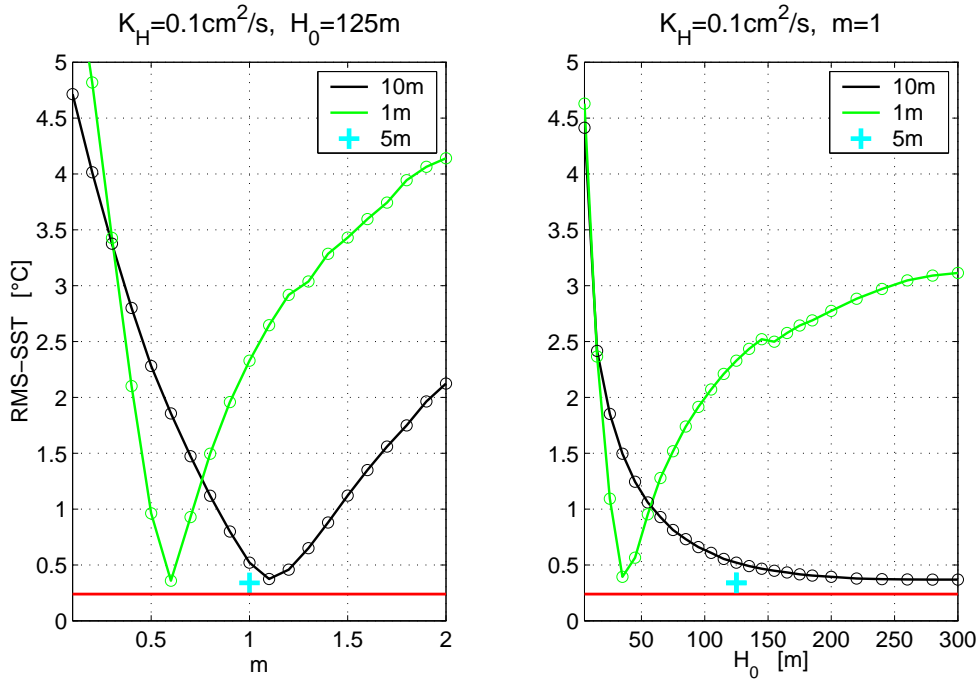


Abbildung 3.10: Abhängigkeit von RMS_{SST} von m und H_0 bei verschiedenen vertikalen Auflösungen. Der rote horizontale Strich markiert die obere Grenze des Anteils von RMS_{SST} , der durch horizontale Advektion verursacht sein kann. Das cyane Kreuz stammt aus der Optimierung der Parameter für den Modelllauf mit 5m Auflösung

Auffällig ist, dass die Effektivität des Windeintrages bei einer Änderung der vertikalen Auflösung von 5m auf 1m halbiert werden muss, um eine vergleichbare Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu erreichen.

3.3.3 Kompensation der Auflösungsabhängigkeit des TKE-Modells

Nach Abbildung (3.11) gibt es drei Möglichkeiten, die Auflösungsabhängigkeit der Modelllösungen zu kompensieren:

Eine Erhöhung der Konstanten a , die das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Impuls und TKE bestimmt, oder eine Erhöhung der Konstante c_k aus dem Ansatz für den Diffusionskoeffizienten für Impuls $K_m = c_k l_k \sqrt{\bar{\epsilon}}$ oder eine Erhöhung der Konstanten m_2 , die den windbedingten Eintrag von TKE über $m_2 \cdot (|\boldsymbol{\tau}|/\rho_0)^{3/2}$ mit dem Betrag des Windstress verknüpft, kann der Tendenz des Modells, bei höheren Auflösungen die Deckschichttiefe zu unterschätzen, entgegenwirken.

Nach Messungen von TERRAY ET AL. (1996) liegt die obere Grenze von m_2 in der Nähe von 5. Dadurch sind der Kompensation der Auflösungsabhängigkeit durch den Parameter m_2 Grenzen gesetzt.

Da von eins abweichende Verhältnisse der Diffusionskoeffizienten von Impuls und

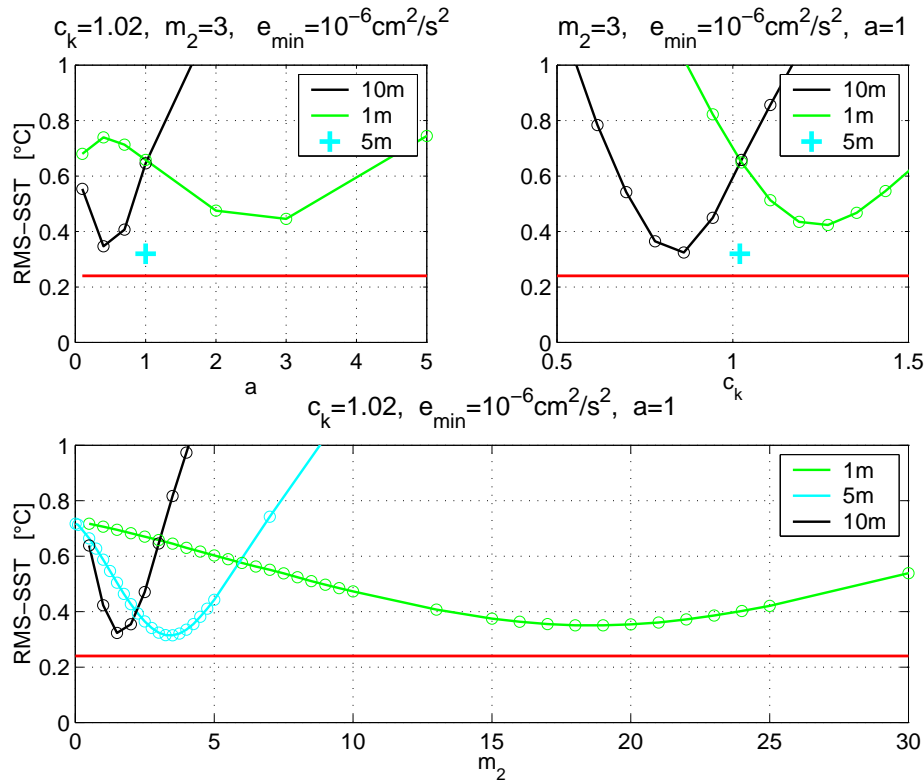


Abbildung 3.11: Abhängigkeit von RMS_{SST} von a , c_k und m_2 bei verschiedenen vertikalen Auflösungen. Der rote horizontale Strich markiert die obere Grenze des Anteils von RMS_{SST} , der durch horizontale Advektion verursacht sein kann. Die cyanen Kreuze stammen aus der Optimierung mit 5m Auflösung.

TKE nicht durch Beobachtungen zu bestätigen sind bleibt zur Kompensierung der Abhängigkeit von der Auflösung nur noch die Konstante c_k . Diese ist nach Abbildung (3.11) und den Grenzen für c_k in Abschätzung (3.7) für eine Kompensation der Abhängigkeit von der Auflösung wohlgeeignet.

Die Abhängigkeit der Modelllösungen von der Auflösung ist nach Abbildung (3.9) im Sommer besonders groß. Das legt die Vermutung nahe, dass die solare Einstrahlung ein Grund für die Abhängigkeit von der vertikalen Auflösung darstellt:

Das Absorptionsprofil der solaren Einstrahlung setzt sich in der hier verwendeten Modellversion additiv aus zwei mit der Tiefe exponentiell abfallenden Profilen zusammen. Durch den exponentiellen Charakter des Absorptionsprofils wirkt die solare Einstrahlung vergleichsweise stabilisierender auf hochaufgelöste Wassersäulen.

Ein Indiz für diese Theorie ist das Zusammenrücken von Modelllösungen verschiedener Auflösungen mit größerer Eindringtiefe der solaren Einstrahlung:

Als Maß, wie weit die Modelllösungen verschiedener Auflösungen zusammenliegen, bzw. wie groß die Sensitivität des Modells gegenüber einer Änderung der Auflösung

ist, wurde ein RMS definiert:

$$RMS_z = RMS \left(SST_{10m}(t_i) - \overline{SST}(t_i) \right) + RMS \left(SST_{5m}(t_i) - \overline{SST}(t_i) \right) \\ + RMS \left(SST_{1m}(t_i) - \overline{SST}(t_i) \right),$$

mit der SST aus dem Modelllauf mit 10m Auflösung SST_{10m} , sowie der SST aus dem Modelllauf mit 5m Auflösung SST_{5m} , sowie der SST aus dem Modelllauf mit 1m Auflösung SST_{1m} und der über alle drei Modellläufe gemittelten Oberflächentemperatur \overline{SST} . t_i entspricht der Zeit nach dem i -ten Zeitschritt.

Für die drei verschiedenen *water types* nach JERLOV (1976) IB, IA und I ergab sich respektiv für RMS_z 1.21 K, 1.16 K und 1.10 K, womit bewiesen wäre, dass die Modelllösungen mit verschiedenen vertikalen Auflösungen mit steigender Eindringtiefe der solaren Einstrahlung näher zusammenrücken.

Für das KT- und KPP-Modell gilt ebenfalls, dass die solare Einstrahlung bei höheren Auflösungen einen stabilisierenderen Effekt auf die Schichtung der Wassersäule zur Folge hat. Allerdings wirken dem andere Prozesse entgegen, was zur Folge hat, dass die Modelllösungen mit verschiedenen vertikalen Auflösungen nicht mit steigender Eindringtiefe der solaren Einstrahlung zusammenrücken.

3.3.4 Kompensation der Auflösungsabhängigkeit des KPP-Modells

Das KPP-Modell mischt wie auch das KT-Modell nach Abbildung (3.9) bei erhöhter Auflösung im Sommer zu tief. Nach LARGE ET AL. (1994) kann das durch eine Verringerung des Kriteriums $Ri_{cr} = 0.3$ für die Bestimmung der Deckschichttiefe kompensiert werden. Nach Abbildung (3.12) trifft das auch für die in dieser Arbeit vorgestellten Modellläufe mit 1m und 5m vertikaler Auflösung, deren Fehler sich nach Tabelle (3.1) signifikant unterscheiden, zu:

Bei einem Wert von 0.2 für Ri_{cr} liegt der Fehler des Modelllaufs mit 1m vertikaler Auflösung nach Abbildung (3.12) wieder im Bereich der Fehler der Modelllösungen mit 5m und 10m vertikaler Auflösung.

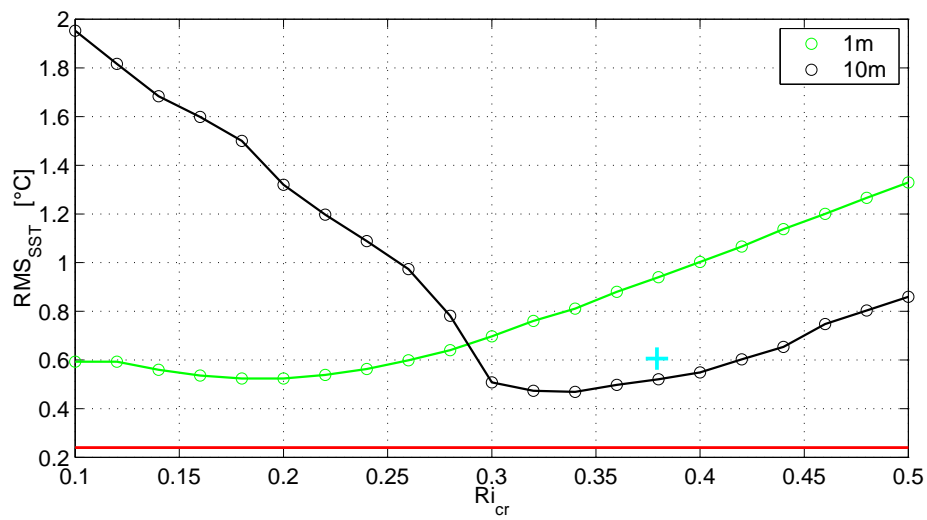


Abbildung 3.12: Abhängigkeit von RMS_{SST} von Ri_{cr} für verschiedene vertikale Auflösungen. Der rote horizontale Strich markiert die obere Grenze des Anteils von RMS_{SST} , der durch horizontale Advektion verursacht sein kann. Das cyane Kreuz ist das Ergebnis aus der Parameteroptimierung mit 5m vertikaler Auflösung.

3.4 Einfluss des Coriolis-Parameters

Im folgenden Abschnitt wird das KT-Modell mit einer Modellversion verglichen, die abhängig vom CORIOLIS-Parameter und somit von der geographischen Breite ist. Anschließend wird kurz erläutert woraus sich die Sensitivität gegenüber dem CORIOLIS-Parameter des TKE- und KPP-Modells ergibt. Im dritten Teil dieses Abschnittes werden die Sensitivitäten aller drei Modelle gegenüber einer Änderung des CORIOLIS-Parameters untersucht.

3.4.1 Allgemeines über die Abhängigkeit der Modelllösungen vom Coriolis-Parameter

Das KT-Modell ist in der bisher verwendeten Modellversion nicht abhängig vom CORIOLIS-Parameter.

Nach OBERHUBER (1993), WELLS (1979) und STERL UND KATTENBERG (1994) kann die Längenskala H_0 durch

$$H_0 = \alpha \frac{u_*}{f}, \quad (3.13)$$

mit der Konstanten α parametrisiert werden. Das hat zur Folge, dass der integrale Effekt der Dissipation mit steigendem CORIOLIS-Parameter ansteigt, was flachere Deckschichttiefen in höheren Breiten zur Folge hat.

STERL UND KATTENBERG (1994) setzen

$$\alpha = 0.4 \quad . \quad (3.14)$$

Mit einem monatlich gemittelten Windantrieb nach HELLERMAN UND ROSENSTEIN (1983) ergeben sich bei STERL UND KATTENBERG (1994) in den Passatregionen typische Werte von H_0 zwischen 100m und 200m.

Für den Windstress bei Station OWS-Papa, dessen Mittel $0.17 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ beträgt, ergeben sich mit $\alpha = 0.4$ bei 50° N für H_0 unrealistische Werte in der Größenordnung der Wassertiefe von über 3700m. Damit sich bei vorliegendem mittleren Windstress von $0.17 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ ein mittlerer Wert für H_0 von 125m ergibt, der dem in Abschnitt (3.2.1) optimierten entspricht muss $\alpha = 0.034$ sein. Aus einer Parameteroptimierung des Parameters α ergab sich $\alpha = 0.04$ bei einem RMS_{SST} von 0.35 K. Das bedeutet, dass für eine fest gewählte geographische Breite obiger Ansatz für H_0 in Abhängigkeit des CORIOLIS-Parameters und des Windstress weder bessere noch schlechtere Resultate als der Ansatz mit konstantem H_0 liefert.

