

INAUGURAL-DISSERTATION  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg



vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Uwe Schimpf  
aus Heidelberg  
Tag der mündlichen Prüfung: 02.02.2000



**Untersuchung des Gasaustausches und der Mikroturbulenz  
an der Meeresoberfläche mittels Thermographie**

Gutachter: Prof. Dr. Bernd Jähne  
Prof. Dr. Kurt Roth



Dissertation  
submitted to the  
Combined Faculties for the Natural Sciences and for Mathematics  
of the Rupertus Carola University of  
Heidelberg, Germany  
for the degree of  
Doctor of Natural Sciences

**Untersuchung des Gasaustausches und der Mikroturbulenz  
an der Meeresoberfläche mittels Thermographie**

presented by  
Diplom-Physicist: Uwe Schimpf  
born in: Heidelberg

Heidelberg, 02.02.2000  
Referees: Prof. Dr. Bernd Jähne  
Prof. Dr. Kurt Roth



## Zusammenfassung

Wärme wird als Tracer für Gase verwendet, um die Austauschprozesse in der Luft-Wasser Phasengrenze und die Mikroturbulenz an der Wasseroberfläche zu untersuchen. Aus den Infrarot-Bildsequenzen wird die Gastransfergeschwindigkeit bestimmt und die Struktur der oberflächennahen Turbulenz bezüglich ihrer räumlichen Skala und Orientierung analysiert. Experimente wurden am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal und während des *CoOP* Experimentes 1997 im nordatlantischen Ozean durchgeführt. Die gemessenen Transferraten stimmen mit der *Wanninkhof* Beziehung überein, wogegen die *Liss-Merlivat* Beziehung die Transferraten unterschätzt. Oberflächenerneuerungseffekte wurden auf verschiedenen Skalen und bei allen Windgeschwindigkeiten beobachtet. Die auf Oberflächenerneuerung basierende theoretische Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche stimmt mit den gemessenen Daten überein. Die mikroskaligen Temperaturfluktuation, welche die turbulenten Transportprozesse in der Grenzschicht widerspiegeln, zeigen im Labor und Feld das gleiche Verhalten. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten sind die großen Skalen dominant, wogegen bei hohen Windgeschwindigkeiten die kleinen Skalen den Transport dominieren. Bei mittleren Windgeschwindigkeiten liefern alle Skalen den gleichen Beitrag zu den Temperaturfluktuationen. Im Wind-Wellen-Kanal sind alle Skalen bevorzugt in Windrichtung orientiert. Auf dem Ozean konnten ebenfalls Vorzugsrichtungen beobachtet werden. Auf dem Ozean können hohe lokale Fluktuationen in der Windrichtung, die instantan die oberflächennahe Turbulenz beeinflussen, eine bevorzugte Orientierung der Temperaturfluktuation hervorrufen, die nicht notwendigerweise mit der mittleren Windrichtung korreliert ist.

## Abstract

Using heat as a proxy tracer for gases the exchange process at the air/water interface and the micro turbulence at the water surface is investigated. Infrared image processing techniques allow the determination of the gas transfer velocity and the analysis of the structure of near surface turbulence with respect to spatial scale and orientation. Measurements were carried out in the Heidelberg wind-wave facility and during the 1997 *CoOP* experiment in the North Atlantic ocean. The gas transfer velocity derived from the experiments agree with the wind speed dependence of the *Wanninkhof* relationship, whereas the *Liss-Merlivat* relationship underestimates the transfer rates. Surface renewal effects were observed at different scales and at all wind speeds. The theoretical temperature distribution at the water surface, based on surface renewal, fits the measured data. The micro-scale temperature fluctuations associated with the turbulent transfer at the interface showed the same behavior in the field and laboratory. At low wind speeds the large scales are dominant, whereas at high wind speeds the small scales dominate the transport. At moderate speed all scales contribute equally to the temperature fluctuations. In the wind-wave facility all scales are oriented in the along-wind direction. Preferred alignment is also observed at the ocean. Local, high-amplitude fluctuations in wind direction, which instantaneous modify the near surface turbulence, induce preferred orientation of the temperature fluctuations, which is not generally correlated to the mean wind direction.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Zielsetzung der Arbeit . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Betrachtungen zum Gasaustausch</b>	<b>7</b>
2.1	Parameter des Gasaustausches . . . . .	7
2.2	Mathematische Beschreibung des Gasaustausch . . . . .	12
2.3	Modelle des turbulenten Transport . . . . .	20
2.4	Folgerungen aus den Modellen . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Wärme als Tracer</b>	
	<b>für den Gasaustausch</b>	<b>23</b>
3.1	Warum Wärme? . . . . .	25
3.2	Wärmefflüsse an der Wasseroberfläche . . . . .	28
3.3	Transportmechanismen für Wärme . . . . .	30
3.4	Thermographie . . . . .	30
3.5	Folgerungen . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Der Temperaturgradient über die Grenzschicht</b>	<b>37</b>
4.1	Einfluß von Oberflächenerneuerungsprozessen auf den Temperaturgradienten . . . . .	38
4.2	Bestimmung des Temperaturgradienten im Wind-Wellen-Kanal . . . . .	42
4.3	Bestimmung des Temperaturgradienten auf dem Ozean . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Experimentelle Aufbauten</b>	<b>49</b>
5.1	Das Feldinstrument . . . . .	49
5.2	Die Heidelberger Wind-Wellen-Kanäle . . . . .	50
5.3	CoOP Cruise im Nordatlantik . . . . .	52
5.4	Die Boje . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Bildfolgenanalyse</b>	<b>59</b>
6.1	Berechnung der Transferraten . . . . .	59

6.2	Analyse der Temperaturmuster . . . . .	63
6.2.1	Skalenanalyse . . . . .	63
6.2.2	Orientierungsanalyse . . . . .	66
<b>7</b>	<b>Datenanalyse und Ergebnisse</b>	<b>71</b>
7.1	Temperaturkalibrierung der Infrarot-Kameras . . . . .	72
7.2	Resultate und Diskussion der Messungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal . . . . .	81
7.2.1	Wärme und Gastransferraten . . . . .	82
7.2.2	Verifikation der theoretischen Temperaturverteilung . . . . .	93
7.2.3	Skalenanalyse . . . . .	96
7.2.4	Orientierungsanalyse . . . . .	99
7.3	Resultate und Diskussion der Messungen während der Forschungsfahrt im Nordatlantik . . . . .	105
7.3.1	Temperaturverteilung an der Ozeanoberfläche . . . . .	107
7.3.2	Gastransferraten auf dem Ozean . . . . .	109
7.3.3	Skalenanalyse . . . . .	119
7.3.4	Orientierungsanalyse . . . . .	122
<b>8</b>	<b>Resümee und Ausblick</b>	<b>127</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>132</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Auf der Weltklima Konferenz in Kyoto im Dezember 1997 hat sich die Europäische Gemeinschaft verpflichtet, die Emissionen der sechs relevantesten Klimagase bis 2012 um 8 % gegenüber 1990 zu reduzieren. Deutschland (der größte Produzent von Kohlenstoffdioxid in der Europäischen Gemeinschaft) soll dabei nach dem Prinzip des 'burden sharing' einen maßgeblichen Beitrag mit einer Reduktion seiner Emissionen von 21 % liefern.

Unabhängig davon hat die Bundesregierung sich zum Ziel gesetzt die Emission des wichtigsten Treibhausgases, Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ), bis 2005 um 25 % zu senken. Die Kohlendioxidemissionen aus der Verbrennung fossiler Brennstoffe lagen 1995 bereits zum vierten Mal unter dem Niveau von 1990, sind aber gegenüber 1994 um 1,7 % gestiegen [EUROSTAT 1997].

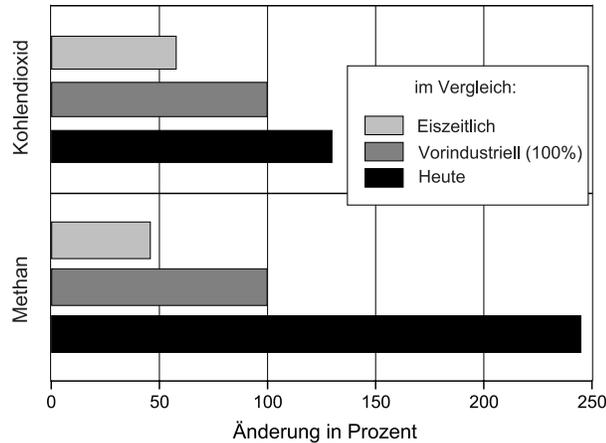


Abbildung 1.1: Prozentuale Kohlendioxid- und Methan-Änderung in der Atmosphäre: Seit der vorindustriellen Revolution (1750) hat der Kohlendioxidgehalt um etwa ein Drittel zugenommen, der Methangehalt hat sich mehr als verdoppelt. Quelle: [BUNDESAMT 1999]

Abbildung 1.1 zeigt die prozentuale Kohlendioxid- und Methan-Änderung in der Atmosphäre im Vergleich zwischen der Eiszeit, der vorindustriellen Revolution (100 %) und Heute.

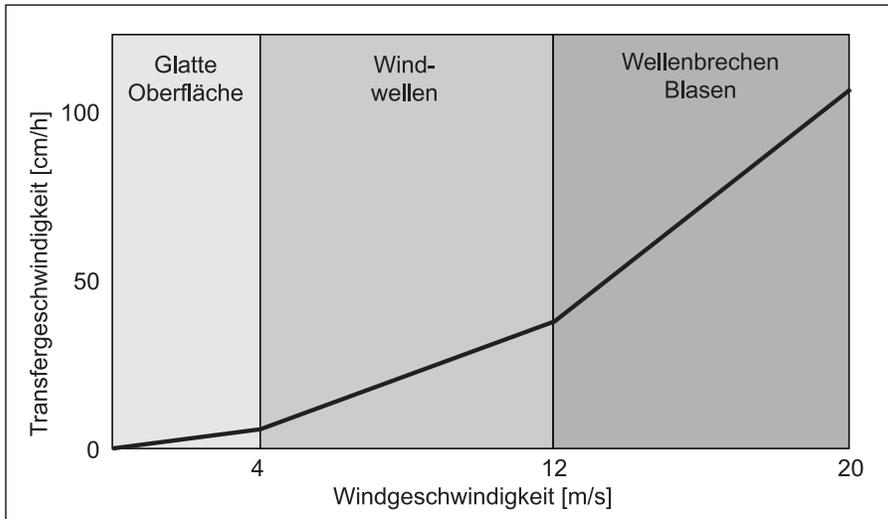


Abbildung 1.2: Schematische Abhängigkeit der Gasaustauschrate von der Windgeschwindigkeit nach [LISS und MERLIVAT 1986]. Mit dem Einsetzen von Windwellen steigt die Funktion sprunghaft an. Einen zweiten Sprung zeigt der Verlauf der Funktion beim Einsetzen des Wellenbrechens.

Durch menschliche Aktivitäten nahm die bodennahe mittlere globale Lufttemperatur seit dem Ende des 19. Jahrhunderts um  $0,3$  bis  $0,6$  Kelvin zu und der globale Meeresspiegel ist in den letzten 100 Jahren um  $25 \text{ cm}$  angestiegen. Klimamodelle gehen davon aus, daß er bis zum Jahr 2100 weitere  $50 \text{ cm}$  steigen wird. Es wird mit einer Veränderung der weltweiten Niederschlagsverteilung gerechnet, sowie einer Zunahme der Häufigkeit von Extremereignissen gerechnet [BUNDESAMT 1999].

Den Ozeanen der Erde kommt in dieser Klimaproblematik die Rolle als bedeutendste Senke für Kohlenstoffdioxid zu, da sie etwa  $90\%$  des gesamten Kohlenstoffs binden. Diese Wassermassen bilden ein Reservoir für etwa  $50 \text{ Tt}$  ( $1 \text{ Tt} = 10^{18} \text{ g}$ ), während Atmosphäre und Biosphäre zusammen nur etwa  $5 \text{ Tt}$  binden [SIEGENTHALER 1993]. Schätzungen der jährlichen Aufnahmekapazität der Weltmeere belaufen sich auf  $3,0 \pm 2,0 \text{ Gt}$  Kohlenstoff [KEELING und SHERTZ 1992]. Aufgrund der Abweichung zwischen verschiedenen Schätzungen der jährlichen  $\text{CO}_2$ -Aufnahme und der großen Ungenauigkeiten solcher globalen Bilanzierungen erscheinen detaillierte Untersuchungen von Austauschprozessen von Gasen zwischen Ozean und Atmosphäre notwendig zu sein. Das Verständnis der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Ozean ist für die Vorhersage der Entwicklung des globalen Klimas unabdingbar.