Der Einfluss des Coriolis-Parameters im TKE- und KPP-Modell

Im TKE- und KPP-Modell ist die Abhängigkeit vom CORIOLIS-Parameter in der Gleichung für Impulserhaltung ((2.3)-(2.4)) gegeben.

Die Ekmantiefe D lässt sich in einem System mit konstantem vertikalen Diffusionskoeffizienten für Impuls A_v unter der Voraussetzung, dass Reibung und CORIOLIS-Kraft

die bestimmenden Terme der Impulserhaltung sind, über

$$D = \pi \sqrt{\frac{K_m}{f}} \quad (3.15)$$

berechnen. Die Ekmantiefe ist die Tiefe, in der der Betrag der windbedingten Strömung auf $e^{-\pi} \approx 1/23$ abgenommen hat.

Je größer die Ekmantiefe ist, desto größer ist auch die Tiefe in der es noch Produktion von TKE durch Stromscherung gibt. Es ist also zu erwarten, dass das TKE-Modell (obwohl es nicht mit konstanten Diffusionskoeffizienten rechnet) mit abnehmendem CORIOLIS-Parameter tiefer mischt.

Beim KPP-Modell ist die Stromscherung über Gleichung (2.47) direkt mit der Definition der Deckschichttiefe verknüpft. Auch hier ist ersichtlich, dass größere Ekmantiefen bzw. kleine Werte für den CORIOLIS-Parameter zu tieferer Vermischung führen. In allen drei Modellen geht der Einfluss des CORIOLIS-Parameters nur über die Stromscherung ein. Es gibt jedoch Hinweise aus LES Experimenten (z.B. MIRONOV ET AL. (1998)), dass erhöhte Rotation auch bei reiner Konvektion zu einer Verminderung der Vermischung führen kann. HASSID UND GALPERIN (1994) tragen in ihrem Modell diesem Effekt durch eine rotationsbedingte Begrenzung der turbulenten Längenskala Rechnung. Dieser Ansatz wäre leicht in das TKE-Modell zu integrieren, da es im Gegensatz zum KT- und KPP-Modell auf der Formulierung einer turbulenten Längenskala basiert.

3.4.2 Vergleich der Abhängigkeiten vom Coriolis-Parameter

Nach Abbildung (3.13) mischen alle drei Modelle wie erwartet mit sinkender geographischer Breite tiefer.

Nach Tabelle (3.2) ist der Unterschied der Modelllösungen des KT-Modells bei einer Änderung der geographischen Breite um 30° nicht signifikant. Im Unterschied hierzu sind die Unterschiede der Modelllösungen des KPP und TKE Modells signifikant.

Besonders auffällig ist das Verhalten des KPP-Modells, dessen Modelllösung bei ei-

Geog. Breite	KT-Modell	TKE-Modell	KPP-Modell
20° N	0.60	1.99	3.77
50° N	0.35	0.32	0.69
80° N	0.42	0.72	0.41

Tabelle 3.2: RMS_{SST}-Abweichungen in K für Modellläufe bei Station OWS-Papa mit unterschiedlichen CORIOLIS-Parametern.

nem CORIOLIS-Parameter, der 80° N entspricht, den Beobachtungen besonders nahe kommt.

In diesem Abschnitt können keine Aussagen darüber gemacht werden, wessen Abhängigkeit vom CORIOLIS-Parameter der Realität besonders nahe kommt. Hierzu bräuchte man Messungen von Temperatur und Antrieb an einer Station, deren geographische Breite sich von OWS-Papa unterscheidet.

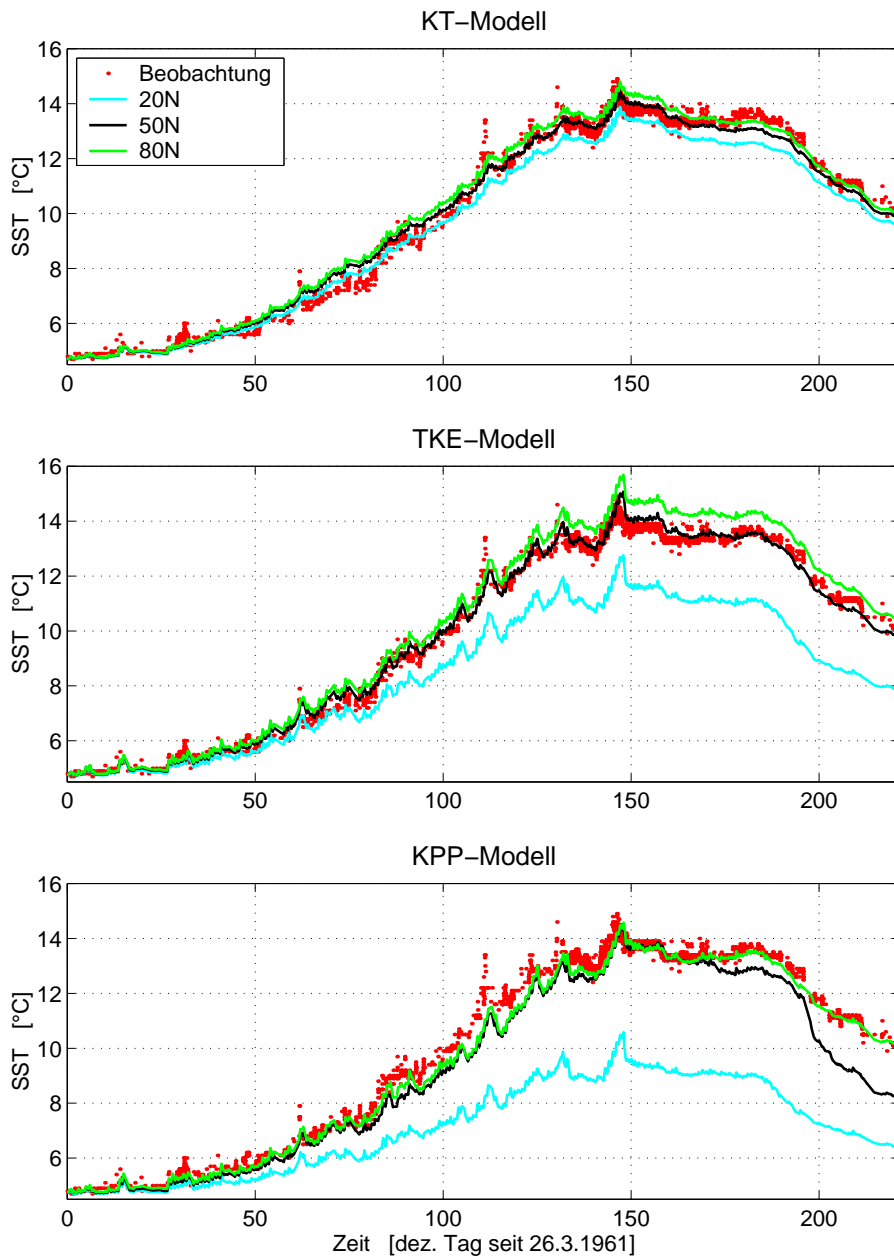


Abbildung 3.13: SST's der drei Modelle für Modellläufe bei Station OWS-Papa mit unterschiedlichen CORIOLIS-Parametern.

Das TKE-Modell wäre für eine solche Untersuchung besonders gut geeignet, da es bei Station OWS-Papa eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen aufweist und zudem bereits eine Änderung des CORIOLIS-Parameters auf einen Wert, der 30°N entspricht eine signifikante Abweichung der Modelllösung ($RMS_{SST} = 0.96\text{K}$ bei 30°N und einer vertikalen Auflösung von 5m) zur Folge hat.

Die signifikante Abweichung der Modelllösung bei 30°N ist dehalb von Vorteil, weil sich das Zentrum des atlantischen Subtropenwirbels ebenfalls bei 30°N befindet und somit Messungen an einem Ort vorgenommen werden könnten wo der zu erwartende Einfluss von horizontaler Advektion gering ist.

Im Pazifik würde sich für eine solche Untersuchung die Station ALOHA bei 22.75°N, 158°W des HOT (Hawaii Ocean Time-series) Programmes anbieten. An dieser Station die wenig durch horizontale Advektion beeinflusst wird wurden über Jahre monatlich neben bioischen Parametern auch Temperatur, Salzgehalt und meteorologische Parameter gemessen. Zudem ist in der Nähe bei 23.40°N, 162.27°W eine Messboje des NATIONAL DATA BUOY CENTERS verankert, die kontinuierlich Wingschwindigkeit, Luft- und Wassertemperatur sowie Feuchte der Luft aufzeichnet. Lediglich für die solare Einstrahlung müssten Daten aus einer Reanalyse (z.B. ECMWF) verwendet werden.

3.5 Einfluss der Parametrisierung der solaren Einstrahlung auf die Modelllösungen

Die Absorption der solaren Einstrahlung ist nach Gleichung (2.9) parametrisiert. Nach PAULSON UND SIMPSON (1977) ist es ausreichend, die eingestrahlte Energie auf zwei Frequenzbänder aufzuteilen, die jeweils den Anteil r_i der Gesamtenergie enthalten. Die Parameter μ_i entsprechen den Kehrwerten der Band-Absptionskoeffizienten. Die verwendete Zuordnung der Parametersätze r_1, r_2, μ_1, μ_2 mit dem *water type* nach JERLOV ist in Tabelle (3.3) aufgelistet. Um ein Gefühl zu vermitteln, welchen Einfluss

<i>water type</i> nach JERLOV	r_1	r_2	μ_1	μ_2
I	0.58	0.42	0.35	23
IA	0.62	0.38	0.6	20
IB	0.67	0.33	1	17
II	0.77	23	1.5	14
III	0.78	0.22	1.4	7.9

Tabelle 3.3: *Definition der water types nach JERLOV über die Kehrwerte der Bandabsorbtionskoeffizienten μ_i und Anteile an der Gesamtenergie r_i .*

die Änderung um einen *water type* auf das Absorptionsverhalten der Wassersäule nimmt sei hier ein Beispiel angeführt:

Bei einer solaren Einstrahlung von $200 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ werden bei einer Änderung von Typ I auf Typ IB in den obersten 20m $30 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ mehr Wärme absorbiert.

Aus Messungen der SECCHI-Tiefe (der Tiefe, bis zu der eine weiße Scheibe sichtbar ist) ergab sich, dass das Absorptionsverhalten bei Station OWS-Papa nicht konstant ist. Nach LEWIS ET AL. (1988) liegt ihm folgender Jahresgang zu Grunde:

Typ IA von Dezember bis Februar, Type II von Juni bis September und Typ IB in den anderen Monaten.

In den Modellläufen der vorigen Kapitel wurde über den gesamten Zeitraum Typ IB verwendet.

Nach Abbildung (3.14) sind die Modelllösungen der drei Deckschichtmodelle besonders im Sommer sensitiv gegenüber einer Änderung der Parametrisierung der solaren Einstrahlung. Änderungen um einen *water type* nach JERLOV ziehen sowohl beim TKE als auch beim KPP-Modell maximale Unterschiede der sommerlichen SST von knapp unterhalb einem Kelvin nach sich. Die Sensitivität des KT-Modells ist etwas höher, hier treten Unterschiede von über einem Kelvin auf.

Besonders auffällig ist, dass sich beim KT-Modell Auswirkungen unterschiedlicher Parametrisierungen der solaren Einstrahlung schon ab Tag 65, also bereits im Juni zeigen, wohingegen die Modelllösungen des KPP und TKE-Modells erst ab Tag 100, also Mitte Juni, auseinanderlaufen.

Festzuhalten bleibt also, dass sich alle drei Modelle gegenüber Änderungen der Parametrisierung der solaren Einstrahlung sensitiv zeigen. Aus diesem Grund sollte in Gebieten, in denen es während des Sommers starke Änderungen des Absorptionsverhaltens der Wassersäule (z.B. auf Grund von Algenblüten) gibt, die zeitliche Abhängigkeit des *water types* nach JERLOV nicht vernachlässigt werden.

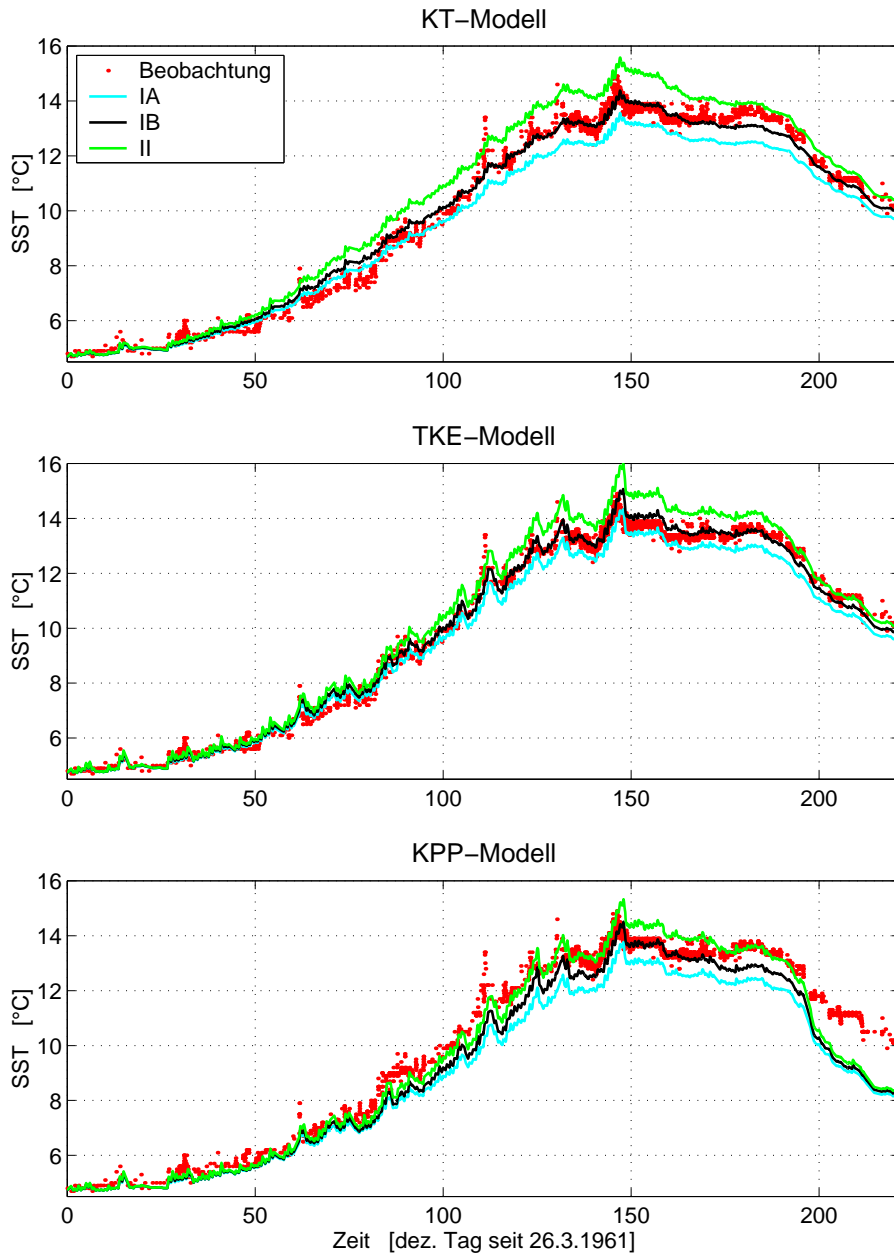


Abbildung 3.14: SST's der drei Modelle für Modellläufe bei Station OWS-Papa mit unterschiedlichen Parametrisierungen der solaren Einstrahlung. Sonstige Parameter stammen aus der Optimierung mit WATER-TYPE IB.