Charakterisiert wird der Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean durch die Transfergeschwindigkeit  $k$ , welche als Geschwindigkeit einer hypothetischen Gassäule die in das

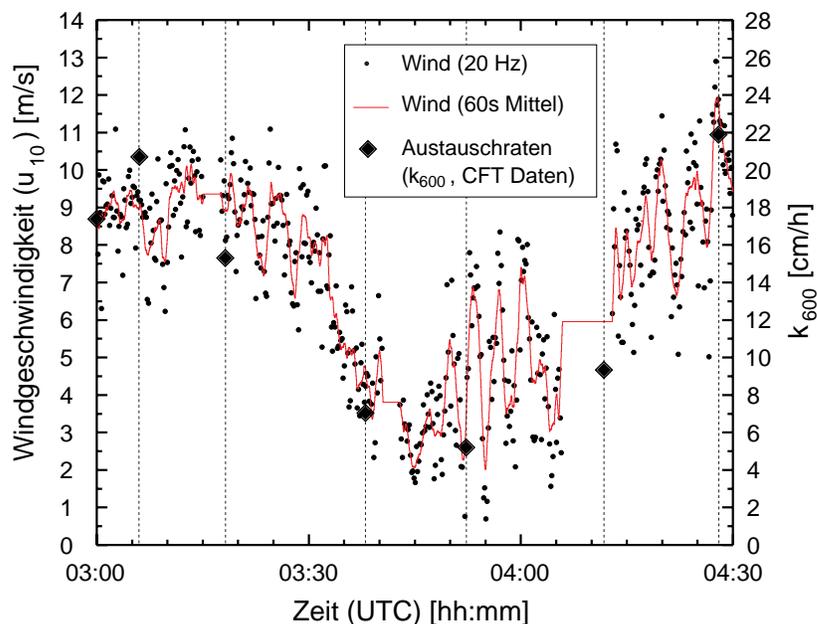


Abbildung 1.3: Gasaustauschrate (gemessen mit der CFT-Technik) und Windgeschwindigkeit während einer Zeitspanne von 90 Minuten [HAUSSECKER 1996]. Die Variation in der Windgeschwindigkeit in dieser kurzen Zeitspanne demonstriert die Notwendigkeit, Gasaustauschraten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu messen.

Wasser eindringt, definiert ist. Abbildung 1.2 zeigt die empirische Abhängigkeit der Transfergeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit [LISS und MERLIVAT 1986]. Mit dem Einsetzen von Windwellen steigt die Funktion sprunghaft an. Einen zweiten Sprung zeigt der Verlauf der Funktion beim Einsetzen des Wellenbrechens.

Um Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre zu untersuchen, müssen zuerst robuste Methoden zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit im Labor sowie im Feld entwickelt werden. Danach müssen die zugrunde liegenden Transportmechanismen und deren Wechselwirkung untereinander im Detail verstanden werden, sowie eine vollständige Parametrisierung des Transportprozesses gefunden werden.

## 1.1 Zielsetzung der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zur Bestimmung der Gasaustauschraten vorgestellt, die auf dem von [JÄHNE et al. 1989] vorgestellten Prinzip *'the controlled flux method'* beruht und an die Arbeiten von [LIBNER 1987], [HAUSSECKER 1996] und [SCHIMPF 1996] anschließt. Wärme wird als Tracer für Gase (Kapitel 3) eingesetzt um die Austauschraten für Gase räumlich sowie zeitlich mit einer hohen Auflösung zu messen.



Abbildung 1.4: Forschungsschiff R/V Oceanus während der Forschungsfahrt im Nordatlantik im Juli 1997.

Zur Bestimmung von Austauschraten wird bei dem klassischen Verfahren, die sogenannte *Massenbilanzmethode*, die Konzentration einer Spezi wasserseitig erhöht oder erniedrigt und deren zeitliche Konzentrationsänderung beobachtet. Aus der zeitlichen Änderung der Konzentration läßt sich bei vorgegebenem Konzentrationsunterschied der Fluß über die Grenzschicht zwischen Wasser und Atmosphäre berechnen und somit die Transfergeschwindigkeit für Gase bestimmen. Der entscheidende Nachteil solcher Methoden ist, daß die Zeitkonstanten im Bereich von Stunden bis Tagen liegen und somit eine über die Meßdauer gemittelte Transferrate bestimmen. Meteorologische Bedingungen wie z.B. Wind, Wellen und Oberflächenbeschaffenheit können in diesem Zeitraum so stark variieren, daß eine Untersuchung der Parameter die den Gasaustausch beeinflussen sehr schwierig, wenn nicht gar unmöglich wird.

Die hier vorgestellte *controlled flux technique* ist feldgängig und erlaubt erstmals Gasaustauschraten mit einer zeitlichen Auflösung im Minutenbereich zu bestimmen. Abbildung 1.3 zeigt die Gastransferrate und Windgeschwindigkeit während einer Zeitspanne von 90 Minuten, gemessen mit der *controlled flux technique* [HAUSSECKER 1996]. Die Variation in der Windgeschwindigkeit in dieser kurzen Zeitspanne demonstriert, daß es für eine Parametrisierung unumgänglich ist, Gasaustauschraten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu messen.

Im Rahmen einer Kooperation mit dem *Woods Hole Oceanographic Institution*, MA, USA wurden im Juli 1997 während einer vierwöchigen Forschungsfahrt im Nordatlantik (Abbildung 1.4) Feldmessungen durchgeführt. Weitere Messungen im Ozean fanden im Juni 1997



Abbildung 1.5: Das ringförmige Heidelberger AEOLOTRON (Durchmesser: 10 m) während der Bauphase im Mai 1999. Die Wasserrinne mit einer Breite von 60 cm ist mit einer 9 cm dicken Styrodurschicht isoliert um den Wärmeverlust im Kanal so gering wie möglich zu halten. Quelle: [JÄHNE et al. 1999].

und Oktober 1998 am Pier der *Scripps Institution of Oceanography*, San Diego, USA statt. In einem weiteren gemeinsamen Projekt mit der Scripps Institution wurde eine freischwimmende Boje entwickelt und gebaut, die gleichzeitig Gasaustauschraten und Neigung von kleinskaligen Wellen an der Ozeanoberfläche mißt [SCHIMPF et al. 1998b].

Die Gasaustauschraten im Feld während der Forschungsfahrt im Nordatlantik lassen sich aus den Parametern eines statistischen Modells berechnen, die an die Meßdaten angefügt werden [HAUSSECKER 1996], [SCHIMPF et al. 1999b]. Das entwickelte Modell, welches auf dem klassischen Oberflächenerneuerungsmodell [DANCKWERTS 1970] beruht, konnte durch Messungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal bestätigt werden [SCHIMPF et al. 1999a]. Dabei wurde eine neuartige Methode eingesetzt um die Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche ein und aus zu schalten (Abschnitt 4.2). Um Abschätzungen über Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche sowie Wärmeverluste des Heidelberger Wind-Wellen-Kanals machen zu können, wurde ein kleiner ringförmiger Kanal (Durchmesser: 2 m) aus Styrodur gebaut. Die hierbei gewonnen Erfahrungen wurden bei der Konstruktion und dem Bau des Heidelberger 'AEOLOTRON' [JÄHNE et al. 1999] umgesetzt.

Um einen Einblick in die turbulenten Transportvorgänge (Abschnitt 2.3) in der wasserseitigen Grenzschicht zu bekommen wurden die mit einer Infrarot-Kamera aufgenommen Temperaturverteilungen auf der Wasseroberfläche einer Skalenraumanalyse unterzogen und statistisch ausgewertet [SCHIMPF et al. 1999b]. Dabei wurde die Größen- und Richtungsverteilung der für den Transportprozeß dominanten Skalen untersucht (Abschnitt 6.2).



## Kapitel 2

# Betrachtungen zum Gasaustausch

Für inerte und gering lösliche Gase, wie z.B. Kohlenstoffdioxid, Methan und Sauerstoff, wird der Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean durch die wasserseitige Grenzschicht kontrolliert. Diese mikroskopische Schicht hat eine Dicke von 20-200  $\mu\text{m}$  und stellt den 'Flaschenhals' für Austauschvorgänge durch die Phasengrenze dar. Angetrieben wird der Transport durch ein Konzentrationsgefälle zwischen den beiden Phasen. Dabei treten zwei Transportmechanismen auf: *molekulare Diffusion* und *turbulente Konvektion*. Der Transport durch turbulente Konvektion ist über große Strecken sehr effektiv. Bei Annäherung an die Wasseroberfläche können die Turbulenzen jedoch die Phasengrenze nicht durchdringen, da die mittlere freie Weglänge immer kleiner wird. Globale Transportphänomene werden so durch die Luft-Wasser Phasengrenze dominiert, in der die molekulare Diffusion dem turbulenten Transport überwiegt.

### 2.1 Parameter des Gasaustausches

Die antreibende Kraft der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Ozean ist der Wind, welcher über die Wasseroberfläche weht und Impuls in den Wasserkörper einträgt. Dadurch bilden sich eine wasser- und luftseitige viskose Grenzschicht aus. Ein gebräuchliches Maß für den Impulseintrag in den Wasserkörper ist die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  (vgl. Abschnitt 2.2). Der Impulseintrag induziert Wellen und Turbulenz im Wasserkörper. Wellen bieten dem Wind mehr Angriffsfläche, so daß aus der vergrößerten Oberfläche ein höherer Impulsübertrag resultiert. Bei höheren Windgeschwindigkeiten können Wellen brechen und es entstehen Blasen (Abbildung 2.2). Die so in den Wasserkörper eingetragene Luft liefert ebenfalls einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum Gasaustausch. [ASHER et al. 1992] haben in Labormessungen gezeigt, daß brechende Wellen die Gasaustauschrate stark erhöhen. [WOOLF und MONAHAN 1993] schätzen den globalen Beitrag von Blasen auf 8.5 cm/h für die Austauschrate von  $\text{CO}_2$  bei 20°C.

Aus den voran gegangenen Überlegungen kommt es zu der schematischen Abhängigkeit

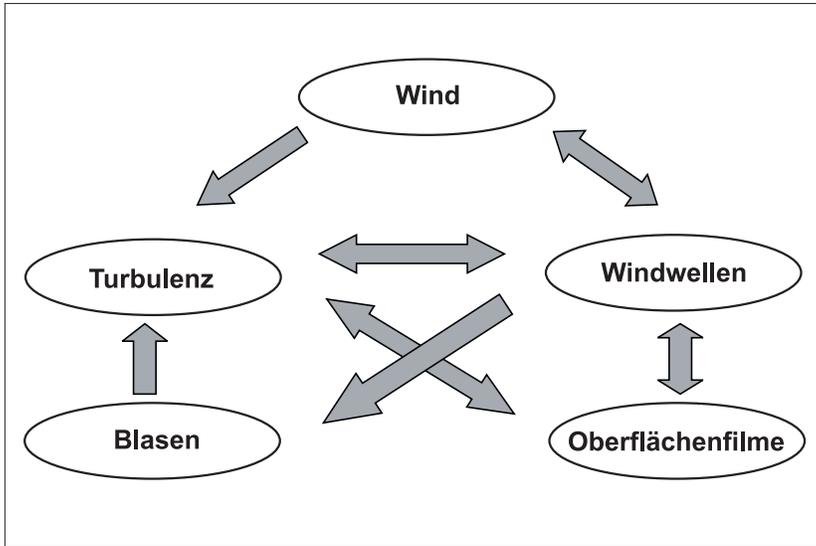


Abbildung 2.1: Die wichtigsten Parameter des Gasaustausches und deren Wechselwirkung untereinander. Der Wind trägt Impuls in den Wasserkörper ein und erzeugt Windwellen und Turbulenz, welche auch untereinander wechselwirken. Wellen können brechen und beeinflussen so die Turbulenz nahe der Wasseroberfläche. Die Anwesenheit eines Oberflächenfilms sorgt für eine Verminderung der Turbulenz und dämpft die Wellen.

der Transferrate von der Windgeschwindigkeit wie von [LISS und MERLIVAT 1986] vorgeschlagen: Beim Einsetzen von Oberflächenwellen zeigt die Transferrate einen sprunghaften Anstieg. Ein zweiter Sprung erfolgt beim Einsetzen des Wellenbrechens (Abbildung 1.2).

Der Einfluß von Regen auf die globale Austauschrate wird als vernachlässigbar angenommen [LISS und DUCE 1996], benötigt aber noch Bestätigung. Regentropfen bedecken nur einen kleinen Teil der Oberfläche zu einem bestimmten Zeitpunkt während des Regens, und an einer bestimmten Stelle regnet es nur für eine kurze Zeit. Lokal verursacht Regen verschiedene Effekte an der Wasseroberfläche (vgl. Abschnitt 4.1), welche die Zeitperiode für Erneuerungseffekte beeinflusst [SCHLÜSSEL et al. 1997] und dadurch die lokale Austauschrate ändert.