4 Experimente mit idealisiertem Antrieb

In diesem Kapitel sollen die in Kapitel drei entdeckten Unterschiede zwischen den Modellen mit besonderem Hinblick auf die Ursachen näher untersucht werden. Hierzu werden verschiedene Experimente mit idealisiertem Antrieb durchgeführt.

4.1 Antrieb mit konstanter Abkühlung an der Oberfläche

Das in diesem Abschnitt beschriebene Experiment ist von LARGE ET AL. (1994) übernommen. Es soll die Vorgänge in einer windstillen wolkenlosen Nacht simulieren. Der Antrieb erfolgt über Wärmeverlust durch langwellige Strahlung und beträgt 100W/m^2 . Zu Beginn ist die Wassersäule linear geschichtet. Die somit konstante BRUNT-VÄISÄLÄ- Frequenz beträgt 0.016s^{-1} was mit der verwendeten linearisierten Zustandsgleichung einem vertikalen Temperaturgradienten von $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0.1 \frac{\text{K}}{\text{m}}$ entspricht. Nach Abbildung (4.1) zeigen sich nach drei Tagen nur geringfügige Unterschiede zwischen den Modelllösungen der verschiedenen Deckschichtmodelle:

Die Modelllösung des KPP-Modells mit 10m vertikaler Auflösung setzt die Deckschichttiefe etwas tiefer an.

Die hochaufgelöste (1m) Modelllösung des KPP-Modells weist in den ersten Metern leichte Instabilität auf.

Die hochaufgelöste (1m) Modelllösung des TKE-Modells ist in der gesamten Deckschicht leicht instabil.

Diese Unterschiede können jedoch auf Grund ihrer Größenordnung keinen Beitrag zum Verständnis der im vorigen Kapitel entdeckten Unterschiede zwischen den Modelllösungen der drei Modelle liefern. Trotzdem sei das Verhalten der drei Modelle im Folgenden etwas näher beschrieben:

Der Algorithmus des KT-Modells mischt bei reiner Konvektion lediglich so tief, bis alle Instabilitäten in der Wassersäule beseitigt sind (*convective adjustment*). Der Verlauf des turbulenten Wärmeflusses, der sich aus dem Ansatz des KT-Modells ergibt, folgt aus der Erhaltungsgleichung für Temperatur (2.8). Ohne solare Einstrahlung

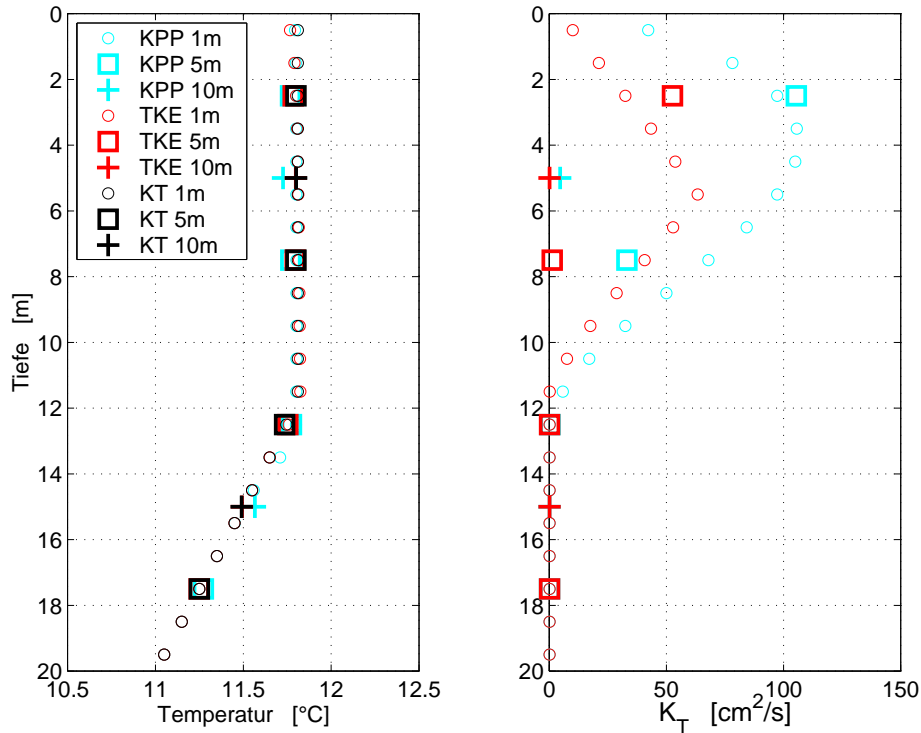


Abbildung 4.1: Modelllösungen der drei Deckschichtmodelle für verschiedene vertikale Auflösungen nach drei Tagen Abkühlung der Oberfläche mit $100 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$.

reduziert sich diese in der a priori vorgegebenen homogenen Deckschicht zu

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial z}. \quad (4.1)$$

Weil in der homogenen Deckschicht die Temperatur nicht abhängig von der Tiefe ist, folgt, dass die Divergenz des turbulenten Wärmeflusses konstant ist. Hieraus folgt wiederum, dass der turbulente Wärmefluss linear mit der Tiefe verknüpft ist.

Der Vergleich der Diffusionskoeffizienten des KPP und TKE-Modells in Abbildung (4.1) ergibt, dass das KPP-Modell durchweg mit höheren Diffusionskoeffizienten rechnet. Auch die Abhängigkeit der Diffusionskoeffizienten von der Tiefe unterscheidet sich, wie in den Fällen mit 1m vertikaler Auflösung zu sehen ist:

Der Verlauf des Diffusionskoeffizienten des TKE-Modells ist proportional zum Abstand zur Oberfläche bzw. zur Unterkante der Deckschicht. Das ist die Folge der in dieser Modellversion eingebauten geometrischen Begrenzung der Längenskala im Falle instabiler Schichtung.

Das KPP-Modell geht hingegen a priori von einem kubischen durch die dimensionslose Formfunktion $G(\sigma)$ bestimmten Verlauf des Diffusionskoeffizienten aus.

Nach Abbildung (4.2) führen jedoch beide Ansätze zu einem fast identischen linearen Verlauf des turbulenten Wärmeflusses, der sich lediglich durch die Größe des *entrainment* an der Unterkante der Deckschicht unterscheidet. Nach DEARDORFF ET AL. (1969) soll das Verhältnis des turbulenten Oberflächenwärmeflusses zur Einmischung

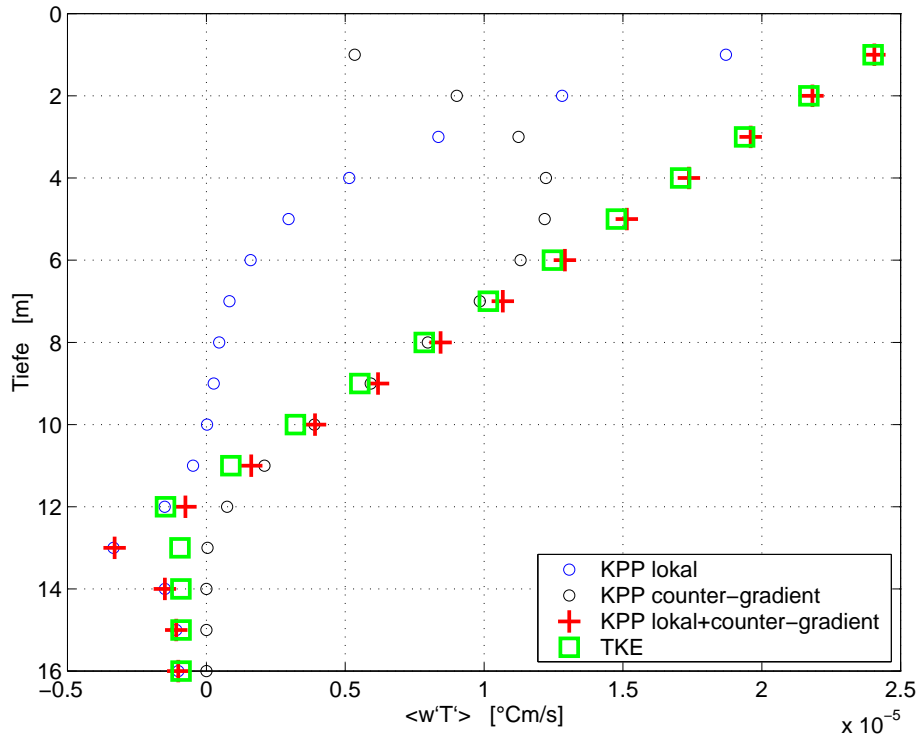


Abbildung 4.2: Turbulente Wärmeflüsse nach drei Tagen Abkühlung der Oberfläche mit $100 \frac{W}{m^2}$. Der turbulente Wärmefluss des KPP-Modells ist zudem in den 'lokalen' Anteil $K_H \frac{\partial T}{\partial z}$ und in den 'nichtlokalen', oder auch COUNTER-GRADIENT genannten Anteil $K_H \gamma_H$ aufgespalten.

von Wärme an der Unterkante der Deckschicht -0.2 betragen. Für das KPP-Modell ergibt sich ein etwas geringeres Verhältnis von -0.16 und für das TKE-Modell ein Wert von -0.06 .

Nach KAESE (1998) ist der lineare Verlauf des turbulenten Wärmetransportes des TKE-Modells bei reiner Konvektion nicht überraschend, weil er auch auf analytischem Wege unter Vernachlässigung lokalzeitlicher Änderungen der TKE und mit Hilfe der Annahme, dass die Längenskala stückweise linear ist, hergeleitet werden kann.

Aus dem *down-gradient* Ansatz für den turbulenten Wärmetransport des TKE-Modells ergibt sich bei Abkühlung an der Oberfläche eine leicht instabile Deckschicht. Im Gegensatz hierzu ist der turbulente Wärmetransport des KPP-Modells durch den *counter-gradient* Transportterm nicht zwingend an den lokalen Temperaturgradient gebunden. In den unteren zwei Dritteln übernimmt nach Abbildung (4.2) dieser Term die dominante Rolle beim Transport von Wärme durch turbulente Vermischung.

4.2 Antrieb mit konstantem Windstress

Wie im vorigen Abschnitt ist die Wassersäule zu Beginn des Experimentes linear stabil geschichtet. Der vertikale Temperaturgradient beträgt ebenfalls 0.1K/m . Angetrieben werden die Modelle mit einem konstanten Windstress von 0.3N/m^2 . Mit der von LARGE ET AL. (1995) veröffentlichten Beziehung für den *drag*-Koeffizienten entspricht dies einer Windgeschwindigkeit in 10m Höhe von etwa $13\frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Ist das auflösungsabhängige Verhalten der Modelle bei Station OWS-Papa durch den Windstress bestimmt?

Nach Abbildung (4.3) gibt das Verhalten des KT-Modelles bei Antrieb mit konstantem Windstress keinen Aufschluss über die starke Abhängigkeit der Modelllösungen von der vertikalen Auflösung bei Station OWS-Papa:

Bei Antrieb mit konstantem Windstress mischt das KT-Modell mit steigender

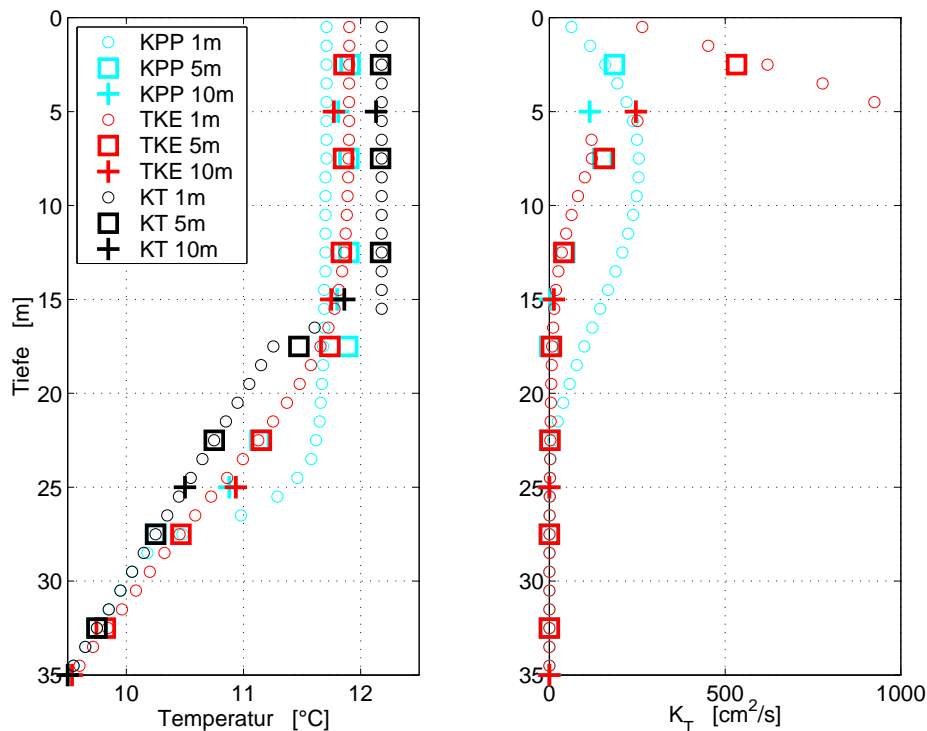


Abbildung 4.3: Modelllösungen der drei verschiedenen Deckschichtmodelle für unterschiedliche vertikale Auflösungen nach 16 Stunden. Angetrieben wurden die Modelle mit einem konstanten Windstress von $0.3\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$.

Auflösung flacher. Das ist am besten an der Deckschichttemperatur zu erkennen, denn in diesem Fall gilt je tiefer ein Modell die ehemals stabil geschichtete Wassersäule durchmischt, umso mehr kaltes Wasser wird in die Deckschicht eingemischt und desto kälter wird die Deckschicht. Dieses Verhalten ist nur schwach ausgeprägt

und zudem noch genau entgegengesetzt zu dem Verhalten bei Station OWS-Papa. Das TKE-Modell mischt nach Abbildung (4.3) ebenfalls mit steigender Auflösung flacher. Dieser Effekt ist etwas ausgeprägter als beim KT-Modell und passt gut in das Bild der Ergebnisse der Modellläufe bei Station OWS-Papa:

In Abschnitt (3.3.3) wurde gezeigt, dass ein Grund für die Auflösungsabhängigkeit des TKE-Modells der stabilisierende Effekt der solaren Einstrahlung ist, der sich bei hohen Auflösungen vergleichsweise verstärkt bemerkbar macht. Zusammen mit der Tendenz des TKE-Modells, bei Windantrieb mit höherer Auflösung flacher zu mischen, sind das die Gründe für das auflösungsabhängige Verhalten bei Station OWS-Papa.

Die Abhängigkeit des KPP-Modells von der Auflösung bei konstantem Antrieb durch Windstress gleicht nach Abbildung (4.3) dem Verhalten bei Station OWS-Papa. Bei einer Verringerung der Auflösung von 5m auf 10m wird die Deckschichttiefe etwas tiefer. Bei einer Änderung der Auflösung von 5m auf 1m vertieft sich die Deckschicht wesentlich, nach Abbildung (4.3) etwa um 25%.

Auf Grund der Größenordnung der Abhängigkeit des KPP-Modells von der Auflösung bei Antrieb mit konstantem Windstress ist davon auszugehen, dass das Verhalten des KPP-Modells bei Windstress die Auflösungsabhängigkeit bei Station OWS-Papa erklärt. Weil die Auflösungsabhängigkeit nach Abschnitt (3.3.4) durch eine Änderung des Parameters Ri_{cr} kompensiert werden kann, liegt die Vermutung nahe, dass die Definition der Deckschichttiefe abhängig von der Auflösung ist. Bei Konvektion ohne Windstress im vorigen Abschnitt konnte keine wesentliche Abhängigkeit von der Auflösung festgestellt werden. Weil im Falle reiner Konvektion die aufgelöste Stromscherung in der Definition der Deckschichttiefe (Gleichung (2.47)) gegenüber der Parametrisierung der nicht aufgelösten Stromscherung vernachlässigbar ist, folgt, dass das Verhältnis

$$\frac{(B_r - B(z))}{\mathbf{V}_i^2(z)} \quad (4.2)$$

eine geringe Sensitivität gegenüber Änderungen der Auflösungen aufweist. Somit muss die Differenz des Betrages der Strömungsgeschwindigkeit $\mathbf{V}_r - \mathbf{V}(z)$ in der Definition der Deckschichttiefe abhängig von der Auflösung sein. Der große Unterschied zwischen den Modelllösungen mit 1m und 5m Auflösung bei Station OWS-Papa erklärt sich dann auch dadurch, dass in der verwendeten Modellversion \mathbf{V}_r nicht wie von LARGE ET AL. (1994) gefordert die über die Oberflächenschicht gemittelte, sondern lediglich die Geschwindigkeit des ersten diskreten Wasserpaketes ist. Schon bei einer etwas gröberer Auflösung von 2m vermindert sich der Modellfehler RMS_{SST} bei Station OWS-Papa um mehr als 1/2K auf 0.77K.

Vergleich der Diffusionskoeffizienten des TKE und KPP-Modells

Die Diffusionskoeffizienten des TKE-Modells sind nach Abbildung (4.3) im ersten Drittel der Deckschicht durchweg höher als die des KPP-Modells. Zudem ist am linearen Verlauf des Diffusionskoeffizienten bei einer vertikalen Auflösung von 1m im gleichen Bereich zu sehen, dass die Längenskala geometrisch durch den Abstand zur

Oberfläche begrenzt ist. Dagegen ist der Verlauf des Diffusionskoeffizienten des KPP-Modells wie bei Konvektion kubisch und durch die Formfunktion $G(\sigma)$ bestimmt.

Vergleich der Modelllösungen mit vertikaler Auflösung von einem Meter

In diesem Abschnitt werden die Modelllösungen mit vertikaler Auflösung von einem Meter verglichen, da die Modelllösungen mit 5m Auflösung auf Grund ihrer groben Auflösung nicht so viel Information über die Prozesse in der Deckschicht enthalten. Die Modelllösungen der drei Modelle unterscheiden sich nach Abbildung (4.3) grundlegend durch die Schärfe der Thermokline:

Der Temperaturgradient in der Thermokline in der Modelllösung des KT-Modells ist auf Grund der a priori Annahme einer homogenen Deckschicht sehr groß. Der Übergang von der durch Turbulenz beeinflussten Deckschicht zum Inneren des Ozeans umfasst maximal eine Gitterbox. Das ist die Folge des Konzepts, das dem KT-Modells zugrunde liegt: Die Wassersäule wird in zwei Regime, in die homogene Deckschicht und in das Innere des Ozeans, unterteilt. Das Modell beantwortet über eine vereinfachte TKE-Bilanz die Frage, in welcher Tiefe die Grenze verläuft. Fällt die berechnete Grenze zwischen den Regimes nicht mit der Unterkante eines diskretisierten Wasserpaketes zusammen, so wird das Wasserpaket, in welchem die berechnete Grenze zwischen den Regimes verläuft, partiell gemischt.

Das Konzept des TKE-Modells beinhaltet keine solche Trennung der Prozesse in der Deckschicht und im Inneren des Ozeans. Der Übergang von der homogenen Deckschicht zum Inneren des Ozeans ist fließend, der genaue Ort eine Frage der Definition. KARA ET AL. (2000) haben in der Literatur verbreitete Definitionen zusammengetragen und eine eigene hinzugefügt. Gebräuchlich sind demnach Definitionen über Änderungen der Dichte oder Temperatur relativ zu Werten an der Oberfläche. Das verwendete Kriterium für die Definition über derartige Temperaturdifferenzen liegt in der Literatur zwischen 0.1K und 1K. Auch die Definition der Deckschichttiefe nach KARA ET AL. (2000) über eine Änderung der Temperatur relativ zum Mittelwert einer nährensweise homogenen Schicht ist problematisch. Für den Bereich des Pazifiks, in dem auch die Station OWS-Papa liegt, wird gezeigt, dass ein optimales Kriterium saisonal variabel sein müsste.

In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass bei identischem Antrieb der Modelllösung mit niedrigeren SST-Werten eine tiefere Deckschicht zu Grunde liegt. In diesem Sinne mischt also das TKE-Modell bei konstantem Windstress nach Abbildung (4.3) tiefer als das KT-Modell, obwohl das Ende der augenscheinlich homogenen Schicht etwa in der gleichen Tiefe liegt. Derart kleine Temperaturgradienten in der Pyknokline, wie sie in Abbildung (4.3) zu sehen sind, sind die Folge der Veränderung der Parameter von GASPAR ET AL. (1990). Nach Abbildung (4.4) hat sowohl die veränderte Parameterwahl nach BLANKE UND DELECLUSE (1992) als auch der in dieser Arbeit optimierte Parametersatz den Effekt, den Übergang der homogenen Deckschicht zur Schichtung im Inneren des Ozeans bei Eintrag von TKE durch Wind zu glätten. (Unter dem Vorbehalt, dass die verwendeten Oberflächenflüsse der Realität entsprechen ist nach Abbildung (4.5), in der die maximalen beobachteten

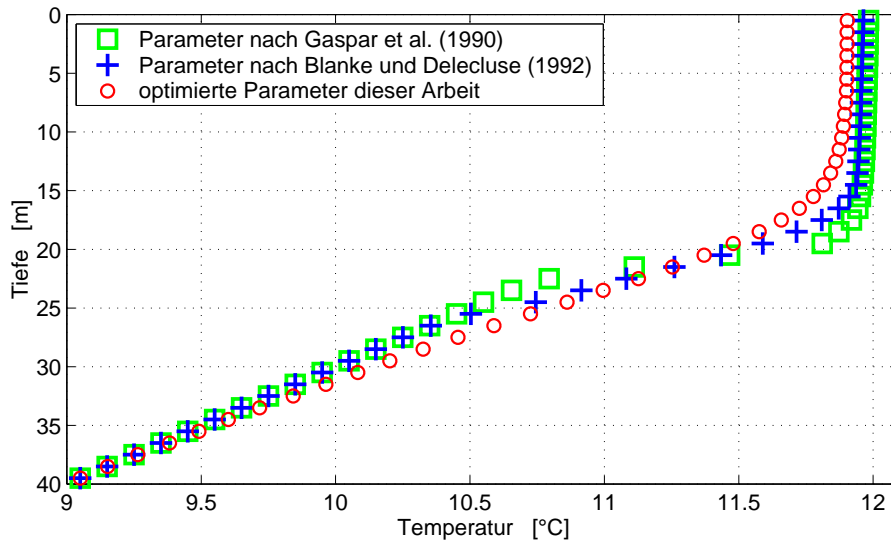


Abbildung 4.4: Modelllösungen des TKE-Modells mit einer vertikalen Auflösung von 1m nach 16 Stunden für verschiedene Parametersätze. Angetrieben wurde das Modell mit einem konstanten Windstress von $0.3 \frac{N}{m^2}$.

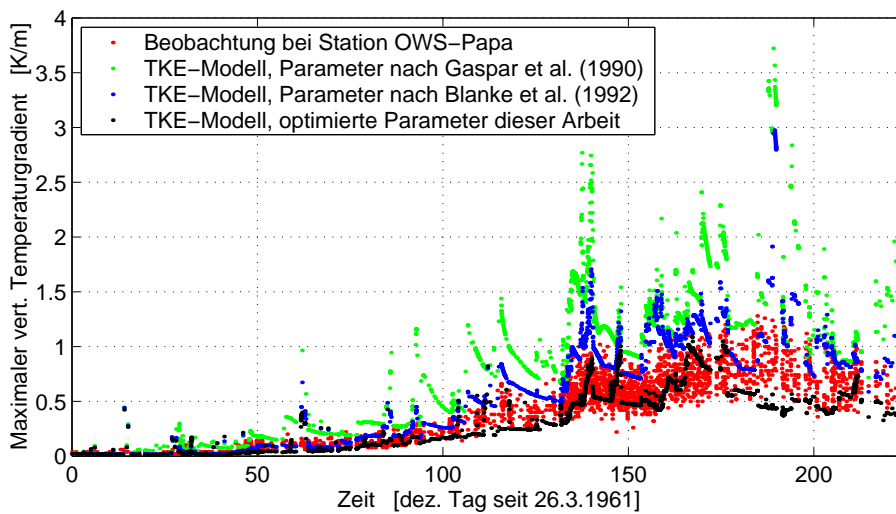


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der modellierten und beobachteten maximalen vertikalen Temperaturgradienten in der Wassersäule von 0 bis 300 Meter bei Station OWS-Papa. Die vertikale Auflösung der Modellläufe betrug 1m.

und modellierten Temperaturgradienten bei Station OWS-Papa über die Zeit aufgetragen sind, die Modelllösung mit den in dieser Arbeit optimierten Parametern die realistischste. Die Parametersätze nach BLANKE UND DELECLUSE (1992) und GASPAR ET AL. (1990) scheinen den Temperaturgradienten in der Pyknokline zu überschätzen.)

Zudem hat die gegenüber GASPAR ET AL. (1990) veränderte Parameterwahl den Effekt, die Deckschicht zu vertiefen. Hieraus folgt, dass bei Antrieb durch Windstress eine Erhöhung des Verhältnisses der Diffusionskoeffizienten von TKE und Impuls a den gleichen qualitativen Effekt auf die Modelllösung nimmt wie eine Erhöhung der Konstanten c_k im Ansatz für den Diffusionskoeffizienten $K_m = c_k l_k \sqrt{\bar{e}}$.

Der Temperaturgradient des KPP-Modells in der Thermokline ist nach Abbildung (4.3) größer als der des TKE-Modells mit optimierten Parametern und kleiner als der des KT-Modells. Die Deckschichttiefe ist, wie sowohl an der SST, als auch an der augenscheinlich homogenen Schicht zu erkennen ist, wesentlich tiefer als beim KT- und TKE-Modell.

4.3 Antrieb mit konstantem Windstress und konstanter Erwärmung an der Oberfläche

Die Ergebnisse der vorigen Abschnitte ergaben keinen Aufschluss über das stark auflösungsabhängige Verhalten des KT-Modells bei Station OWS-Papa; deshalb sei hier zunächst nochmals eingehender auf das Verhalten bei Antrieb mit Windstress eingegangen.

In Abbildung (4.6) sind die zeitlichen Verläufe der Deckschichttiefen zweier Modelllösungen des KT-Modells mit vertikalen Auflösungen von 5m und 1m aus dem Experiment mit Windstress des vorigen Abschnittes zu sehen. Die Deckschichttiefen vergrößern sich nicht kontinuierlich, sondern befinden sich lange Zeit an der Unterkante des letzten noch vollständig homogenisierten diskreten Wasserpaketes, um sich dann sprunghaft bis zur Unterkante des nächsten Wasserpaketes zu vertiefen. Durch dieses Verhalten kann der Unterschied in den Deckschichttiefen fast ein gesamtes Wasserpaket der gröberen Auflösung betragen, außerdem ist im zeitlichen Mittel die Deckschichttiefe der groben Auflösung nicht so tief, wie die der hohen.