Impuls-, Massen-, und Wärmetransport in der Phasengrenze sind eng miteinander verknüpft (vgl. Kapitel 3). Es zeigt sich, daß die Transferrate  $k$  proportional zu der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  im Wasser ist [DEACON 1977]:

$$k = \beta^{-1} u_* S c^{-n}, \quad (2.1)$$

wobei  $\beta$  dem Transferwiderstand des Impulses durch die viskose Grenzschicht entspricht. Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  bestimmt den turbulenten Charakter des Transports

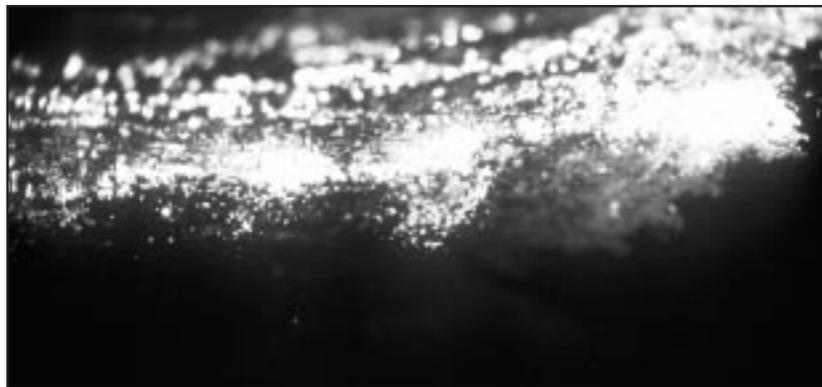


Abbildung 2.2: Blick von der Seite auf die Wasseroberfläche im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal: Beim Brechen einer Welle entstehen Blasen. Quelle: [JÄHNE 1999b]. Die eingeschlossene Luft in den Blasen die in den Wasserkörper eingetragen wird, trägt ebenfalls zum Gasaustausch bei.

durch die Grenzschicht. Die Schmidtzahl  $Sc$ , welche als Quotient aus kinematischer Zähigkeit  $\nu$  des Wassers und Diffusionskonstanten  $D$  des Gases definiert ist (Gleichung 2.20) trägt dem diffusiven Teil des Transports Rechnung, da sie die Eigenschaften des Mediums ( $\nu$ ) und des Tracers ( $D$ ) widerspiegelt.

Verschiedene Messungen zeigen einen sprunghaften Anstieg der Transfergeschwindigkeit durch eine Änderung des Schmidtzahl Exponenten von  $n=2/3$  bei 'glatter' Oberfläche zu  $n=1/2$  bei einsetzender Wellenbewegung [JÄHNE et al. 1987]. Anschaulich bedeutet dies ein Sinken des Transferwiderstandes in der viskosen Grenzschicht, verursacht durch das Einsetzen von Wellen. Im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal findet bei einer wasserseitigen Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  von 0.6 bis 0.8 cm/s, dies entspricht einer Windgeschwindigkeit von 3-4 m/s, der Übergang des Schmidtzahl Exponenten von  $n=2/3$  auf  $n=1/2$  statt [BÖSINGER 1986], [JÄHNE et al. 1987]. Durch das Einsetzen von Wellen wird der turbulente Transport verstärkt. Direkte Messungen des Schmidtzahl Exponenten mit Dual Tracer Experimenten bestätigen den Übergang des Schmidtzahl Exponenten von  $n=2/3$  bei einer filmbedeckten, glatten Oberfläche zu  $n=1/2$  für eine wellenbewegte Oberfläche [JÄHNE und HAUSSECKER 1998]. Abbildung 2.3 zeigt das Verhalten des Schmidtzahl Exponenten bei glatter und wellenbewegter Oberfläche, gemessen in den beiden zirkularen Heidelberger Wind-Wellen-Kanälen.

Der signifikante Einfluß von Oberflächenfilmen auf den Gasaustausch konnte unter Anderen von [FREW et al. 1990] gezeigt werden. Von Studien in turbulenten Systemen ist bekannt, daß Oberflächenfilme die oberflächennahe Turbulenz beeinflussen, indem sie die Größen- und Geschwindigkeitsskalen verändern [LEE et al. 1980]. Die Turbulenz wird so durch die Anwesenheit eines Filmes an der Oberfläche gedämpft und damit die Transferrate erniedrigt. Weiterhin haben Oberflächenfilme einen entscheidenden Einfluß auf das lokale

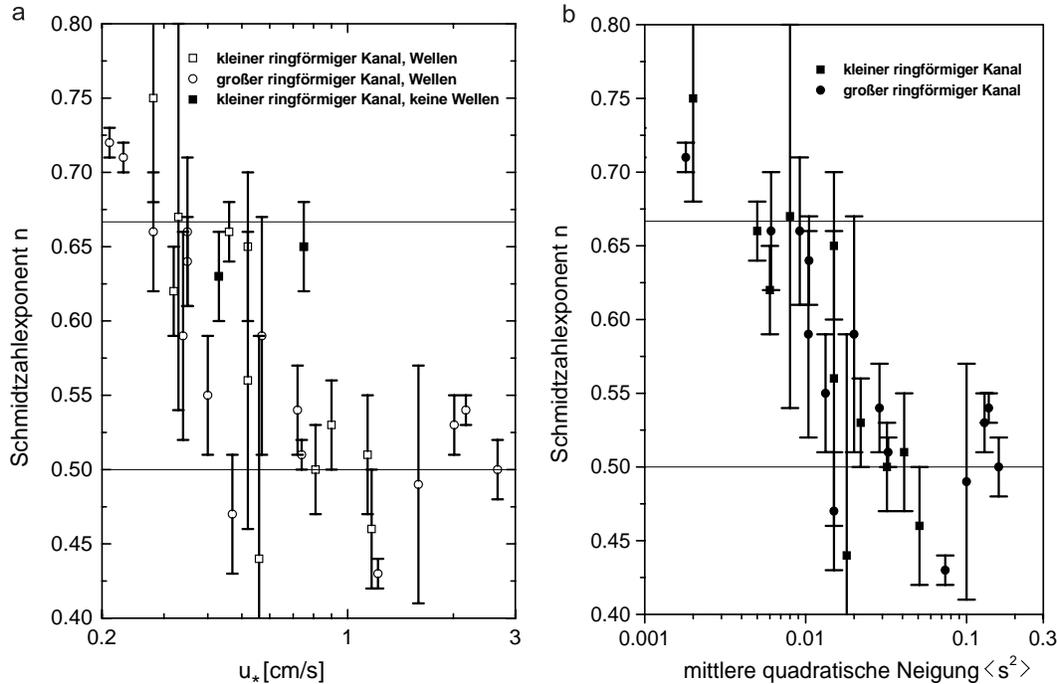


Abbildung 2.3: Schmidtzahl Exponent  $n$  als Funktion von **(a)** der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und **(b)** der mittleren quadratischen Neigung  $\langle s^2 \rangle$ . Die Daten aus dem kleinen und großen Heidelberger Wind-Wellen-Kanal stammen von [HUBER 1984] und [BÖSINGER 1986].

Wellenfeld. Drei Prozesse spielen dabei eine Rolle, die von einem Oberflächenfilm modifiziert werden:

- Der Impulseintrag des Windes in den Wasserkörper
- Den Energietransfer in der Wellen-Wellen-Wechselwirkung
- Die Energiedissipation im Wellenfeld

Kapillarwellen, deren Rückstellkraft im Gegensatz zu den Gravitationswellen die Oberflächenspannung ist, werden durch einen Oberflächenfilm gedämpft [BOCK und FREW 1993]. Gravitationswellen haben keinen signifikanten Einfluß auf die Austauschrate, Kapillarwellen hingegen stellen einen entscheidenden Faktor dar [JÄHNE et al. 1987]. Der Schlüsselparameter hierbei ist die mittlere quadratische Neigung  $\langle s^2 \rangle$  der Kapillarwellen, der als ein Maß für die Nichtlinearität des Wellenfeldes angesehen werden kann. Die Neigungsverteilung von Kapillarwellen kann mit Hilfe von Refraktions- und Reflexionsverfahren [KLINKE 1996], [LAUER 1998] bestimmt werden. Das Prinzip einer Refraktionstechnik ist in Abbildung 2.4 anhand der 'Imaging Slope Gauge' (ISG) gezeigt.

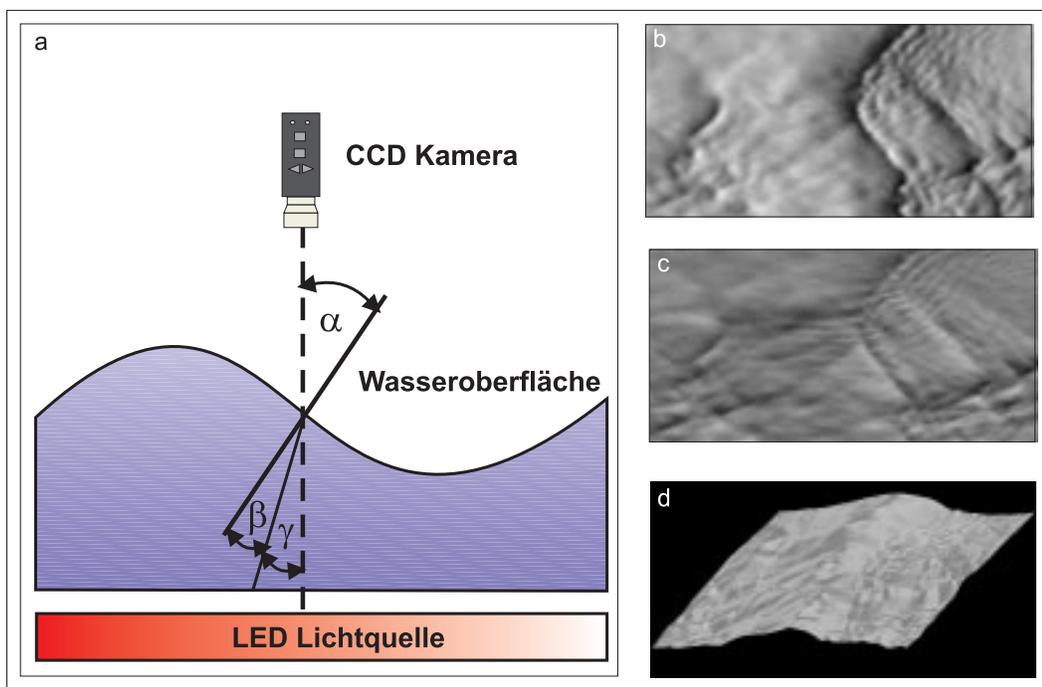


Abbildung 2.4: **(a)** Prinzip der Imaging Slope Gauge (ISG): Eine CCD Kamera beobachtet eine Lichtquelle, die sich unter Wasser befindet. Je nach Neigung der Wasseroberfläche wird der Strahl gebrochen und schaut auf eine bestimmte Position der Lichtquelle. Da die Lichtquelle eine lineare Änderung der Intensität mit der Position aufweist, ist die mit der CCD-Kamera gemessene Intensität ein Maß für die Neigung der Wasseroberfläche. Nach einer Kalibrierung des Systems kann die Neigung der Wasseroberfläche 2-dimensional bestimmt werden. **(b)** Neigungsbild in x-Richtung. **(c)** Neigungsbild in y-Richtung. **(d)** Aus den beiden Neigungskomponenten rekonstruierte Oberfläche.

Die Änderung des Schmittzahl Exponenten von  $n = 2/3$  zu  $n = 1/2$  beim Übergang von glatter zu wellenbewegter Oberfläche, sowie die Betrachtung der mittleren quadratischen Neigung als ein Maß für die Nichtlinearität des Wellenfeldes, erklärt die gute Korrelation von mittlerer quadratischer Neigung  $\langle s^2 \rangle$  und des Schmittzahl Exponenten  $n$  (Abbildung 2.3).

Eine Parametrisierung des Gasaustausches nur durch die Windgeschwindigkeit ist nicht ausreichend um einen Einblick in die zugrunde liegenden Transportmechanismen zu erhalten. Es werden gleichzeitige Informationen über die oberflächennahe Turbulenz und das lokale Wellenfeld benötigt.

Trotz großer experimenteller und theoretischer Anstrengungen ist es noch nicht gelungen, die Transfervgeschwindigkeit robust zu parametrisieren und dabei allen Transportmechanismen in der Grenzschicht Rechnung zu tragen. Der Zustand des Wellenfeldes hängt nicht

nur von der Windgeschwindigkeit ab, sondern unter anderem vom *Fetch*<sup>1</sup> und der Dauer des Windes ab. Ebenso beeinflussen Oberflächenfilme den Zustand des Wellenfeldes. Die Prozesse in der Grenzschicht zwischen Ozean und Atmosphäre sind in komplexer Weise miteinander gekoppelt und erschweren so eine detaillierte Untersuchung.

## 2.2 Mathematische Beschreibung des Gasaustausch

Der Gastransfer zwischen Wasser und Atmosphäre durch die Phasengrenze wird durch ein Konzentrationsgefälle zwischen den beiden Phasen verursacht. Dabei treten zwei Transportmechanismen auf: Molekulare Diffusion und turbulente Konvektion. Der Transport durch turbulente Konvektion ist über große Strecken sehr effektiv. Turbulenzen können die Wasseroberfläche nicht durchdringen, da die freie Weglänge der Turbulenzen bei Annäherung an die Wasseroberfläche immer kleiner wird. Bei Annäherung an die Phasengrenze wird deshalb der Transport durch molekulare Diffusion überwiegen. Dieser Bereich wird molekulare Grenzschicht genannt und ist für Gase zwischen 20 und 200  $\mu\text{m}$  dick.

Diffusion findet immer dann statt, wenn die Konzentrations- oder Teilchenzahldichte von Ort zu Ort verschiedenen ist. Erst wenn ein völliger Ausgleich aller Teilchenzahldichten stattgefunden hat, ist der Vorgang beendet. Beschrieben wird die molekulare Diffusion durch das erste und zweite *Ficksche* Gesetz. Das erste Ficksche Gesetz (Gleichung 2.2) besagt, daß die Flußdichte  $\vec{j}$  der transportierten Teilchen in die entgegengesetzte Richtung wie die Konzentrationsdifferenz  $\Delta C$  zeigt. Der Proportionalitätsfaktor wird Diffusionskonstante genannt und hat die Einheit  $[D] = \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ :

$$\vec{j} = -D \nabla c. \quad (2.2)$$

Wird davon ausgegangen, daß keine Teilchenquellen oder Senken vorhanden sind, gilt die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{dc}{dt} = -\nabla \vec{j}. \quad (2.3)$$

Die Kontinuitätsgleichung 2.3 und das erste Ficksche Gesetz (2.2) ergeben das zweite Ficksche Gesetz für *instationäre Diffusion*:

$$\frac{dc}{dt} = -\nabla \vec{j} = D \nabla^2 c. \quad (2.4)$$

Das totale Differential  $\frac{dc}{dt}$  kann in einen partiellen und einen substantiellen Teil aufgespalten werden:

---

<sup>1</sup>Überstreichlänge des Windes über die Wasseroberfläche

$$\frac{dc}{dt} = \underbrace{\frac{\partial c}{\partial t}}_{\text{partiell}} + \underbrace{\vec{u} \nabla c}_{\text{substantiell}} . \quad (2.5)$$

Die Transportgleichung (2.4) ergibt sich damit zu:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c - \vec{u} \nabla c. \quad (2.6)$$

Der partielle Term der Transportgleichung berücksichtigt die Änderung der Konzentration aufgrund der molekularen Diffusion, der substantielle Term beschreibt die Konzentrationsänderung aufgrund der Bewegung des Mediums mit dem Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$ . Die Differentialgleichung 2.6 beschreibt das Transportproblem vollständig, wenn das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  gegeben ist. Durch die Linearität in der Konzentration der Gleichung sind die Lösungen skalierbar, d.h. es läßt sich eine konzentrationsunabhängige Transfergeschwindigkeit  $k$  definieren, die den Stofftransport beschreibt. Die Transfergeschwindigkeit ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen der Flußdichte  $\vec{j}$  und dem Konzentrationsunterschied  $\Delta c$  zwischen der Wasseroberfläche und einer Referenztiefe ( $\Delta c = c_{\text{Oberfläche}} - c_{\text{Wasserkörper}}$ ):

$$k = \frac{j}{\Delta c}, \quad (2.7)$$

wobei  $j = |\vec{j}|$  gilt. Das zur vollständigen Beschreibung benötigte Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  in der Transportgleichung (2.6) ist Lösung der *Navier-Stokes*-Gleichung für inkompressible Flüssigkeiten:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \nabla \vec{u} = \vec{f} - \frac{1}{\varrho} \nabla p + \nu \Delta \vec{u}. \quad (2.8)$$

dabei ist  $\nu$ : kinematische Zähigkeit  
 $p$ : Druck  
 $\varrho$ : Dichte  
 $\vec{f}$ : Summe der angreifenden Kräfte

Wegen des Terms  $(\vec{u} \nabla) \vec{u} = \nabla \times (\nabla \times \vec{u}) - \nabla(\frac{1}{2} \vec{u}^2)$  ist die Navier-Stokes Gleichung, im Gegensatz zur Transportgleichung 2.6, nicht mehr linear. Wäre das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  der Strömung bekannt, wäre das Transportproblem vollständig gelöst. Da in einem Term der Navier-Stokes-Gleichung das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  quadratisch auftritt, ist diese allgemein nicht mehr analytisch lösbar. Exakte Lösungen der Navier-Stokes-Gleichung sind nur für solche Fälle gelungen, bei denen sich die Gleichungen aufgrund der vorgeschriebenen Randbedingungen auf lineare Formen oder auf gewöhnliche Differentialgleichungen zurückführen

lassen [PRANDTL et al. 1969].

Abgesehen vom Term der angreifenden Kräfte und dem Term des Druckgradienten, ist die Navier-Stokes-Gleichung analog zur Transportgleichung 2.6, beziehungsweise dem zweiten Fickschen Gesetz (Gleichung 2.4). Die Nichtlinearität in der Geschwindigkeit der Gleichung rührt daher, daß die Geschwindigkeit selbst die transportierende Größe des Mediums ist. Um eine Näherungslösung für Gasaustauschprozesse an der freien, wellenbewegten Wasseroberfläche zu finden, wird ein Ansatz gewählt, in dem das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  und die Konzentration in eine mittlere und eine fluktuierende Komponente aufgeteilt werden (*Reynold's Approach*):

$$\vec{u} = \bar{\vec{u}} + \vec{u}' \text{ und } c = \bar{c} + c'.$$

Dem liegt zu Grunde, daß bei einem turbulenten Vorgang<sup>2</sup> die Geschwindigkeit bzw. die Konzentration, in einem Punkt häufig nicht konstant ist, und zusätzlich Fluktuationen hoher Frequenz auftreten. Der fluktuierende Teil wird als zeitlich mittelwertfrei ( $\bar{\vec{u}} = 0$ ) angenommen. Das heißt, daß die Mittelungszeit groß im Vergleich zu den typischen Zeitkonstanten des Systems sein muß. Eingesetzt in das 2. Ficksche Gesetz (Gleichung 2.4) ergibt sich die gemittelte Gleichung:

$$\frac{d\bar{c}}{dt} + \bar{\vec{u}} \nabla \bar{c} = -\nabla \bar{j} = -\nabla \left[ \langle c' \vec{u}' \rangle - D \nabla \bar{c} \right], \quad (2.9)$$

wobei  $\bar{j}$  die Summe der gemittelten molekular diffusiven und turbulenten Flüsse darstellt. Die Klammer  $\langle \dots \rangle$  steht für die zeitliche Mittelung der Variablen. Direkt an der Phasengrenze ( $z = 0$ ) zwischen Wasser und Luft kann keine Turbulenz vorhanden sein, d.h. es gilt das erste Ficksche Gesetz:

$$j = -D \left. \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (2.10)$$

Anschaulich bedeutet dies, daß die Flußdichte  $j$  aus der Steigung des Konzentrationsprofils an der Wasseroberfläche ( $z = 0$ ) berechnet werden kann, wenn der Diffusionskoeffizient  $D$  bekannt ist. Aus Gleichung (2.7) und (2.10) kann die Grenzschichtdicke  $z_*$  definiert werden als:

$$z_* = \frac{\Delta c}{-\left. \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right|_{z=0}} = \frac{D \Delta c}{j} = \frac{D}{k} \quad (2.11)$$

---

<sup>2</sup>Horace Lamb sagte im Jahre 1932: "Wenn ich einmal in den Himmel kommen sollte, erhoffe ich mir Aufklärung über zwei Dinge: Quantenelektrodynamik und Turbulenz. Was den ersten Wunsch betrifft, bin ich ziemlich zuversichtlich" [GERTHSEN et al. 1989].

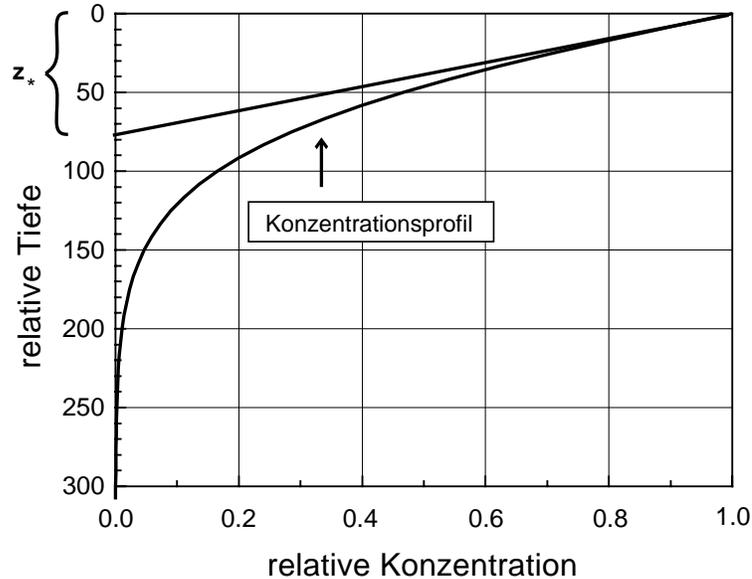


Abbildung 2.5: Definition der Grenzschichtdicke  $z_*$  als Differenz zwischen Wasseroberfläche und dem Schnittpunkt der Tangente an das Konzentrationsprofil an der Wasseroberfläche mit der Konzentration im Wasserkörper. Quelle: [MÜNSTERER 1996].

Die Grenzschichtdicke gibt die Tiefe der Wasserschicht an, in welcher nur diffusiver Transport stattfindet. Abbildung 2.5 zeigt anschaulich, wie die Grenzschichtdicke  $z_*$  als Differenz zwischen Wasseroberfläche und dem Schnittpunkt der Tangente an das Konzentrationsprofil an der Wasseroberfläche mit der Konzentration im Wasserkörper definiert werden kann. Analog dazu wird eine charakteristische Zeit  $t_*$  als Verhältnis zwischen der Grenzschichtdicke und der Transfargeschwindigkeit definiert:

$$t_* = \frac{z_*}{k} = \frac{D}{k^2}, \quad (2.12)$$

welche die Zeitspanne angibt, die das Gas benötigt um die Grenzschicht zu durchqueren.

Für den Fall einer stationären eindimensionalen Strömung läßt sich Gleichung 2.9 weiter vereinfachen. Wird die Wasseroberfläche in die x/y-Ebene gelegt und sei die Strömung in x-Richtung, gilt:

$$\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial y} = 0 \quad \text{und} \quad u_y = u_z = 0, \quad (2.13)$$

dh., Konzentrationsunterschiede existieren nur in z-Richtung (Tiefe) und nur die x-Komponente der Geschwindigkeit ist ungleich Null. Nach den beschriebenen Vereinfachungen

ergibt sich für die gemittelte Gleichung 2.9 folgende Differentialgleichung für die Konzentration:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \langle c'w' \rangle \right), \quad (2.14)$$

wobei  $z$  die vertikale Komponente und  $w'$  die Geschwindigkeitskomponente in diese Richtung ist. Das Äquivalent dieser Gleichung für das Geschwindigkeitsfeld lautet

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \langle u'w' \rangle \right) \quad (2.15)$$

und heißt *Reynolds*-Gleichung, wobei  $w$  die Geschwindigkeitskomponente in  $z$ -Richtung ist, also senkrecht zur Wasserströmung und  $u$  die Komponente in  $x$ -Richtung, also in Richtung der Wasserströmung darstellt. Der turbulente Term  $\langle u'w' \rangle$  wird *Reynold's stress* genannt. Für den Fall einer stationären Strömung gilt  $\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = 0$  bzw.  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$ , und Gleichung 2.15 kann über die Tiefe  $z$  integriert werden. Das Ergebnis ist eine konstante Impulsstromdichte  $j_m$  in  $z$  Richtung:

$$j_m = \rho \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \langle u'w' \rangle \right) =: \tau, \quad (2.16)$$

wobei der Term  $\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  den viskosen Transport und  $\langle u'w' \rangle$  den turbulenten Transport beschreibt. Die Impulsstromdichte  $j_m$  ist per Definition gleich der Reibungskraft (Schubspannung)  $\tau$ , welche an der Wasseroberfläche angreift. Der Impulstransport wird in der Literatur üblicherweise durch ein Größe mit den Einheiten einer Geschwindigkeit, der sogenannten Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  ausgedrückt:

$$u_*^2 = \frac{\tau}{\rho}, \quad (2.17)$$

welche ein Maß für den in den Wasserkörper eingetragenen Impuls darstellt. Die Schubspannungsgeschwindigkeit kann als luftseitige oder wasserseitige Größe angegeben werden, die über die Dichten  $\rho$  verknüpft sind:

$$u_{* \text{ Wasser}} = \sqrt{\frac{\rho_{\text{Luft}}}{\rho_{\text{Wasser}}}} u_{* \text{ Luft}}, \quad (2.18)$$

da über die Grenzschicht die Impulserhaltung gilt. Das Profil der Windgeschwindigkeit  $u(z)$  über einer wellenbewegten Wasseroberfläche hat einen logarithmischen Verlauf und ist mit der Schubspannungsgeschwindigkeit über die Beziehung [PHILLIPS 1969]:

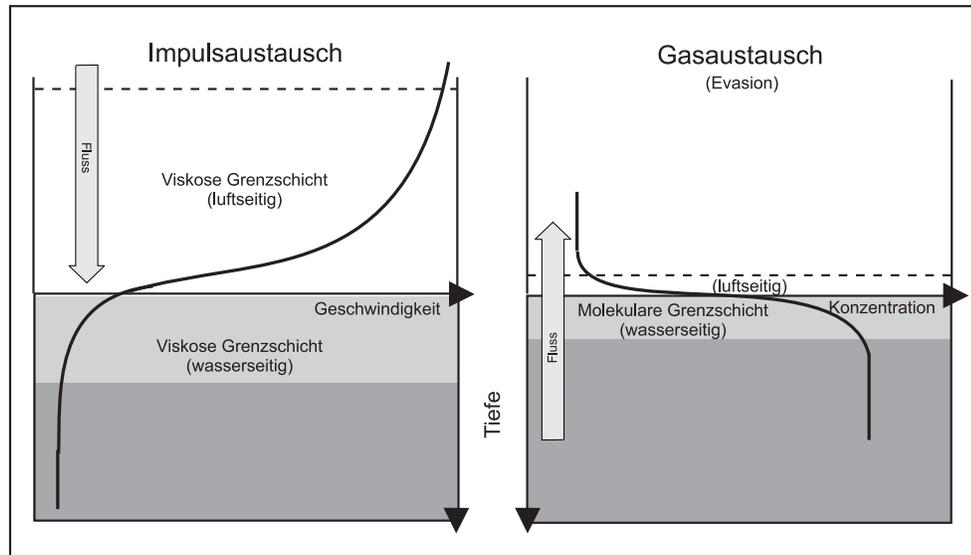


Abbildung 2.6: Geschwindigkeitsprofil (Impulstransport) und Konzentrationsprofil (Gasaustausch) in der Grenzschicht nach einer Skizze von [JÄHNE 1980]. Die Richtung der Flußraten ist durch Pfeile gekennzeichnet.

$$u(z) = u_{* \text{Luft}} \kappa^{-1} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (2.19)$$

verknüpft. Dabei ist  $\kappa \simeq 0.42$  die *Karman'sche* Turbulenzkonstante und  $z_0$  die effektive Rauigkeit der Wasseroberfläche.