Unerwartet ist noch eine weitere Besonderheit der Verläufe der Deckschichttiefen: Die Deckschichttiefe der groben Auflösung ist zwar im zeitlichen Mittel geringer als die der Lösung mit hoher Auflösung, dennoch gibt es Zeitpunkte in denen die Deckschichttiefe der Lösung mit grober Auflösung tiefer ist. Diese Zeitpunkte liegen immer genau nach dem vollständigen Durchmischen eines weiteren diskreten Wasserpaketes. Diese Phänomene, beschrieben bei OSCHLIES (1999), ist eine Folge der Diskretisierung. Die in dieser Arbeit verwendeten Deckschichtmodelle aber auch viele andere numerischen Ozean-Zirkulationsmodelle diskretisieren finite Volumina. Jedes dieser diskreten Wasserpakete ist homogen. Bei der Diskretisierung von kontinuierlichen Temperaturprofilen wird so vorgegangen, dass die diskreten Werte, dem über das Wasserpaket gemitteltem kontinuierlichen Temperaturprofil entsprechen. OSCHLIES (1999) zeigt, dass gröbere Auflösungen eine vergleichsweise höhere potentielle Energie der diskreten Wassersäule nach sich ziehen. In einem einfachen Beispiel wird gezeigt, dass dieser Gewinn an potentieller Energie für Modelle wie dem KT-Modell, die mit vertikal integrierten Energie-Balancen rechnen, zu größeren Deckschichttiefen bei gro-

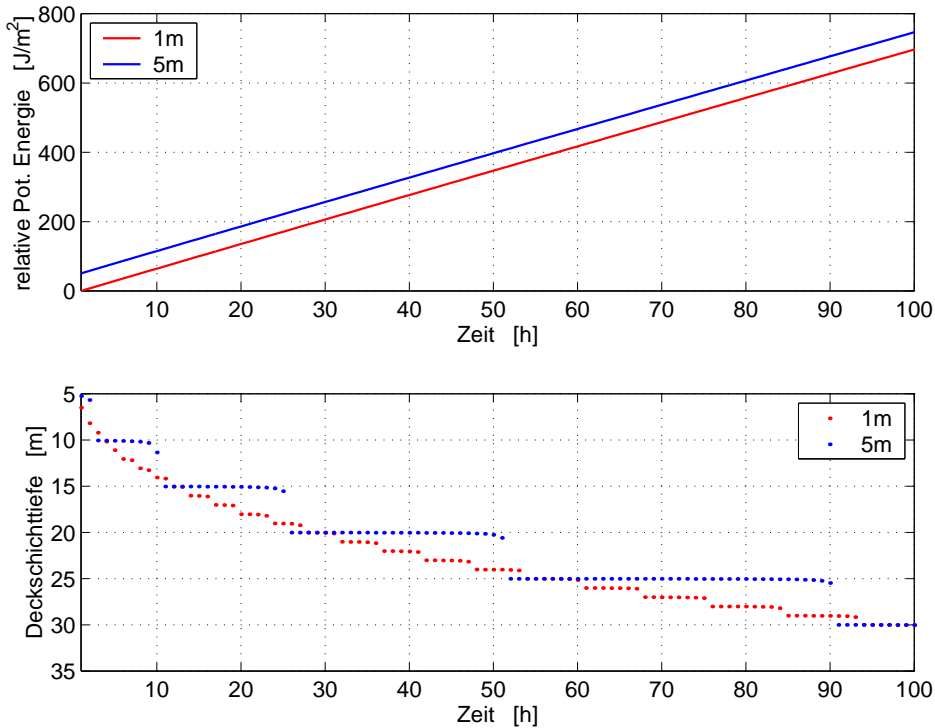


Abbildung 4.6: *Oben: Zeitlicher Verlauf der potentiellen Energien relativ zur anfänglichen Energie der hochaufgelösten Wassersäule bei Antrieb mit einem Windstress von $0.3 \frac{N}{m^2}$. Unten: Zeitlicher Verlauf der Deckschichttiefen.*

ber Auflösung führen kann.

Der Unterschied in der potentiellen Energie, der dazu führt, dass die Modelllösung mit gröberer Auflösung von Zeit zu Zeit tiefere Deckschichten aufweist, ist in Abbildung (4.6) deutlich zu sehen. In ihr ist der zeitliche Verlauf der potentiellen Energie relativ zur potentiellen Energie der hochaufgelösten Wassersäule zu Beginn des Experimentes zu sehen.

Für das Verständnis, aus welchem Grund die zeitliche Entwicklung der Deckschichttiefen ein sprunghaftes Verhalten aufweist, muss näher auf den Algorithmus des KT-Modells eingegangen werden: Am Ende eines Zeitschrittes nach der Beseitigung von Instabilitäten durch *convective adjustment* wird der Eintrag von TKE in die Deckschicht mit Hilfe des ersten Terms in Gleichung (2.17)

$$m \cdot u_*^3 e^{-\frac{h}{H_0}}, \quad (4.3)$$

der den effektiven Eintrag von TKE in die Deckschicht parametrisiert, berechnet. Die Tiefe der Deckschicht h ist hierbei die Tiefe der Deckschicht, die sich aus der Rechnung des letzten Zeitschrittes ergab. Die Multiplikation des Ausdruckes (4.3) mit dem Zeitschritt ergibt die TKE, die zum Hochmischen von schwerem Wasser in die Deckschicht zur Verfügung steht. Der Algorithmus mischt nun so viele diskreten Wasserpakete vollständig, bis die in diesem Zeitschritt eingetragene TKE aufgebraucht ist.

Der Bedarf an TKE für die Vermischung ergibt sich aus der Differenz der potentiellen Energie vor und nach dem Mischen. Steht nach dem Vermischen eines Wasserpaketes mit der Deckschicht noch TKE zur Verfügung, die jedoch nicht zum vollständigen Einmischen des nächsten Wasserpaketes ausreicht, so wird partiell gemischt.

Der Anteil R des Wasserpaketes, der noch mit in die Deckschicht eingemischt wird, berechnet sich nach THOMPSON (1976) mit:

$$R = \frac{\Delta \text{TKE}_{k-1}}{\Delta \widetilde{\text{TKE}}_k}, \quad (4.4)$$

wobei TKE_{k-1} der Energie entspricht, die nach dem Einmischen des $k - 1$ -ten Wasserpaketes noch übrig ist, die aber nicht ausreicht um das k -te Wasserpaket noch vollständig einzumischen. $\Delta \widetilde{\text{TKE}}_k$ entspricht der Energie, die benötigt werden würde, um das k -te Wasserpaket in die bis bereits zum $k - 1$ -ten Wasserpaket homogenisierte Wassersäule vollständig einzumischen.

Der Anteil des Wasserpaketes, der noch mit in die Deckschicht eingemischt wird, entspricht also dem Anteil an TKE, der zur Verfügung steht, am Aufwand von TKE, der zum vollständigen Vermischen benötigt würde.

Die Frage, die es nun zu beantworten gilt, um das sprunghafte Verhalten der Deckschichtvertiefung in Abbildung (4.6) zu verstehen, lautet: Weshalb mischt das KT-Modell mit einer vertikalen Auflösung von 5m in einem Zeitraum, in dem das Modell mit einer vertikalen Auflösung von einem Meter ein Wasserpaket vollständig in die Deckschicht einmischt, nicht ein Fünftel des nächsten Wasserpaketes in die Deckschicht ein?

Folgende Rechnung soll eine Antwort auf diese Frage geben: Eine Wassersäule sei homogen bis einschließlich dem $k - 1$ -ten Wasserpaket durchmischt. Die Energie TKE_k , die benötigt wird, um ein weiteres Wasserpaket (das k -te) in die Deckschicht einzumischen, berechnet sich aus der Differenz der potentiellen Energie der Wassersäule vor und nach dem Einmischen:

$$\Delta \text{TKE}_k = \underbrace{g \sum_{i=1}^{k-1} \rho^{Do} z_i \Delta z_i + g \sum_{i=k}^{i_{max}} \rho_i z_i \Delta z_i}_{E_{\text{pot}} \text{ vorher}} - \underbrace{g \sum_{i=1}^k \rho^{Dn} z_i \Delta z_i - g \sum_{i=k+1}^{i_{max}} \rho_i z_i \Delta z_i}_{E_{\text{pot}} \text{ nachher}}, \quad (4.5)$$

mit der Höhe der diskretisierten Wasserpakete Δz_i , der Tiefe der Mittelpunkte z_i , in der die über das Wasserpaket gemittelte Dichte ρ_i definiert ist und mit den Dichten der Deckschicht vor dem Einmischen des k -ten Wasserpaketes ρ^{Do} und nach dem Einmischen ρ^{Dn} .

Für die Dichte der Deckschicht nach dem Einmischen des k -ten Wasserpaketes gilt unter der Voraussetzung äquidistanter Mittelpunkte der diskretisierten Wasserpakete:

$$\rho^{Dn} = \frac{(k-1)\rho^{Do} + \rho_k}{k}. \quad (4.6)$$

Mit Gleichung (4.5) und (4.6) ergibt sich für die Energie TKE_k , die benötigt wird um das k -te Wasserpaket in die Deckschichteinzumischen

$$\Delta \text{TKE}_k = \frac{\Delta z^2}{2} g (\rho_k - \rho^{Do}) (k-1). \quad (4.7)$$

Sei nun soviel Energie zur Verfügung, wie ein Modell mit n -facher Auflösung benötigt, um ein Wasserpaket tiefer zu mischen. Zu zeigen ist, dass diese Energie nicht ausreicht, um $1/n$ -tel des grob aufgelösten Wasserpaketes einzumischen.

Sei ΔZ der äquidistante Abstand der Mittelpunkte der diskretisierten Wasserpakete des Modells mit n -facher Auflösung. \mathcal{K} sei der Index des Wasserpaketes der hoch aufgelösten Wassersäule, das unmittelbar unterhalb der Unterkante des $k - 1$ -ten Wasserpaketes der grob aufgelösten Wassersäule positioniert ist (siehe Skizze in Abbildung (4.7)). Dann gilt

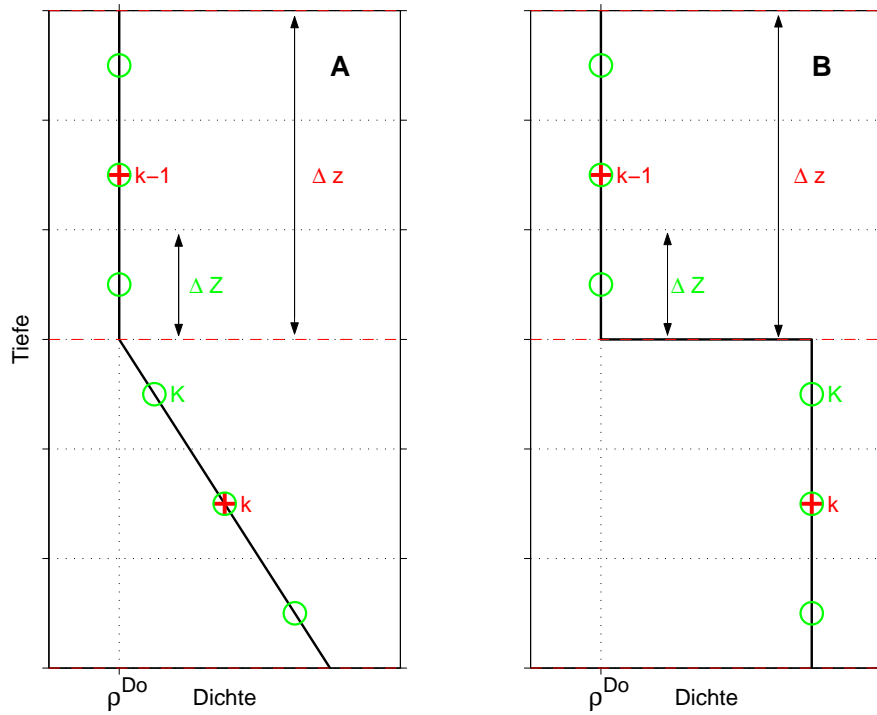


Abbildung 4.7: Skizzen für lineare (A) und homogene Schichtung (B) unterhalb der Deckschicht.

$$\Delta Z = \frac{\Delta z}{n} \quad (4.8)$$

und

$$\mathcal{K} = n \cdot k - n + 1. \quad (4.9)$$

Mit Gleichung (4.6)-(4.8) ergibt sich für die Energie, die das hoch aufgelöste Modell benötigt, um ein weiteres Wasserpaket einzumischen:

$$\Delta \text{TKE}_{\mathcal{K}} = \frac{\Delta z^2}{2n} g (\rho_{\mathcal{K}} - \rho^{D_o}) (k - 1). \quad (4.10)$$

Sei nun $\Delta \text{TKE}_{\mathcal{K}}$ die Energie, die dem grob aufgelösten Modell zum Einmischen des k -ten Wasserpaketes zur Verfügung steht. Dann beträgt nach Gleichung (4.3) der Anteil

R des Wasserpaketes der partiell gemischt wird:

$$R = \frac{\frac{\Delta z^2}{2n} g (\rho_K - \rho^{Do}) (k-1)}{\frac{\Delta z^2}{2} g (\rho_k - \rho^{Do}) (k-1)} = \frac{1}{n} \frac{\rho_K - \rho^{Do}}{\rho_k - \rho^{Do}}. \quad (4.11)$$

Falls die Wassersäule unterhalb des $k-1$ -ten Wasserpaketes homogen geschichtet ist (Fall B in Abbildung (4.7)), würde das grobaufgelöste Modell nach Gleichung (4.10) $1/n$ -tel des k -ten Wasserpaketes einmischen.

Bei linearer Schichtung unterhalb des $k-1$ -ten Wasserpaketes (Fall A in Abbildung (4.7)) gilt:

$$\rho_k = \rho^{Do} + \alpha \Delta z \quad (4.12)$$

und

$$\rho_K = \rho^{Do} + \alpha \frac{\Delta z}{n}, \quad (4.13)$$

woraus mit Gleichung (4.10) unabhängig vom vertikalen Gradienten der Dichte α folgt:

$$R = \frac{1}{n^2}. \quad (4.14)$$

Mit einer TKE, die einem Modell mit n -facher Auflösung ausreicht, um ein weiteres Wasserpaket in die Deckschicht einzumischen, kann das grobauflösende Modell also lediglich $1/n^2$ -tel und nicht $1/n$ -tel des nächsten grobaufgelösten Wasserpaketes einmischen.

Der Algorithmus ist trotzdem energieerhaltend, da sich in den darauffolgenden Zeitschritten die Differenz der Dichte zwischen dem $k-1$ -ten und k -ten Wasserpaket durch partielles Mischen verringert.

Nach den Erklärungen der vorigen Abschnitte kann verstanden werden, weshalb die Deckschichttiefe der groben Auflösung um die Tiefe eines diskreten Wasserpaketes flacher sein kann als die des Modells mit einer feineren Auflösung. Bei Station OWS-Papa ist der Unterschied der SST von bis zu 2K der zwei Modellläufe mit vertikaler Auflösung von einem und fünf Metern jedoch nicht durch einen Unterschied der Deckschichttiefen von 5m zu erklären.

Um das Verhalten bei Station OWS-Papa zu erklären, muss der stabilisierende Effekt von Netto-Wärmeflüssen in den Ozean hinein berücksichtigt werden. In Abbildung (4.8) sind die Ergebnisse zweier Modellläufe mit unterschiedlicher vertikaler Auflösung zu sehen. Das Experiment ist bis auf einen Wärmeeintrag in die ersten 10m von 400W/m^2 identisch mit dem in Abbildung (4.6): Ein Windstress von $0.3 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ erodiert die lineare Schichtung einer Wassersäule. Die Modelllösungen sind nun nach 20 Stunden zu keinem Zeitpunkt mehr identisch und der Unterschied in den Tiefen der Deckschicht beträgt nach etwa 60 Stunden mehr als die Höhe eines Wasserpaketes des grobaufgelösten ($\Delta z = 5\text{m}$) Modells.