Um den Transport von Impuls, Wärme und verschiedener Gase miteinander zu vergleichen, wird die dimensionslose Schmidtzahl  $Sc$  aus dem Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität des Mediums  $\nu$  und der molekularen Diffusionskonstanten  $D$  definiert:

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (2.20)$$

Bei dem Transport von Wärme ist anstelle der Schmidtzahl  $Sc$  die zu Ehren von *Ludwig Prandtl* benannte Prandtlzahl:

$$Pr = \lambda \rho c_v \quad (2.21)$$

zu verwenden. Für Wärme im Wasser beträgt  $Pr = 7.0$  bei einer Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  (vgl. Abbildung 2.7).

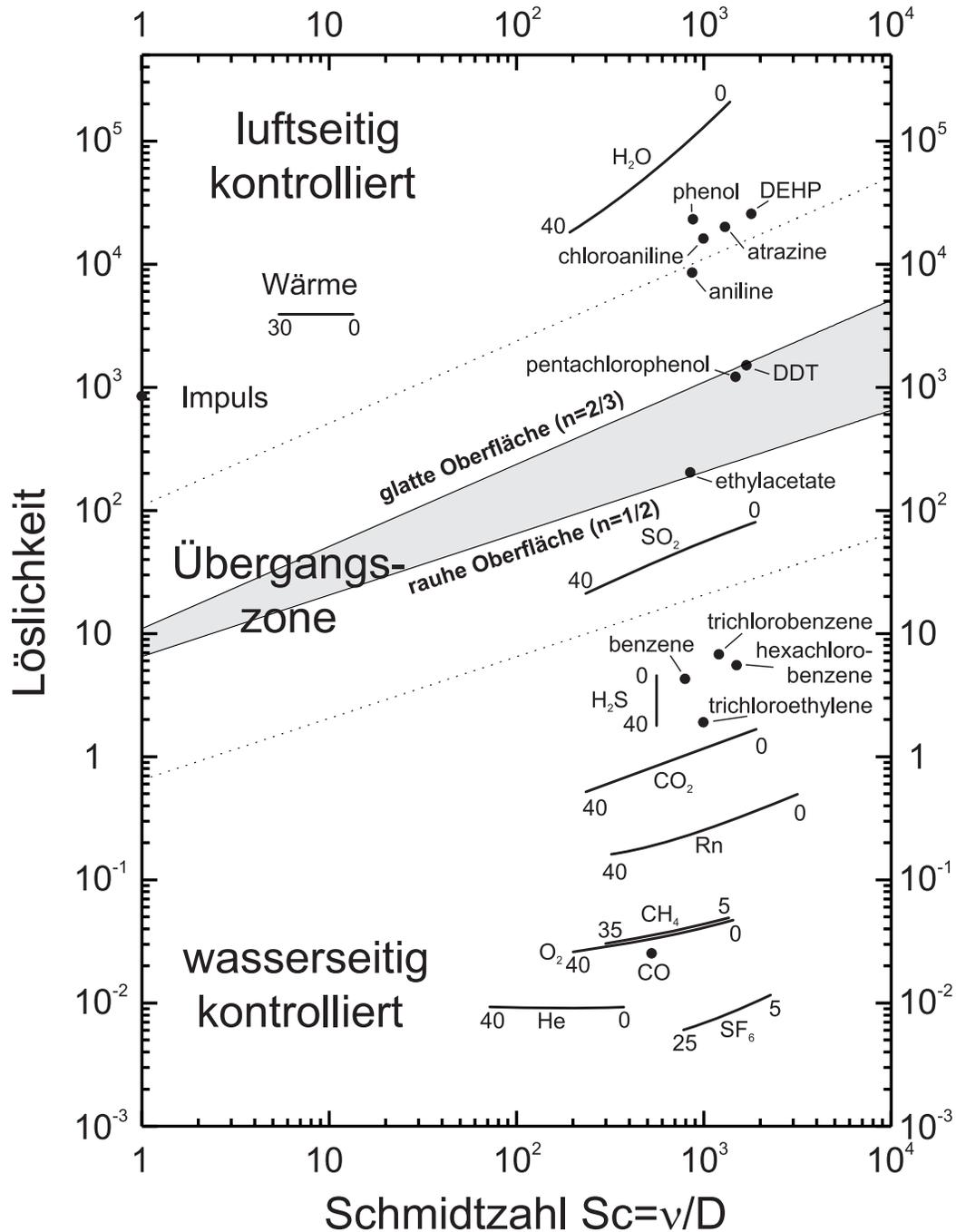


Abbildung 2.7: Schmidtzahl-Löslichkeitsdiagramm für verschiedene flüchtige Tracer, Impuls und Wärme, entnommen aus [JÄHNE und HAUSSECKER 1998]. Die Regionen für den wasserseitig, beidseitig und luftseitig kontrollierten Austauschprozess sind markiert. An der durchgezogenen Linie ist der Transferwiderstand in beiden Phasen gleich.

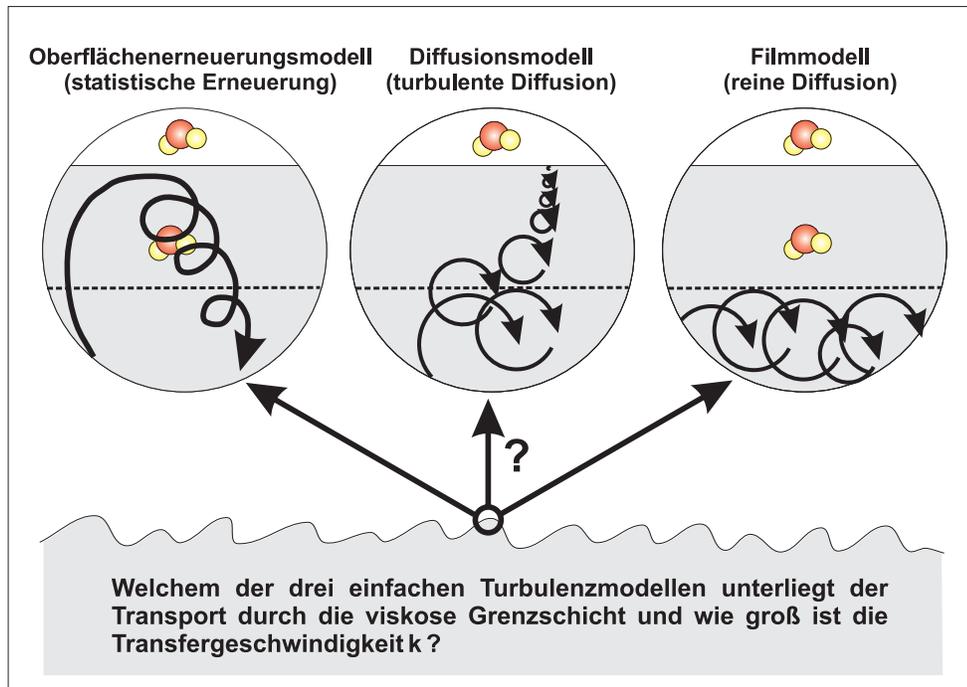


Abbildung 2.8: Das Oberflächenenerneuerungsmodell, das Diffusionsmodell und das Filmmmodell versuchen die Transportvorgänge in der viskosen Grenzschicht zu beschreiben. Die dabei zu Grunde liegenden Ideen sind schematisch dargestellt.

In Abbildung 2.6 sind typisches Geschwindigkeitsprofil (Impulstransport) und Konzentrationsprofil (Gasaustausch) in der luft- und wasserseitigen Grenzschicht gezeigt. Je kleiner die molekulare Diffusionskonstante im Vergleich zur Viskosität ist, d.h. je größer die Schmidtzahl, desto dünner ist die Grenzschicht. Die viskose Grenzschicht (Impulstransport), die molekulare Grenzschicht (Teilchentransport) und die thermische Grenzschicht (Wärmeleitung) sind luftseitig ähnlicher Dicke, da die Schmidtzahlen dort alle in der gleichen Größenordnung (um 1) liegen.

In der Wasserseite ist der molekulare Transport eines gelösten Gases um den Faktor 1000 langsamer als der Impulstransport, da sich hier die Schmidtzahlen um Größenordnungen unterscheiden (Abbildung 2.7). Der Haupttransportwiderstand liegt also für schwach lösliche Gase in der Wasserseite. Aufgrund der hohen Löslichkeit  $\alpha$  von Impuls (1000) und Wärme (4000) im Gegensatz zu Gasen (z.B.  $\text{CO}_2$ : 0.6-1.7, siehe Abbildung 2.7) sind Impuls- und Wärmetransport luftseitig kontrolliert, während der molekulare Transport für fast alle Gase wasserseitig kontrolliert ist.

## 2.3 Modelle des turbulenten Transport

Die Modellierung von Austauschprozessen muß dem Übergang von diffusiven zu turbulentem Transport Rechnung tragen. Die Modelle, die sich in den letzten Jahrzehnten etabliert haben, versuchen daher den turbulenten Teil der Reynolds-Gleichung 2.15 zu beschreiben. Eine grobe Vereinfachung stellt die Betrachtung der Wasseroberfläche als feste Wand dar. Im Vergleich zu einer wellenbewegten Wasseroberfläche stellt dies zwar eine relevante Einschränkung dar, trägt aber zum Verständnis der Transportmechanismen bei. Durch das Vorhandensein einer Grenzfläche entsteht in der Strömung eine dünne Grenzschicht, in der die Strömungsgeschwindigkeit zur Grenzfläche auf Null abfällt, da die 'feste Wand' sich in Ruhe befindet. Für eine 'feste Wand' berechnete [DEACON 1977] die Austauschrate zu  $k = 0.082 u_* Sc^{-2/3}$ . Diese Abhängigkeit stimmt sehr gut mit verschiedenen Experimenten (Abbildung 7.10) überein. Die 'feste Wand' beschreibt die Eigenschaften einer filmbedeckten (glatten) Oberfläche sehr gut.

Im folgenden werden drei Modelle, die sich in den letzten Jahrzehnten etabliert haben, kurz beschrieben. Eine ausführliche Herleitung und Beschreibung findet sich unter Anderen bei [JÄHNE 1980] und [MÜNSTERER 1996].

- **Filmmodell**

Das einfachste Modell nimmt an, daß der Massentransport durch die Grenzschicht, welche als ein stehender Film betrachtet werden kann, durch reine molekulare Diffusion stattfindet. Unterhalb dieser Schicht wird der Transport durch voll ausgebildete Turbulenz geleistet. Anschaulich bedeutet dies, daß die Strömung bis zu einer gewissen Tiefe laminar ist, und unterhalb dieser turbulent. Für reine Diffusion würde sich so ein lineares Konzentrationsprofil in der Grenzschicht einstellen. Diese Vorhersagen stehen im Widerspruch zu bisherigen Beobachtungen. Allerdings kann das Filmmodell so eine untere Grenze für die Austauschrate liefern, da jede Form von Turbulenz in der Grenzschicht den Transport stark beschleunigen würde.

- **Diffusionsmodell**

In dem turbulenten Diffusionsmodell, in der Literatur auch *small eddy model* genannt, wird angenommen, daß Wirbel bei der Annäherung an die Grenzschicht kaskadenförmig kleiner werden und schließlich verschwinden. Beschrieben wird dies mit einer tiefenabhängigen turbulenten Diffusionskonstanten  $K(z)$ . Mit zunehmender Tiefe wird der Koeffizient größer um einer zunehmenden Turbulenz und somit einem beschleunigten Transport Rechnung zu tragen. Üblicherweise wird für  $K(z)$  ein Potenzansatz gewählt:  $K(z) = \alpha z^2$ . Mit diesem Ansatz kann das Konzentrationsprofil in der Grenzschicht berechnet und daraus die Transfargeschwindigkeit abgeleitet werden [COANTIC 1986]. Für ausreichend hohe Schmidtzahlen ( $Sc > 100$ ) ergibt sich für die Transfargeschwindigkeit  $k \propto Sc^{-1+\frac{1}{m}} u_*$ . Der Exponent  $m$  kann  $m = 2$  oder  $m = 3$  sein, in Abhängigkeit von der Beschaffenheit der Wasseroberfläche. Dies führt zu Schmidtzahlen von  $n = 2/3$  für eine feste Wand, und  $n = 1/2$  für eine freie Oberfläche. Für Wärme ( $Sc = 7$  bei  $20^\circ\text{C}$ ) gibt [DEACON 1977] einen Schmidtzahl Exponenten

von 0.61 an. Die Abweichung von  $2/3$  wird durch Terme höherer Ordnung verursacht, die bei einer dickeren Grenzschicht, respektive kleineren Schmidtzahlen berücksichtigt werden müssen.

- **Oberflächenerneuerungsmodell**

Bei diesem Modell, auch *surface renewal model* genannt, wird der Transport durch die Grenzschicht durch Diffusion verursacht. Zusätzlich kann die Grenzschicht durch Wirbel, welche bis in die Grenzschicht hinein reichen, erneuert werden, und so Volumenelemente mit dem gut durchmischten Wasserkörper austauschen. Im klassischen Modell postulierte [HIGBIE 1935] periodische Erneuerungsereignisse. Später wurde der Austauschprozeß von [DANCKWERTS 1951] und [HARRIOTT 1962] durch statistisch verteilte oder zufällige Erneuerungsereignisse beschrieben. Üblicherweise wird eine tiefenabhängige Erneuerungsrate  $\lambda = \gamma_p z^p$ , mit  $p \geq 0$  angenommen. Für  $p = 0$  ergibt sich der klassische Fall, in dem keine Abhängigkeit in der Tiefe besteht. Für  $p > 0$  wird die Erneuerungsrate gleich Null an der Wasseroberfläche und erfüllt das Konvergenzkriterium für Oberflächenfilme. Ähnlich wie beim Diffusionsmodell sagt das Oberflächenenerneuerungsmodell die korrekte Abhängigkeit der Transferrate von der Schmidtzahl voraus [CSANADY 1990b]:  $k \propto Sc^{-1 + \frac{1}{p+2}} u_*$ . Der Schmidtzahl Exponent,  $n = 1 - \frac{1}{p+2}$ , ergibt sich je nach der Oberflächenbeschaffenheit zu  $2/3$  oder  $1/2$ .

## 2.4 Folgerungen aus den Modellen

Die Grenzschichtmodelle sind nur für Sonderfälle analytisch lösbar und liefern die gleiche Abhängigkeit der Transferrate  $k$  vom Schmidtzahl Exponent  $n$ :

$$k \propto u_* Sc^{-n}, \quad (2.22)$$

wobei  $n$  wie beschrieben aus den Potenzansätzen bestimmt werden kann. Im Diffusionsmodell ergibt sich  $n = 1 - \frac{1}{m}$ , für das Oberflächenenerneuerungsmodell gilt  $n = 1 - \frac{1}{p+2}$ . Eine Differenzierung zwischen dem Diffusions- und dem Oberflächenenerneuerungsmodell ist durch Messung nur der Transferrate  $k$  also nicht möglich. Lediglich die Abhängigkeit von externen Parameter wie die Schubspannungsgeschwindigkeit und der Schmidtzahl Exponent kann so bestimmt werden. Die Bestimmung dieser Parameter erlauben den Übergang von einem 'festen Wand' zu einer freien Oberfläche zu differenzieren, können aber keinen Einblick in die Transportmechanismen liefern, die den Gasaustausch kontrollieren.

Allerdings unterscheiden sich die Modelle in der Vorhersage des Konzentrationsprofils signifikant. Nur experimentelle Techniken, die in der Lage sind Konzentrationsprofile über die Grenzschicht zu messen, wie z.B. die Laser Induzierte Fluoreszenz Methode (LIF, [MÜNSTERER 1996]), oder Techniken die eine Untersuchung der turbulenten Transportprozesse erlauben, bieten prinzipiell die Voraussetzung zwischen den Modellen zu unterscheiden. In den mit der Infrarot-Kamera aufgenommen Bildsequenzen der Wasseroberfläche sind

Oberflächenerneuerungseffekte direkt zu beobachten (Abbildung 4.1) und gewähren so einen Einblick in die Transportprozesse und die oberflächennahe Turbulenz.

## Kapitel 3

# Wärme als Tracer für den Gasaustausch

Eine Zusammenstellung von gemessenen Gasaustauschraten im Feld verschiedener Autoren ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Trotz eindeutiger Korrelation der Gasaustauschraten mit der Windgeschwindigkeit, ist eine signifikante Streuung der Daten zu sehen. Dies läßt sich nur teilweise auf Meßungenauigkeiten und systematische Fehler zurückführen. Die Streuung spiegelt den Einfluß des dynamischen Wechselspiels zwischen Wind- und Wellenfeld, der Mikroturbulenz an der Wasseroberfläche, sowie eventuell vorhandene oberflächenaktive Substanzen wieder, die zeitlich sowie räumlich hohen Fluktuationen unterworfen sein können.

Wenn die Austauschrate eines Gases bestimmt werden sollte, kamen bisher Massenbilanzmethoden zum Einsatz. Bei diesem Verfahren wird die Konzentration eines Tracers wasserseitig erhöht oder erniedrigt und die zeitliche Konzentrationsänderung des Tracers beobachtet. Aus der zeitlichen Änderung der Konzentration läßt sich bei vorgegebenem Konzentrationsunterschied der Fluß über die Grenzschicht zwischen Wasser und Atmosphäre berechnen und somit die Transfergeschwindigkeit für Gase bestimmen. Dabei wird zwischen geochemischen Tracer (natürlich vorhanden in den Ozeanen) wie  $^{14}\text{C}$ ,  $^3\text{He}/\text{T}$  oder  $^{222}\text{Rn}/^{226}\text{Ra}$  und injizierten Tracer (vor der Messung künstlich in die Ozean eingebracht) wie z.B.  $\text{SF}_6$  unterschieden. Eine Weiterentwicklung solcher Techniken, die der Dispersion des Tracers im Wasser Rechnung trägt, sind sogenannte *Dual Tracer* Methoden. Bei dieser Technik werden verschiedene Tracer mit unterschiedlichen Diffusionskonstanten eingesetzt und die relative Änderung Mischungsverhältnis gemessen [WATSON et al. 1991].

Der entscheidende Nachteil von Massenbilanzmethoden ist, daß sie entweder zwar relativ kurze Zeitkonstanten haben (in der Ordnung von 15-30 Minuten) [MÜNSTERER et al. 1995], aber aufgrund der Komplexität der Apparatur nicht im Feld einsetzbar sind, oder Zeitkonstanten im Bereich von Stunden bis Tagen [WANNINKHOF et al. 1993] haben. Meteorologische Bedingungen wie z.B. Wind, Wellen, Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Oberflächenbeschaffenheit können sich jedoch auf solchen Zeitskalen so stark ändern, daß eine

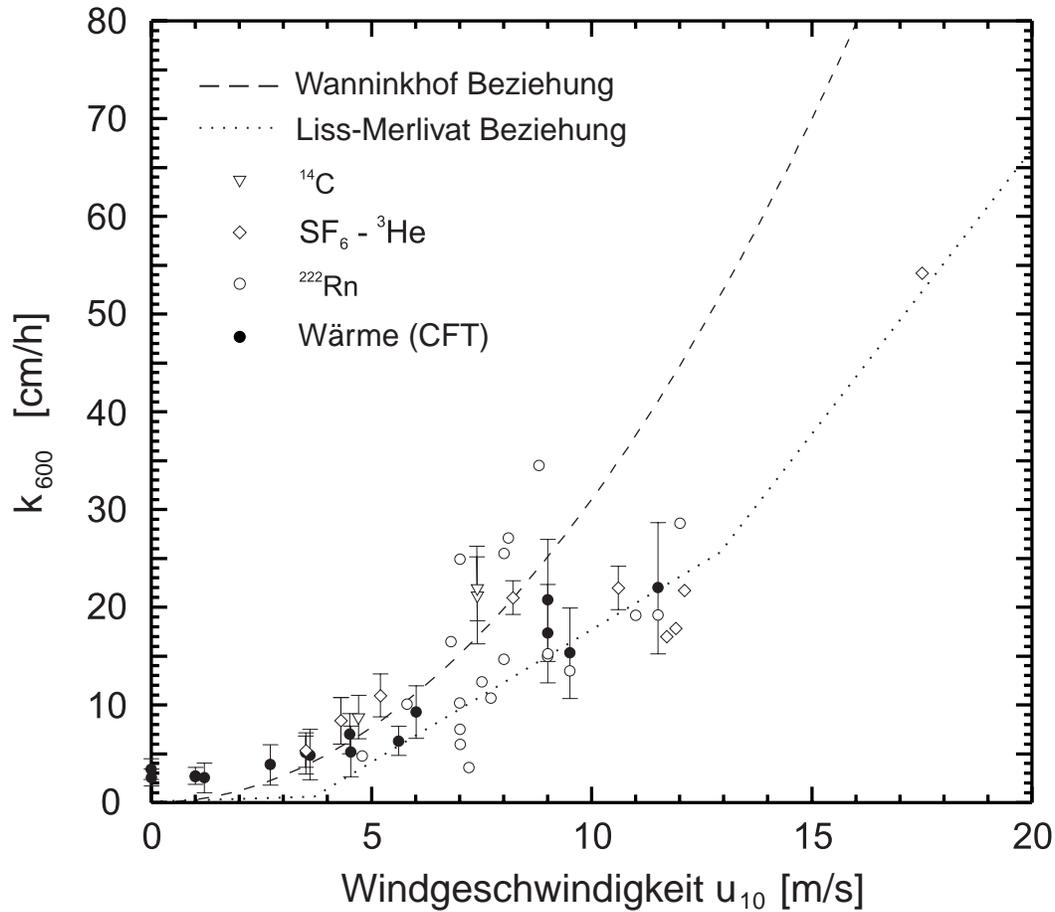


Abbildung 3.1: Sammlung von Gasaustauschraten im Feld, normalisiert auf eine Schmidtzahl von  $Sc=600$  ( $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ$ ) und gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen. Quelle: [HAUSSECKER 1996]. Die gestrichelte Linie zeigt die empirische Liss-Merlivat Beziehung [LISS und MERLIVAT 1986], die gepunktete Linie die empirische Wanninkhof Beziehung [WANNINKHOF 1992]. Quellen:  $^{14}\text{C}$ : [BROECKER et al. 1985], [CEMBER 1985];  $\text{SF}_6/{}^3\text{He}$ : [WATSON et al. 1991], [WANNINKHOF et al. 1993];  $^{222}\text{Rn}$ : [PENG et al. 1974], [KROMER und ROETHER 1983], [EMERSON et al. 1991]; Wärme: [HAUSSECKER 1996].

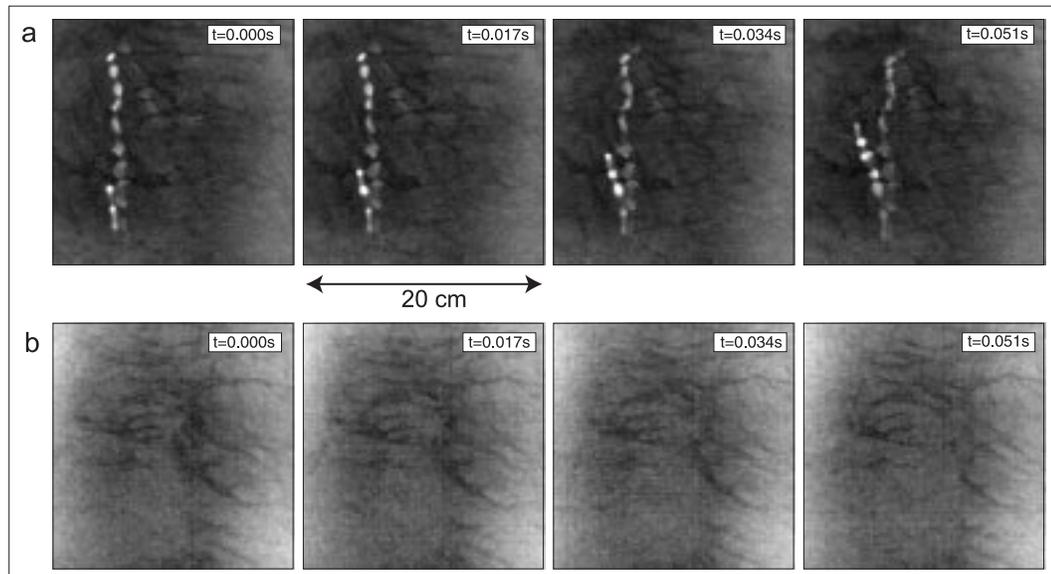


Abbildung 3.2: **(a)** Aktive Thermographie: Mit einem Infrarot-Laser wird Wärme an verschiedene Stellen oder in Form einer Linie auf der Wasseroberfläche deponiert und der Transport der Wärme in den Wasserkörper untersucht. **(b)** Passive Thermographie: Die natürlichen Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche und die Turbulenz im Wasserkörper erzeugen die Temperaturfluktuationen an der Oberfläche. Die Temperaturverteilung wird statistisch analysiert um Rückschlüsse auf den Wärmetransport durch die Grenzschicht zu ziehen.