Das Verhalten in Abbildung (4.8) und bei Station OWS-Papa erklärt sich an Hand eines Beispiels wie folgt: Unterhalb der Deckschicht sei die Schichtung linear. Durch einen Netto-Wärmefluss in den Ozean hinein wird die Deckschicht stabil. Es stehe nun soviel TKE zur Verfügung, dass ein hochauflösendes Modell die alte Deckschicht

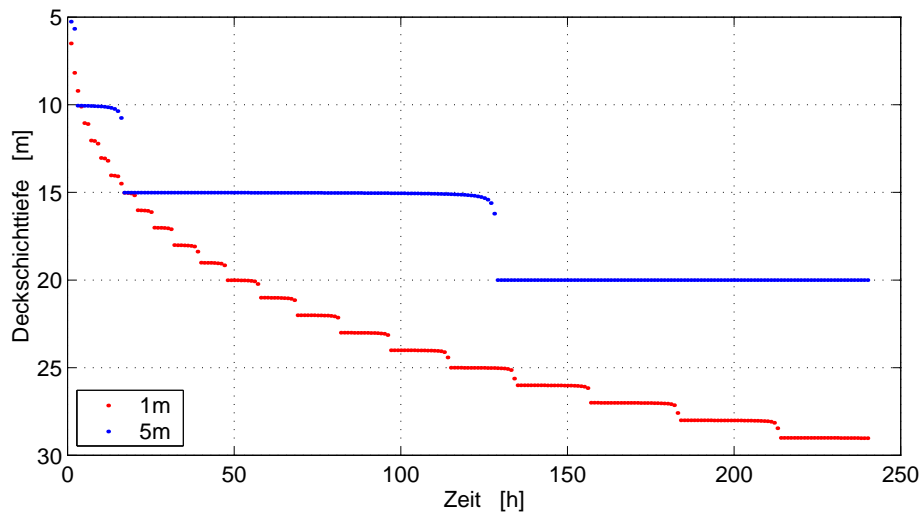


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der Deckschichttiefe des KT-Modells für unterschiedliche vertikale Auflösungen. Angetrieben wurde das Modell mit einem Windstress von 0.3N/m^2 sowie einem auf die oberen 10 Meter verteilten Wärmefluss von 400W/m^2 in die Wassersäule hinein.

wieder homogenisieren kann und zudem noch ein weiteres Wasserpaket mit einmischen kann. Die eingetragene Wärme verteilt sich also auf eine Deckschicht, die um ein hochaufgelöstes diskretes Wasserpaket tiefer ist.

Ein Modell mit einer Auflösung, die nur einem $1/n$ -tel der hochaufgelösten entspricht, verteilt die Wärme auf eine Deckschicht, die nach Gleichung (4.14) lediglich um $1/n$ -tel des hochaufgelösten Wasserpaketes tiefer ist. Die Folge ist ein im Vergleich zum hochauflösenden Modell größerer Dichtegradient an der Unterkante der Deckschicht, was im nächsten Zeitschritt wiederum eine im Vergleich zum hochauflösenden Modell geringere Deckschichtvertiefung nach sich zieht.

Es bleibt also festzuhalten: Die Deckschichttiefen grob aufgelöster integraler Deckschichtmodelle, die mit Hilfe eines TKE-Budget berechnet werden 'hinken' zeitlich denen hochaufgelöster hinterher. Dies ist ein konzeptionelles Problem der Anpassung der ursprünglichen Theorie von KRAUS UND TURNER (1967) für eine homogene durchmischte Schicht über einem kontinuierlich geschichteten Ozean an vertikal diskretisierte Modelle. In Kombination mit Netto-Wärmeflüsse in den Ozean hinein führt dieses Problem zu der bei Station OWS-Papa beobachteten Auflösungsabhängigkeit des KT-Modells.

4.4 Antrieb mit konstantem Windstress und konstanter Abkühlung an der Oberfläche

In diesem Abschnitt werden das KPP- und das TKE-Modell mit Beobachtungen der instabilen (auch superadiabatisch genannten) Oberflächenschicht im Ozean vergli-

chen.

ANIS UND MOUM (1992) beobachteten im Rahmen des TROPICAL HEAT EXPERIMENT mit einem *Rapid-Sampling Vertical Profiler* (beschrieben bei CALDWELL ET AL. (1985)) an sechs aufeinanderfolgenden Nächten instabile Temperaturgradienten entlang von 140°W zwischen 7°N und 17°N . In diesem Abschnitt werden ihre Ergebnisse der dritten Nacht verwendet. In dieser Nacht wurden 78 Profile von Temperatur und Salzgehalt gemessen. Aus Messungen meteorologischer Parameter an Bord wurde ein Windstress von 0.08N/m^2 und ein Wärmeverlust des Ozeans von 171W/m^2 ermittelt. Die beobachteten Temperaturprofile wurden auf die mittlere Temperatur der Deckschicht bezogen, um Einflüsse der Schiffsbewegung möglichst klein zu halten. Eine anschließende Mittelung aller Profile der Nacht ergab einen instabilen Temperaturgradienten von $2.3 \cdot 10^{-4}\text{K/m}$ im Bereich von 0.5m bis 23.5m Tiefe. Für die Grenzen des 95% Konfidenzintervalls ergaben sich mit der *bootstrap* Methode $2.8 \cdot 10^{-4}\text{K/m}$ und $1.7 \cdot 10^{-4}\text{K/m}$.

In Abbildung (4.9) sind über 12 Stunden gemittelte Temperaturprofile von Mo-

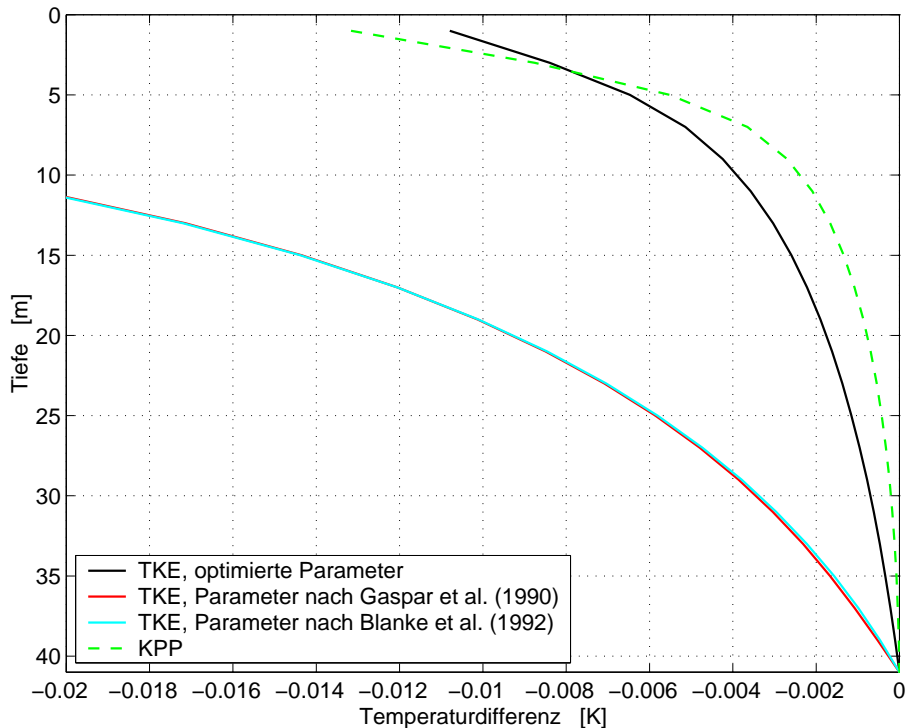


Abbildung 4.9: Über 12 Stunden gemittelte modellierte Temperaturprofile relativ zu 41m . Angetrieben wurden die Modelle mit einem Windstress von 0.08N/m^2 und einem Wärmeverlust an der Oberfläche von 171W/m^2 .

dellläufen des KPP und TKE-Modells mit einer vertikalen Auflösung von 2m zu sehen. Zu Beginn der Modellläufe war die Wassersäule homogen. Die Profile sind auf den Temperaturwert in einer Tiefe von 41m bezogen, um die Größenordnung der Instabilität besser sichtbar zu machen.

Nach Abbildung (4.9) sind die obeflächennahen Temperaturgradienten des KPP- und

des TKE-Modells mit den in dieser Arbeit optimierten Parametern sehr ähnlich und liegen zudem nach Tabelle (4.1) unabhängig von der vertikalen Auflösung in der Größenordnung der beobachteten. Im Gegensatz dazu überschätzten die nahezu identischen Modellösungen des TKE-Modells mit den Parametern nach GASPARET AL. (1990) und BLANKE UND DELECLUSE (1992) den Temperaturgradienten relativ unabhängig von der vertikalen Auflösung um eine Größenordnung.

	2m	5m	10m
Beobachtung von ANIS UND MOUM (1992)	2.3	-	-
KPP-Modell	5.3	3.3	1.8
TKE-Modell; Parameter nach GASPARET AL. (1990)	27.6	20.9	13.5
TKE-Modell; Parameter nach BLANKE UND DELECLUSE (1992)	29.0	22.5	15.1
TKE-Modell; optimierte Parameter dieser Arbeit	4.0	3.0	1.9

Tabelle 4.1: Mittel über 12 Stunden des instabilen Temperaturgradienten [10^{-4}K/m] der Oberflächenschicht (0.5m-23.5m) bei Antrieb mit einem Windstress von 0.08N/m^2 und einem Wärmeverlust von 171W/m^2 für unterschiedliche vertikale Auflösungen.

5 Tankexperiment

In diesem Kapitel wird das TKE-Modell mit Messungen in einem Tank verglichen. Ziel dieses Kapitels ist es zu zeigen, dass der in dieser Arbeit optimierte Parametersatz bei Antrieb durch Wärmeverlust an der Oberfläche den Parametersätzen von BLANKE UND DELECLUSE (1992) und GASPAR ET AL. (1990) überlegen ist.

5.1 Beschreibung des Tankexperimentes

In Abbildung (5.1) ist der Tank, in dem das Experiment durchgeführt wurde, skizziert. Er wurde in der Werkstatt des IFM nach Anweisungen von R.H. KÄSE gebaut. Die Wassersäule im Tank ist 493mm hoch und hat einen Durchmesser von 180mm.

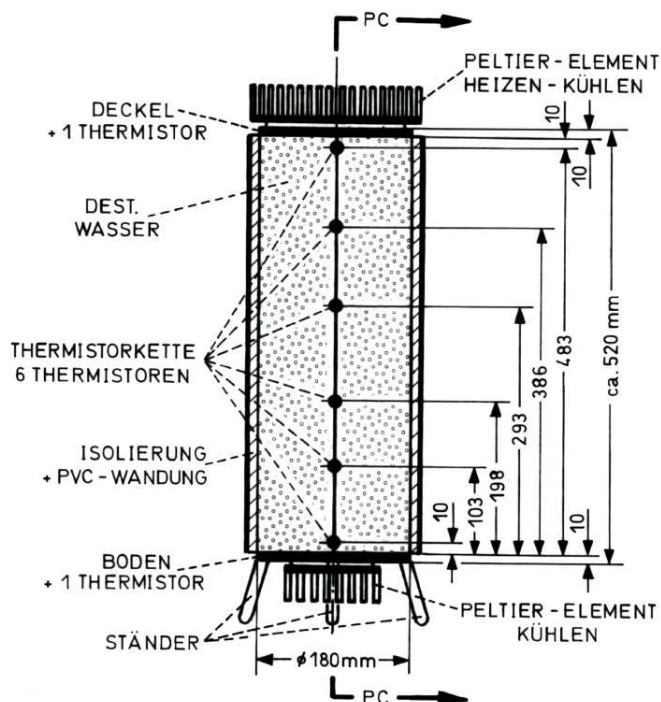


Abbildung 5.1: *Skizze des Tankes*

Der Antrieb erfolgt über Halbleiter-PELTIER-Elemente, die sowohl kühlen als auch heizen können. Sie sind am oberen und unteren Ende der Wassersäule angebracht.

Mit 6 Thermistoren wird die zeitliche Entwicklung der Temperatur inmitten der Wassersäule gemessen. Zusätzlich sind noch jeweils ein Thermistor an der Phasengrenze Wasser-Metall am oberen und unteren Ende der Wassersäule angebracht. Der Abstand der einzelnen Thermistoren ist der Abbildung (5.1) zu entnehmen.

Probleme bereitet bei der einfachen Versuchsanordnung das Messen des Antriebes. Die Leistungsaufnahme der PELTIER-Elemente ist zwar über Strom und Spannung leicht zu messen, der Wirkungsgrad der PELTIER-Elemente ist jedoch nicht konstant, sondern eine Funktion des Alters der Elemente sowie der Temperaturdifferenz zwischen kühlender und Wärme abführender Seite des Halbleiterelementes.

Mit der Annahme, dass der Transport von Wärme bis zu einem Abstand von einem Zentimeter von der oberen und unteren Begrenzung der Wassersäule ausschließlich über molekulare Diffusion erfolgt, berechnet sich der Eintrag von Wärme pro Fläche P mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung und der Differenz der Temperaturmessungen des obersten bzw. untersten Thermistorpärchens ΔT durch

$$P = -\lambda \cdot \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad . \quad (5.1)$$

Die molekulare Leitfähigkeit von Wärme für reines Wasser λ beträgt nach BERGMANN UND SCHAEFER (1958) $0.628 \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, der Abstand des obersten und untersten Thermistorpärchens Δz nach Abbildung (5.1) jeweils 10mm.

Abbildung (5.2) zeigt den auf obige Weise geschätzten zeitlichen Verlauf des Antriebes. Von unten wird die Wassersäule nahezu konstant gekühlt, und oben wechseln sich

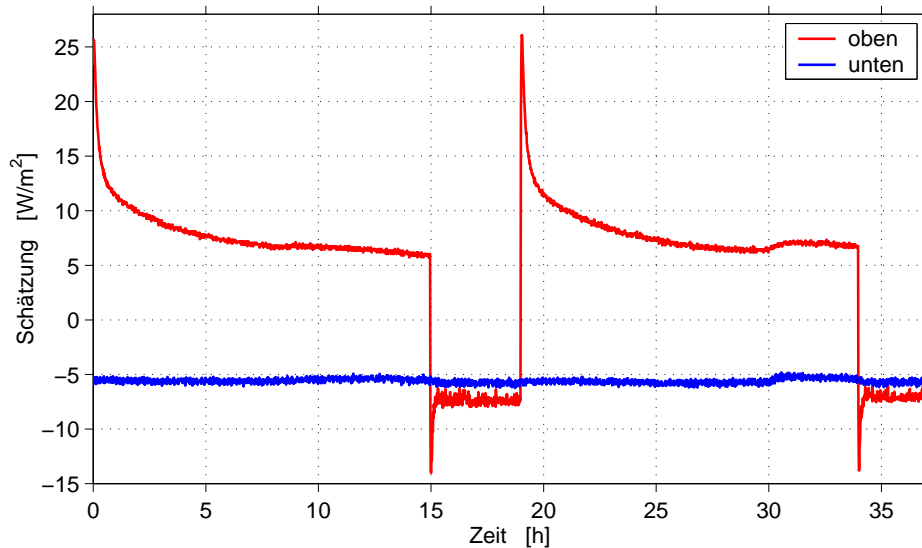


Abbildung 5.2: *Geschätzter Eintrag von Wärme 1cm unterhalb der Oberkante sowie 1cm oberhalb der Unterkante der Wassersäule.*

destabilisierende Phasen der Abkühlung mit stabilisierenden Erwärmungen ab. Der Netto-Wärmeeintrag einer Periode in die Wassersäule liegt nahe bei null.