Parametrisierung des Gasaustausches sehr schwierig, wenn nicht gar unmöglich ist.

### 3.1 Warum Wärme?

Um Gasaustauschraten zuverlässig im Feld mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu bestimmen, wird die Konstantflußmethode (controlled flux technique, [LIBNER 1987], [JÄHNE et al. 1989], [HAUSSECKER 1996], [SCHIMPF 1996]) verwendet. Die grundlegende Idee bei dieser Technik besteht darin, die Flußrate eines Tracers vorzugeben und den resultierenden Konzentrationsunterschied über die viskose Grenzschicht zu messen. Die Konstantflußmethode invertiert somit das Prinzip der Massenbilanzmethode, die den Konzentrationsunterschied vorgibt und den Fluß mißt. Bei der Konstantflußmethode stellt sich die Konzentrationsdifferenz ohne Zeitverzögerung auf den vorgegebenen Tracerfluß ein, wodurch sich eine Messung innerhalb weniger Minuten realisieren läßt. Dies stellt einen entscheidenden Vorteil gegenüber der Massenbilanzmethode dar, weil die hohe zeitliche Auflösung erstmals einen Einblick in die dynamischen Prozesse in der Grenzschicht erlaubt.

Wärme ist ein idealer Tracer für die Konstantflußmethode. Die Wärmeverteilung kann

	Wärmeleitung	Diffusion	Viskosität
$\vec{j}$	Wärmestrom	Teilchenstrom	Impulsstrom
$\phi$	Temperatur $T$	Konzentration $n$	Strömungs- geschwindigkeit $v$
$\frac{d}{dt}\phi$	Temperatur- änderung $\dot{T}$	Konzentrations- änderung $\dot{n}$	Beschleunigung $\dot{v}$
$c$	Temperatur- leitfähigkeit $\frac{\lambda}{\rho c_v}$	Diffusions- koeffizient $D$	kinematische Viskosität $\nu$

Tabelle 3.1: Bedeutung der Variablen  $c$ ,  $\phi$ ,  $D$  und  $\vec{j}$  in den Gleichungen 3.1 und 3.2 bei den Transportprozessen Wärmeleitung, Diffusion und Viskosität.

mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung mittels Thermographie gemessen werden (Abschnitt 7.1). Als vorgegebener Fluß können entweder die an der Ozeanoberfläche natürlich vorhandenen Wärmeflüsse (Abschnitt 3.2) verwendet werden (*passive Thermographie*), oder ein im Infraroten emittierender Laser (*aktive Thermographie*), welcher der Wasseroberfläche einen konstanten Wärmefluß aufprägt. Die Wärmestrahlung durchdringt die luftseitige Grenzschicht ohne merkliche Schwächung und wird in den obersten zehn Mikrometern der Wasseroberfläche absorbiert. Anschaulich betrachtet, wird so eine Wärmequelle direkt auf die Grenzschicht gesetzt und die Konstantflußmethode mißt die wasserseitige Transfergeschwindigkeit für Wärme.

Wärme ist als Tracer verwendbar, da Wärmeleitung, Diffusion und Viskosität sich als Transportphänomene zusammenfassen lassen und ähnlichen Gesetzen gehorchen, die rein statistischer Natur sind [CRANK 1975]. Der Analogie zum Impulstransport kommt entscheidende Bedeutung zu, da der Impulseintrag des Windes in den Wasserkörper im wesentlichen die Turbulenz und somit die Höhe der Gasaustauschrate bestimmt. Bei allen drei Mechanismen verursacht ein Gradient einer Größe den Transport einer anderen Größe. Im Falle der Viskosität löst eine Beschleunigung einen Impulsstrom aus, bei der Wärmeleitung führt ein Temperaturgefälle zum Strömen von Wärme. Ein Konzentrationsgradient erzeugt bei der Diffusion einen Massenstrom. Alle drei Prozesse sind von folgender Gestalt (vgl. Abschnitt 2.2):

$$\vec{j} = -c \nabla \phi \quad (3.1)$$

$$\frac{d}{dt}\phi = c \Delta \phi, \quad (3.2)$$

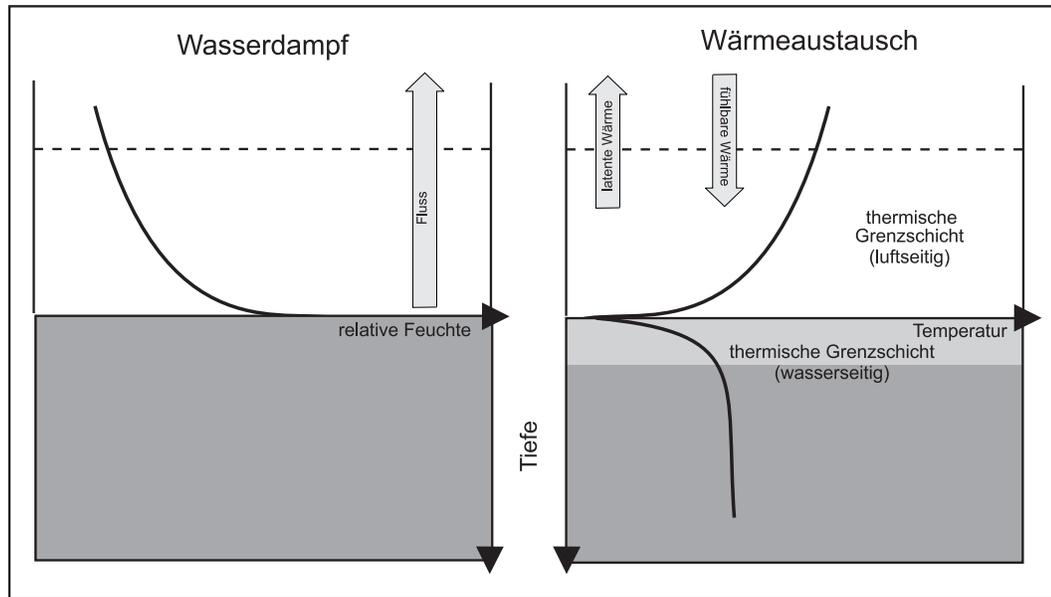


Abbildung 3.3: Profile für Wasserdampf und Temperatur in der luft- und wasserseitigen Grenzschicht nach einer Skizze von [JÄHNE 1980]. Aufgrund des latenten Wärmestroms weist die Temperatur eine Unstetigkeit an der Phasengrenze auf. Luftseitig wird nur sensible Wärme transportiert, auf der Wasserseite zusätzlich latente Wärme.

wobei die Größen  $\phi$ ,  $c$  und  $\vec{j}$  für jeden Prozeß unterschiedliche Bedeutungen haben, die in Tabelle 3.1 aufgeführt sind.

Zu beachten ist dabei, daß nicht die Temperatur diffundiert, sondern die Wärmemenge, welche die Temperaturverteilung verursacht. Die Wärmemenge  $Q$  ist über die spezifische Wärme  $c_v$  und der Dichte  $\rho$  des Stoffes, in dem die Wärme diffundiert mit der Temperatur  $T$  verknüpft:

$$\frac{Q}{V} = \rho c_v T. \quad (3.3)$$

Somit ergibt sich die Transfargeschwindigkeit für Wärme analog zu Gleichung 2.7, indem die Teilchenstromdichte  $j$  durch die Wärmeflußdichte  $j_h$  und die Konzentrationsdifferenz  $\Delta C$  durch die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ersetzt wird:

$$k_h = \frac{j_h}{\rho c_v \Delta T}. \quad (3.4)$$

In Abbildung 3.3 sind die Profile für Wasserdampf und Temperatur in der luft- und wasserseitigen Grenzschicht schematisch dargestellt. Aufgrund des latenten Wärmestroms

weist die Temperatur eine Unstetigkeit an der Phasengrenze auf. Luftseitig wird nur sensible Wärme transportiert, auf der Wasserseite zusätzlich latente Wärme.

Aufgrund des großen Unterschiedes in der Schmidtzahl (vgl. Abbildung 2.7) ist die thermische Grenzschicht gegenüber der molekularen ungefähr einen Faktor 5 dicker. Der große Unterschied in der Löslichkeit zwischen Wärme und Gasen (ungefähr Faktor 4000, vgl. Abschnitt 2.2) sorgt für einen weiteren Unterschied zwischen Wärme- und Gasaustausch: Der Wärmetransport ist luftseitig kontrolliert, der molekulare Transport für die meisten Gase wasserseitig.

Um Transfargeschwindigkeiten für Gase zu bestimmen, muß die mit der Konstantflußmethode gemessene Wärmetransfargeschwindigkeit extrapoliert werden. Gleichung 2.1, welche die Abhängigkeit der Transfargeschwindigkeit von Transferwiderstand  $\beta$ , Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , Schmidtzahl  $Sc$ , und Schmidtzahl Exponenten  $n$  beschreibt, gilt für beliebige Spezie. Durch Division der Gleichung für zwei verschiedene Tracer (verschiedene Schmidtzahlen  $Sc$ ) ergibt sich der Zusammenhang zwischen den Transfargeschwindigkeiten:

$$\frac{k_1}{k_2} = \left( \frac{Sc_2}{Sc_1} \right)^n \quad (3.5)$$

Ist die Transfargeschwindigkeit eines Tracers und seine Diffusionskonstante bekannt, läßt sich die Transfargeschwindigkeit eines beliebigen Tracers mit bekannter Diffusionskonstanten berechnen. Bei dem großen Unterschied der Schmidtzahlen zwischen Wärme und Gasen (z.B. 7 für Wärme und 600 für  $CO_2$  bei  $20^\circ C$ , vgl. auch Abbildung 2.7) stellt sich die Frage, ob die Extrapolation zu solch hohen Schmidtzahlen gültig ist. Labormessungen in Wind-Wellen-Kanälen haben jedoch gezeigt, daß die Extrapolation innerhalb von 10 % korrekt ist, wenn der Diffusionskoeffizient des Gases mit einer Genauigkeit von 5 % bekannt ist, und der Schmidtzahl Exponent mit einem absoluten Fehler von  $\pm 0.02$  behaftet ist [JÄHNE et al. 1989]. Der direkte Beweis, daß Wärme und Gase den selben Transportmechanismen in der Grenzschicht unterliegen, steht jedoch noch aus.

## 3.2 Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche

Die natürlichen Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche:

- Latenter Wärmefluß  $j_l$
- Sensibler Wärmefluß  $j_s$
- Langwellige Emmision  $j_r$

verursachen eine Abweichung der Oberflächentemperatur zu der des Wasserkörpers (Abbildung 3.4). Dieser Effekt wird *cool skin of the ocean* genannt [SAUNDERS 1967], da die Flüsse meistens negativ sind. Der Nettowärmefluß  $j_h = j_s + j_l + j_r$  verursacht gemäß Gleichung 3.4

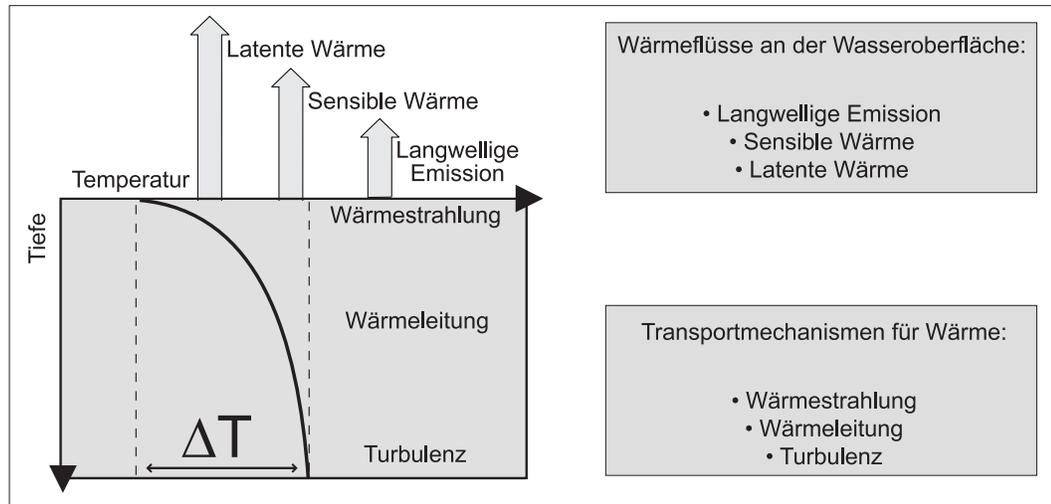


Abbildung 3.4: Latenter und sensibler Wärmefluß, sowie langwellige Emission verursachen einen Temperaturgradienten über die thermische Grenzschicht (*cool skin of the ocean*). Die Wärme im Wasserkörper wird durch Diffusion, Konvektion und Strahlung transportiert.

einen Temperaturgradienten  $\Delta T = j_h / \rho c_v k_h$  über die thermische Grenzschicht.