5.2 Ergebnisse des Tankexperimentes im Vergleich mit Modelllösungen des TKE-Modells

Abbildung (5.3) zeigt die modellierte sowie die beobachtete zeitliche Entwicklung der Wassersäule zwischen dem zweiten und vorletzten Thermistor. Die vertikale Auflösung des TKE-Modells betrug 1.6 Zentimeter, die zeitliche 1 Minute. Es wurden die in Abschnitt (3.2.2) optimierten Parameter verwendet.

In Abbildung (5.3) ist zu erkennen, dass die Temperaturschwankungen in der mo-

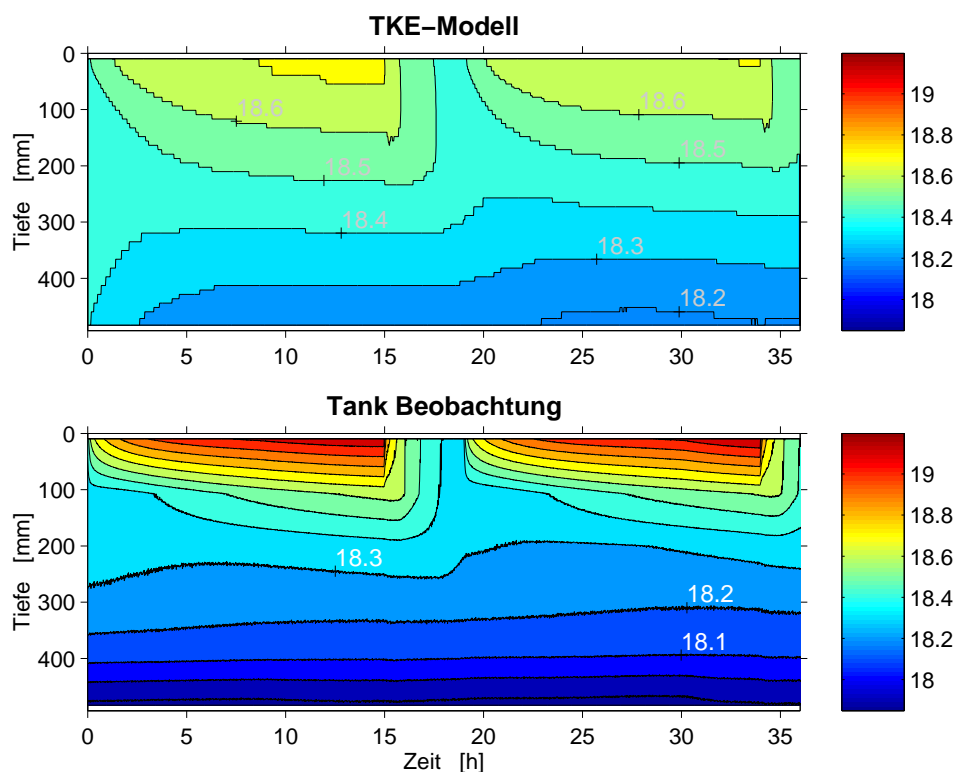


Abbildung 5.3: Zeitliche Entwicklung der Temperatur in der Wassersäule des Tankes.

dellierten Wassersäule geringer sind als in der beobachteten. Das bedeutet, dass die Wärmeflüsse unterschätzt wurden. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich, dass der Wärmetransport zwischen dem obersten und untersten Thermistorpärchen entgegen der Annahme, die Voraussetzung für die Abschätzung war, doch nicht allein auf molekularer Diffusion beruht.

Nimmt man als Kriterium für die Bestimmung der Deckschichttiefe einen Temperaturunterschied zur Oberfläche von einem zehntel Kelvin, dann ergibt sich nach Abbildung (5.3) eine überraschend gute Übereinstimmung der beobachteten und modellierten Deckschichttiefen während der Phase der Abkühlung an der Oberfläche zwischen Stunde 15 und 20. Das bedeutet, dass das TKE-Modell zur Modellierung extrem kleinskaliger konvektionsinduzierter Turbulenz geeignet scheint obwohl die Parametern mit Beobachtungen im Ozean bei einer Auflösung von 5m optimiert wur-

den.

Abbildung (5.4) zeigt das beobachtete und die mit verschiedenen Parametersätzen modellierten Temperaturprofile nach 16 Stunden und 30 Minuten. Die zeitliche

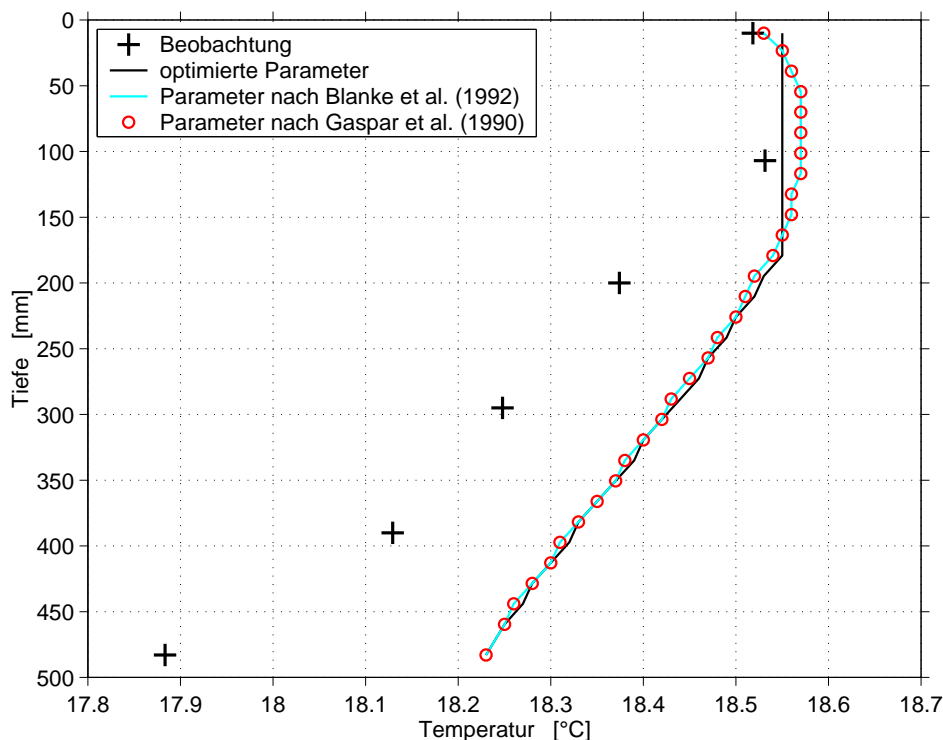


Abbildung 5.4: *Beobachtetes und modellierte Temperaturprofile nach 16 Stunden und 30 Minuten.*

Auflösung betrug auch hier eine Minute und die vertikale ebenfalls 1.6cm. Der große Unterschied zwischen der Beobachtung und den Modelllösungen erklärt sich durch das massive Unterschätzen des Antriebes.

Beobachtet wurde ein instabiler Temperaturgradient von 0.14K/m zwischen dem Thermistorpärchen unterhalb der Phasengrenze Wasser-Metall. Die Modellläufe mit den Parametern nach BLANKE UND DELECLUSE (1992) und GASPARET AL. (1990) überschätzen den instabilen Temperaturgradienten im selben Bereich mit 0.4K/m deutlich. Das ist der Fall obwohl der im Modell simulierte Wärmeverlust an der Oberfläche viel geringer ist als der reale Antrieb des Tankes.

Der Modelllauf mit den im dritten Kapitel optimierten Parametern zeigt keinen instabilen Temperaturgradienten auf und liegt damit viel näher an der Beobachtung als die Modellläufe mit den Parametern nach BLANKE UND DELECLUSE (1992) und GASPARET AL. (1990).

Ein weiteres Ergebnis folgt aus der großen Ähnlichkeit der Modelllösungen mit den Parametersätzen nach BLANKE UND DELECLUSE (1992) und GASPARET AL. (1990). Nach Abbildung (5.4) hat das um Faktor 30 höhere Verhältnis des Diffusionskoeffizienten von TKE zu dem von Impuls bei BLANKE UND DELECLUSE (1992) keinen

Einfluss auf Modellösungen, bei denen der Windantrieb gegenüber dem Wärmeverlust an der Oberfläche klein ist. *

6 Zusammenfassung

Mit einer vertikalen Auflösung von 5 Metern zeigen das optimierte KT- und TKE-Modell gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen bei Station OWS-Papa. Ihre Fehler liegen nahe an der Grenze der Signifikanz. Das KPP-Modell überschätzt die Tiefe der Deckschicht in signifikanter Weise. Eine Optimierung der Parameter konnte das nicht ändern, so dass davon auszugehen ist, dass sich entweder die dimensionslosen Flussprofile nicht ohne weiteres von der Atmosphäre auf den Ozean übertragen lassen oder, dass der Antrieb stark fehlerbehaftet ist.

Aus Experimenten mit idealisierten Randbedingungen war zu folgern, dass sich die Lösungen der drei Modelle bei Antrieb mit Wind unterscheiden. Bei Konvektion sind sie hingegen nahezu identisch. Alle drei Modelle modellieren den turbulenten Wärmefluss bei Konvektion trotz unterschiedlicher Ansätze als lineare Funktion der Tiefe. Zwischen den Temperaturprofilen sind nur geringfügige Unterschiede auszumachen, die sich direkt aus den zu Grunde liegenden Ansätzen der Modelle ergeben:

Das KT-Modell geht a priori von einer homogenen Deckschicht aus. Auch beim KPP-Modell ist der Wärmefluss zumindest in den unteren zwei Dritteln vom Temperaturgradienten durch den *counter-gradient*-Term entkoppelt, so dass hier nur in der Nähe der Oberfläche instabile Schichtung zu beobachten ist. Im Gegensatz dazu ist das TKE-Modell auf Grund des *down-gradient*-Ansatzes für den turbulenten Wärmetransport bei Konvektion in der gesamten Deckschicht leicht instabil geschichtet.

Bei der Optimierung des TKE-Modells ergab sich, dass das Verhalten durch den Parameter c_k im Ansatz für den Diffusionskoeffizienten sehr gut steuerbar ist. Aus zwei Gründen ist die Optimierung des TKE-Modells durch den Parameter c_k gegenüber einer Optimierung über das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von TKE und Impuls, wie sie von BLANKE UND DELECLUSE (1992) durchgeführt wurde, vorzuziehen:

- Es gibt keine Beobachtungen, die einen Unterschied der Diffusionskoeffizienten von Impuls und TKE bestätigen.
- Unrealistisch hohe Temperaturgradienten bei Konvektion werden, wie sich im Vergleich mit Beobachtungen von ANIS UND MOUM (1992) und Messungen im Tank gezeigt hat, vermieden.

In allen Fällen hatte eine Änderung der vertikalen Auflösung im Vergleich zur optimierten Modelllösung mit einer vertikalen Auflösung von 5 Metern eine Vergrößerung der RMS_{SST} -Abweichung zur Folge. Beim TKE-Modell waren diese Vergrößerungen in jedem der untersuchten Fälle signifikant. Als Ursache kommt der vergleichsweise

stabilisierendere Effekt der solaren Einstrahlung bei hohen Auflösungen sowie die zumeist geometrische Begrenzung der Längenskala in Frage.

Die RMS_{SST} -Abweichung der KT-Modelllösung von den Beobachtungen bei Station OWS-Papa erhöhte sich nur bei einer Veränderung der vertikalen Auflösung von 5m auf 1m in signifikanter Weise. Die Forschung nach der Ursache für dieses Verhalten brachte ein grundsätzliches Problem des verwendeten Algorithmus zu Tage: Ein KT-Modell, das einen effektiven TKE-Eintrag erhält, mit dem ein Modell mit n-facher Auflösung ein weiteres diskretes Wasserpaket in die Deckschicht einmischen könnte mischt bei linearer Schichtung nur $1/n^2$ -tel und nicht $1/n$ -tel des nächsten Wasserpaketes ein. In Kombination mit Wärmeffüssen in den Ozean hinein führt das zu tieferen Deckschichten bei höheren Auflösungen.

Auch beim KPP-Modell erhöht sich die RMS_{SST} -Abweichung lediglich bei einer Änderung der vertikalen Auflösung von 5m auf 1m in signifikanter Weise. Die Ursache hierfür ist der Ausdruck für die aufgelöste Stromscherung in der Definition der Deckschichttiefe. Dieser ist besonders bei hohen Auflösungen auflösungsabhängig, da in der verwendeten Modellversion die Referenzgeschwindigkeit nicht die über die Oberflächenschicht gemittelte, sondern lediglich die Geschwindigkeit des obersten diskreten Wasserpaketes ist.

Bei allen drei Modellen ist die Abhängigkeit von der Auflösung durch veränderte Parameterwahl sehr gut kompensierbar. Bezüglich der Verwendung der untersuchten Deckschichtmodelle (z.B. in OGCMs) kann also Folgendes festgehalten werden:

Um optimale Ergebnisse zu erhalten, müssen die Parametersätze der Modelle an die vertikale Auflösung angepasst werden, sonst ist eine signifikante Verschlechterung der Modellqualität in Hinblick auf RMS-Abweichungen von beobachteten SSTs nicht auszuschließen. Werden die Parametersätze an die Auflösung angepasst, dann gilt zumindest für die untersuchten Auflösungen, dass Modelllösungen mit grober Auflösung von gleicher Qualität wie Modelllösungen hoher Auflösung sind. Für die Verwendung der Modelle ergibt sich damit folgende Empfehlung:

Im Tiefenbereich möglicher Deckschichttiefen sollte das vertikale Gitter äquidistant gewählt werden.

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Modelle vom CORIOLIS-Parameter ergab, dass die RMS_{SST} -Abweichungen der KT-Modelllösung von den Beobachtungen bei Station OWS-Papa durch die Parametrisierung des Einflusses des CORIOLIS-Parameters nach STERL UND KATTENBERG (1994) nicht geringer werden. Die Sensitivität gegenüber Änderungen der geographischen Breite ist, verglichen mit denen des TKE- und KPP-Modells, sehr klein. Alle drei Modelle können das Phänomen, dass Konvektion durch Rotation begrenzt sein kann, nicht beschreiben. Das TKE-Modell scheint am geeignetsten für die Implementierung einer Parametrisierung dieses Phänomens, da lediglich eine rotationbedingte Begrenzung für die Längenskala zu formulieren wäre.

Bei der Untersuchung des Verhaltens der drei Modelle im Hinblick auf Veränderungen der solaren Einstrahlung zeigten sich große Ähnlichkeiten im Verhalten der drei Modelle: Kleine Eindringtiefen solarer Einstrahlung haben flachere Deckschichten zur Folge. Die Sensitivität ist bei allen drei Modellen so groß, dass es ratsam erscheint,

die Parametrisierung zumindest im Sommer zeitlich variabel zu gestalten.

6.1 Ausblick

Anhand von Beobachtungen kann die Frage, welches Modell das realistischste, ist nicht beantwortet werden, solange die Fehler im Antrieb größer sind als die Unterschiede zwischen den Modellen. Eine Möglichkeit, um zumindest die Fehler in der Bestimmung der Wärmeflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre zu verkleinern, wäre die zusätzliche Messung der Divergenz horizontaler Advektion von Wärme in der zu modellierenden Wassersäule (z.B. mit an mindestens drei Punkten verankerten ADCPs und profilierenden CTDs). Mit Hilfe dieser Messungen könnte dann ein geschlossenes Wärmebudget für die zu modellierende Wassersäule aufgestellt werden. Die zusätzlichen Temperatur- und Geschwindigkeitsmessungen könnten zudem für die Simulation der horizontalen Advektion von Wärme, die mit eindimensionalen Deck-schichtmodellen nicht zu modellieren ist verwendet werden. Außerdem wäre es dann möglich, die modellierten Stromscherungen direkt mit Beobachtungen zu vergleichen. Letzteres ist insofern von Bedeutung, da sich die drei Modelle lediglich bei Antrieb mit Wind, also in Regimen mit bedeutender vertikaler Stromscherung voneinander unterscheiden.

Eine andere Möglichkeit wäre ein Vergleich mit LES-Experimenten, z.B. mit Modellläufen von WANG ET AL. (1998), WANG ET AL. (1996) besonders im Hinblick auf den Tagesgang, oder von SKYLLINSTAD ET AL. (1997) mit besonderem Augenmerk auf den Einfluss von Wind.

Außerdem erscheint ein Vergleich der Modellläufe des TKE-Modells bei Station OWS-Papa mit Modellläufen bei Station ALOHA (Langzeitstation des HOT-Programmes im Subtropenwirbel des Pazifiks) vielversprechend, da sich durch solch einen Vergleich wahrscheinlich Aussagen über die Qualität der Abhängigkeit des TKE-Modells von der geographischen Breite machen lassen.

Literaturverzeichnis

- ADRIAN, R., R. FERREIRA und T. BOBERG, 1986: A review of turbulent thermal convection in wide horizontal fluid layers. *Exper. in Fluids*, **4**, S. 121–141.
- ANIS, A. und J. N. MOUM, 1992: The superadiabatic surface layer of the ocean during convection. *Journal of Physical Oceanography*, **22**, S. 1221–1227.
- AYOTTE, K. W., P. P. SULLIVAN, A. ANDRÉN, S. C. DONEY, A. A. M. HOLTS-
LAG, W. G. LARGE, J. C. MCWILLIAMS, C.-H. MOENG, M. J. OTTE, J. J.
TRIBBIA und J. C. WYNGAARD, 1996: An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, **79**, S. 131–175.
- BERGMANN, L. und C. SCHAEFER, 1958: Lehrbuch der experimentellen Physik Band I: Mechanik, Akustik Wärmelehre. Walter de Gruyter & Co., Berlin.
- BLANC, T., 1987: Accuracy of bulk-method-determined flux stability and sea surface roughness. *Journal of Geophysical Research*, **92**, S. 3867–3876.
- BLANKE, B. und P. DELECLUSE, 1992: Variability of the tropical atlantik ocean simulated by a General Circulation Model with two different mixed-layer Physics. *Journal of Physical Oceanography*, **23**, S. 1363–1388.
- BÖNING, C. und P. HERRMANN, 1994: On the annual cycle of poleward heat transport in the ocean. Results from high-resolution modeling of the north and equatorial Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **24**, S. 91–107.
- BOUGEALT, P. und P. LACARRERE, 1989: Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model. *Mon. Weather Rev.*, **117**, S. 1872–1890.
- BURCHARD, H., K. BOLDING, M. RUIZ-VILLARREAL, P.-P. MATHIEU und G. UMGIESSER, 2000: General Ocean Turbulence Model (Data downloaded from <http://gotm.net/>).
- CALDWELL, D. R., T. M. DILLON und J. N. MOUM, 1985: The rapid sampling vertical profiler. An evaluation. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **2**, S. 615–625.
- CARL, D., T. TARBELL und H. PANOFSKY, 1973: Profiles of wind and temperature from towers and homogeneous terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **30**, S. 788–794.

- CROW, S., 1968: Visco-elastic properties of fine-grained incompressible turbulence. *J. Fluid Mech.*, **33**, S. 1–20.
- D’ALESSIO, S., K. ABDELLA und A. MCFARLANE, 1998: A new second-order turbulence closure scheme for modeling the oceanic mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, S. 1624–1641.
- DEARDORFF, J., 1972: Theoretical expression of the countergradient vertical heat flux. *Journal of Physical Oceanography*, **77**, S. 5900–5904.
- DEARDORFF, J., E. WILLIS und D. LILLY, 1969: Laboratory investigation of non-steady penetrative convection. *J. Fluid Mech.*, **35**, S. 7–31.
- DENMAN, K., 1973: A time-dependent model of the upper ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **3**, S. 173–184.
- GARGETT, A., 1984: Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *J. Mar. Res.*, **42**, S. 359–393.
- GASPAR, P., Y. GREGORIS und J.-M. LEFEVRE, 1990: A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: Tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research*, **95**, S. 16,179–16,193.
- GREGG, M., 1989: Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *Journal of Geophysical Research*, **94**, S. 9686–9698.
- HASSID, S. und B. GALPERIN, 1994: Modeling rotating flows in neutral and unstable stratification. *Journal of Geophysical Research*, **99**, S. 12,533–12,548.
- HELLERMAN, S. und M. ROSENSTEIN, 1983: Normal monthly windstress over the world ocean with error estimates. *Journal of Physical Oceanography*, **13**, S. 1093–1104.
- HÖGSTRÖM, U., 1988: Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation. *Boundary Layer Meteorology*, **42**, S. 55–78.
- HOLTSLAG, A. und C.-H. MOENG, 1991: Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **48**, S. 1690–1698.
- JERLOV, N. G., 1976: *Marine Optics*. S. 231 pp., Elsevier, New York.
- KAESE, R., 1998: Modelling the oceanic mixed-layer and effects of deep convection. *Buyant Convection in Geophysical Flows*, S. 157–183, edited by Plate et al, Kluwer Academic Publishers, Norwell, Mass.
- KANTHA, L. und C. CLAYSON, 1994: An improved mixed layer model for geophysical applications. *Journal of Geophysical Research*, **99**, S. 25235–25266.

- KARA, A., P. ROCHFORD und H.E.HURLBURT, 2000: An optimal definition for ocean mixed layer depth. *Journal of Geophysical Research*, **105**, S. 16,803–16,821.
- KIM, J., 1976: A generalized bulk model of the oceanic mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **6**, S. 686–695.
- KLEIN, P. und M. COANTIC, 1981: A numerical study of turbulent processes in the marine upper layers. *Journal of Physical Oceanography*, **11**, S. 849–863.
- KOLMOGOROV, A., 1942: The equation of turbulent motion in an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **6**, S. 56–58.
- KONDO, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Bound. Layer Meteor.*, **9**, S. 91–112.
- KONDO, J. und S. HAGINOYA, 1984: Observational study on the transitional boundary layer. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **63**, S. 437–452.
- KRAUS, E. und J. TURNER, 1967: A one-dimensional model of the seasonal thermocline, II, The general theory and its consequences. *Tellus*, **19**, S. 98–105.
- LARGE, MORZEL und CRAWFORD, 1995: Bulkformulas. *Journal of Physical Oceanography*, **25**, S. 2959–2971.
- LARGE, W., J. MCWILLIAMS und S. DONEY, 1994: Oceanic vertical mixing: a review and a model with nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, **32**, S. 363–403.
- LEDWELL, J. R., A. J. WILSON und C. S. LOW, 1993: Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment. *Nature*, **364**, S. 701–703.
- LENSCHOW, D., J. WYNGAARD und W. PENNELL, 1980: Meanfield and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37**, S. 1313–1326.
- LEWIS, M. R., N. KURING und C. YENTSCH, 1988: Global patterns of ocean transparency: Implications for the new production of the open ocean. *Journal of Geophysical Research*, **93**, S. 6847–6855.
- LIST, R., 1958: The Smithsonian Meteorological Tables. *Smithsonian Institution, Washington DC*, S. 527.
- MAILHOT, J. und R. BENOIT, 1982: A finite-element model of the atmospheric boundary layer suitable for use with numerical weather prediction models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **39**, S. 2249–2266.
- MARTIN, P., 1985: Simulation of the mixed layer at OWS November and Papa with several models. *Journal of Geophysical Research*, **90**, S. 903–916.

- MIRONOV, D., V. GRYANIK, C.-H. MOENG, D. OLBERS und T. WARNCKE, 1998: Vertical turbulence and second-moment budgets in convection with rotation: A large-eddy simulation study. *AWI Berichte aus dem Fachbereich Physik*, **85**.
- MOENG, C. und J. WYNGAARD, 1986: An analysis of closures for pressure-scalar covariances in the convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**, S. 2311–2330.
- MOENG, C. und J. WYNGAARD, 1989: Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**, S. 2311–2330.
- MOUM, J., R. CALDWELL und C. PAULSON, 1989: Mixing in the equatorial surface layer and thermocline. *Journal of Geophysical Research*, **94** (2005-2021).
- NIHLER, P. und E. KRAUS, 1977: *One-dimensional models of the upper Ocean in Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean*. Pergamon, New York, edited by E. B. Kraus.
- OBERHUBER, J. M., 1993: Simulation of the atlantic circulation with a coupled sea ice-mixed layer-isopycnal general circulation model, I, Model description. *J.P.O.*, **23**, S. 808–829.
- O'BRIEN, J., 1970: A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **27**, S. 1213–1215.
- OSCHLIES, A., 1998: On spurious interactions among a Mixed Layer Model, Convective Adjustment, and Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models. *Mothly Weather Review*, **127**, S. 1920–1927.
- OSCHLIES, A., 1999: Dependence of potential energy on vertical resolution. A problem for Kraus-Turner type mixed layer models? *unpublished*.
- PANOFSKY, H. und J. DUTTON, 1984: Atmospheric turbulence: Models and methods for engineering applications. S. 397 pp, edited by John Wiley, New York.
- PAULSON, C. und J. SIMPSON, 1977: Irradiance measurements in the upper ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **7**, S. 952–956.
- PETERS, H., M. GREGG und J. TOOLE, 1988: On the parameterization of equatorial turbulence. *Journal of Geophysical Research*, **93**, S. 1199–1218.
- REED, R., 1977: On estimating insolation over the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **7**, S. 482–485.
- ROSATI, A. und K. MIYAKODA, 1988: A general circulation model for upper ocean simulation. *Journal of Physical Oceanography*, **18**, S. 1601–1626.

- SEND, U. und J. MARSHALL, 1995: Integral effects of deep convection. *Journal of Physical Oceanography*, **25**, S. 855–872.
- SKYLLINSTAD, E., W. SMYTH, J. MOUM und H. WIJESSEKERA, 1997: Turbulent dissipation during a westerly wind burst: A comparison of large-eddy simulation results and microstructure measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **27**.
- STERL, A. und A. KATTENBERG, 1994: Embedding a mixed layer model into an ocean general circulation model of the Atlantic: The importance of surface mixing for heat flux and temperature. *Journal of Geophysical Research*, **99**, S. 14139–14157.
- TENNEKES, H. und J. LUMLEY, 1972: *A first course in turbulence*. MIT Press.
- TERRAY, E., M. DONELAN, Y. AGRAWAL, W. DRENNAN, K. KAHMA, A. WILLIAMS, P. HWANG und S. KITAIGORODSKII, 1996: Estimating of kinetic energy dissipation under breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, **26**, S. 792–807.
- THOMPSON, R., 1976: Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **6**, S. 496–503.
- TROEN, I. und L. MAHRT, 1986: A simple model of the atmospheric boundary layer; Sensivity to surface evaporation. *Boundary-Layer Meteorology*, **37**, S. 129–148.
- WANG, D., W. LARGE und J. C. M. WILLIAMS, 1996: Diurnal cycling, eddy viscosity and horizontal rotation effects in equatorial boundary layers. *Journal of Geophysical Research*, **101**, S. 3649–3662.
- WANG, D., J. M. WILLIAMS und W. LARGE, 1998: Large eddy simulation of the diurnal cycle of deep equatorial turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, S. 129–148.
- WEARE, B., 1989: Uncertainties in estimates of surface heat flux. *Tellus Series A, Dynamik meteorology and ocean*, **41** (4), S. 357pp.
- WELLS, N. C., 1979: A coupled ocean-atmosphere experiment: The ocean response. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **105**, S. 335–370.
- WYRTKI, K., 1965: The average heat balance of the North Pacific Ocean and its relation to ocean circulation. *Journal of Geophysical Research*, **70**, S. 4547–4559.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich meine Diplomarbeit selbständig und nur unter
Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel verfasst habe.

Kiel, den 13. Dezember 2000

(Heiner Dietze)

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Forschungsbereich Theorie und Modellierung des Instituts für Meereskunde an der Universität Kiel.

Herrn Prof. Dr. Jürgen Willebrand möchte ich für die Betreuung und den schönen Arbeitsplatz an dem ich so viele offene Ohren für meine Probleme gefunden habe, danken.

In ganz besonderem Maße danke ich Dr. Andreas Oschlies, der durch viele Anregungen entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Prof. Dr. Rolf H. Käse danke ich für die Daten aus den Tankexperimenten, Prof. Dr. Bill Large für den KPP-Code und Annegret Schurbohm für die schöne Skizze des Tankes.

Auch meine Korrekturleser Ulf Schweckendiek und Christjan Deboer seien an dieser Stelle mit viel Dank bedacht.

Und natürlich wäre das alles ohne die Unterstützung meiner Familie und meiner Freunde Cristian Meyn und Kim Thomson nicht möglich gewesen.