### Latenter Wärmefluß

Bei der Verdunstung von Wasser gehen Moleküle der obersten Wasserschicht in den gasförmigen Aggregatzustand über. Die dazu benötigte Energie, die Verdampfungswärme, wird dem Wasser entzogen und muß nachtransportiert werden. Die Abkühlung der Wasseroberfläche durch Verdunstung ist daher mit einem Wärmestrom  $j_l$  verbunden, der als latenter Wärmestrom bezeichnet wird und der Wärme über die Wasseroberfläche transportiert. Die kontrollierende Physikalische Größe der Verdunstung stellt die Luftfeuchtigkeit dar. Je höher die Luftfeuchtigkeit, desto geringer der latente Wärmefluß. Unter natürlichen Bedingungen auf den Ozeanen ergeben sich Flüsse  $j_l$  in der Größenordnung von 0 bis  $200 \text{ W/m}^2$ .

### Sensibler Wärmefuß

Bei dem Berühren zweier Körper unterschiedlicher Temperaturen wird Wärme über die Kontaktstelle zwischen den beiden Oberflächen ausgetauscht. Dieser Wärmestrom  $j_s$  über die Oberfläche wird als sensibler Wärmestrom bezeichnet. Die kontrollierende Größe der Wärmeleitung ist die Temperaturdifferenz der beiden Körper und führt auf den Ozeanen bei normalen Bedingungen zu einem sensiblen Wärmefuß  $j_s$  von  $-50$  bis  $50 \text{ W/m}^2$ .

### Wärmestrahlung

Nachts kann bei klarem Himmel die Schwarzkörpertemperatur des Himmels bis zu  $65 \text{ Kelvin}$  niedriger liegen als die Wassertemperatur [SAUNDERS 1970]. Typische Werte für Strahlungsverluste liegen dann in der Größenordnung von  $200 \text{ W/m}^2$ . Unter diesen Bedingungen stellt

die Volumenemission eine nicht zu vernachlässigende Senke für Wärme innerhalb der thermischen Grenzschicht dar. Bei bestimmten meteorologischen Bedingungen, wie z.B. Bewölkung kann der Strahlungsfluß verschwinden, und bei starker Sonneneinstrahlung negativ werden, d.h. die thermische Grenzschicht heizt sich durch Absorption langwelliger Strahlung gegenüber dem Wasserkörper auf.

### 3.3 Transportmechanismen für Wärme

Wärme kann durch Strahlung, Leitung oder Strömung (Konvektion) transportiert werden. Bei der Konvektion wird die Wärme durch die Bewegung der Flüssigkeit oder des Gases transportiert, d.h. sie setzt makroskopische Bewegung voraus. Gleichzeitig zu diesem makroskopischen Vorgang tritt im Medium natürlich auch Wärmeleitung auf.

Die erzwungene Konvektion tritt in Erscheinung, wenn die Strömung durch einen äußeren Zwang, also z.B. ein Druckgefälle, zustande kommt. Bei der freien Konvektion stellt sich die Strömung nur dadurch ein, daß sich infolge der Wärmeübertragung ein antreibender Temperatur- und damit verbundener Dichteunterschied vorhanden ist [RAUSER 1993]. Meist treten freie und erzwungene Konvektion gemeinsam auf.

Die Wärmeleitung hingegen ist nicht an makroskopische Bewegung geknüpft. Hier wird die Energie durch Stöße der Moleküle untereinander übertragen. Demnach kann Wärmeleitung nur in Materie und nicht im Vakuum existieren. Wärmeleitung setzt also örtliche Unterschiede in der Molekülenergie voraus, welche einem Temperaturgefälle entsprechen. Die Wärmeleitung führt zum Ausgleich dieses Gefälles, wenn keine Wärmequellen oder Senken vorhanden sind. Existieren solche Quellen oder Senken, stellt sich nach einiger Zeit eine stationäre Temperaturverteilung ein.

Die dritte Art von Wärmetransfer erfolgt durch elektromagnetische Strahlung, die im Gegensatz zur Wärmeleitung kein Trägermedium erfordert. Alle Körper mit einer Temperatur, die höher als die des absoluten Nullpunktes ist, geben von ihrer Oberfläche Strahlungsenergie ab und nehmen gleichzeitig auch wieder Strahlungsenergie aus ihrer Umgebung auf.

### 3.4 Thermographie

Bildgebende Verfahren sind nicht auf klassische optische Systeme beschränkt, sondern benutzen das gesamte Spektrum der elektromagnetischen Strahlung. Jede Strahlungsart trägt charakteristische Information über das Objekt, von dem sie ausgestrahlt oder reflektiert wird.

Die Thermographiebilder der Wasseroberfläche wurden mit einer CCD-Infrarot-Kamera aufgenommen. Auf die Beschreibung der quantitativen Messung von Strahlungsintensitäten, die Radiometrie, soll hier nicht eingegangen werden. Ein ausführliche Beschreibung darüber

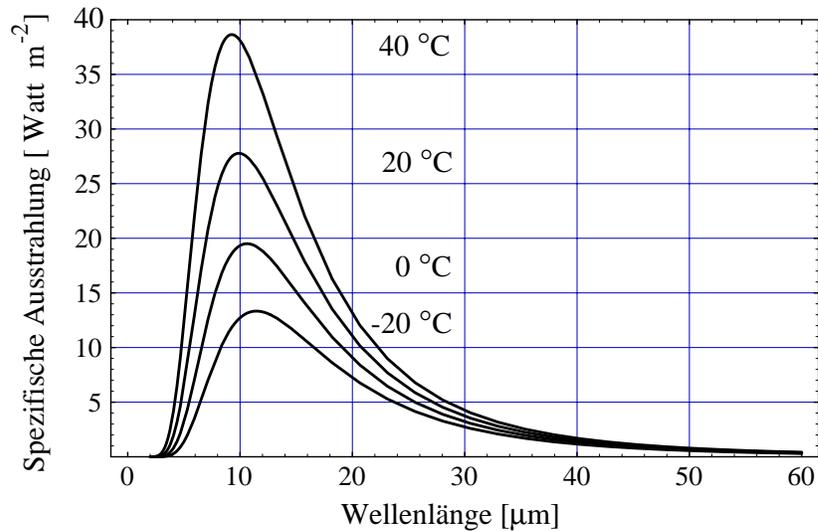


Abbildung 3.5: Die Intensitätsverteilung der Wärmestrahlung nach dem Planckschen Strahlungsgesetz für vier verschiedene Temperaturen. Die Fläche unter der Planck-Kurve wächst mit zunehmender Temperatur stark an (*Stefan-Boltzmann* Gesetz). Das Maximum der Emission verschiebt sich für höhere Temperaturen zu kleineren Wellenlängen hin (*Wien'sches* Verschiebungsgesetz).

findet sich in [WOLFE und ZISSIS 1978] und für bildgebende Infrarotsensoren im speziellen bei [HAUSSECKER 1996]. Vielmehr soll in diesem Abschnitt der Einsatz einer Infrarot-Kamera zur präzisen Messung der Wasseroberflächentemperatur diskutiert und deren Vor- und Nachteile aufgezeigt werden.

Das elektromagnetische Wellenspektrum überdeckt einen Frequenzbereich von ungefähr 18 Dekaden, von der hochfrequenten  $\gamma$ -Strahlung ( $10^{22}$  Hz), über die kosmische Hintergrundstrahlung ( $10^{12}$  Hz), bis hin zu den Radiowellen ( $10^4$  Hz). Das menschliche Auge nimmt daraus nur einen winzigen Bereich überhaupt wahr. Der Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts beginnt im Violetten (350 nm) und endet im Roten (750 nm).

Heiße Körper senden aufgrund ihrer Temperatur elektromagnetische Strahlung aus, die sogenannte Temperatur- oder Wärmestrahlung. Die Wärmestrahlung schließt sich im Spektrum direkt an das rote Ende des sichtbaren Lichts an. Der Teil des Spektrums von  $0,7 \mu\text{m}$  bis zu einer Wellenlänge von  $1000 \mu\text{m}$  wird als Infrarotspektrum bezeichnet. Als Detektoren für Infrarotstrahlung werden hauptsächlich Thermoelemente, Bolometer und Halbleiterdetektoren verwendet:

- Bei einem Thermoelement wird der *Seebeck*-Effekt ausgenutzt. Lötet man zwei Drähte aus verschiedenen Metallen an beiden Enden zusammen und schaltet in den Draht ein Voltmeter, so zeigt dies eine Thermospannung an, die abgesehen von den Eigenschaften des Metalls, nur von der Temperaturdifferenz der beiden Lötstellen abhängt. Seebeck

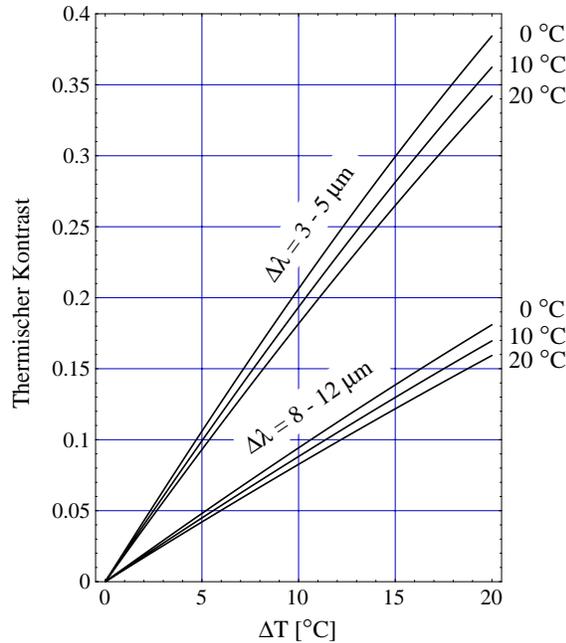


Abbildung 3.6: Thermischer Kontrast für den Spektralbereich von  $3-5 \mu\text{m}$  und  $8-12 \mu\text{m}$  bei verschiedenen Temperaturen. Der Spektralbereich von  $3-5 \mu\text{m}$  ist bei Raumtemperatur besser geeignet, kleinste Temperaturunterschiede aufzulösen, da dort der thermische Kontrast größer ist.

entdeckte diese Thermospannung im Jahre 1822. Solche Thermoelemente bieten den Vorzug größerer Empfindlichkeit und geringer Trägheit, benötigen allerdings immer eine konstante Referenztemperatur.

- Ein Bolometer nützt die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur aus. Metalle leiten um so schlechter, je heißer sie sind, bei Halbleitern ist es umgekehrt. Die Intensität der Strahlung wird so durch eine Widerstandsänderung eines Stoffes bei dessen Erwärmung gemessen.
- Bei einem Halbleiterdetektor werden durch den inneren Photoeffekt bewegliche Ladungsträger (meist paarweise) aus dem Detektormaterial durch Lichteinstrahlung freigesetzt. Die Ladungsträger werden durch ein angelegtes elektrisches Feld getrennt, und der entstehende Photostrom kann gemessen werden.

Durch die rasante Weiterentwicklung und extreme Miniaturisierung in der Halbleitertechnik hat sich in den letzten Jahren auch bei den kommerziellen Produkten die CCD-Technik durchgesetzt. Für die berührungslose Temperaturmessung stellt diese Methode bei dem gegenwärtigen Stand der Technik das genaueste Verfahren dar. Als Beispiel seien die

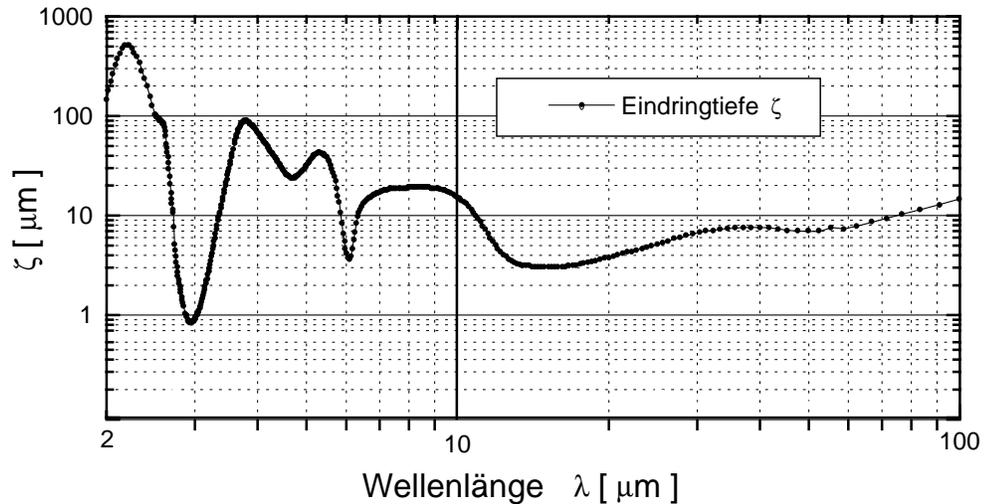


Abbildung 3.7: Eindringtiefe  $\zeta$  der Infrarotstrahlung in einem Wellenlängenbereich von 2-100  $\mu$ . Für den Bereich von 3-5  $\mu$  variiert die Eindringtiefe um fast zwei Größenordnungen. Der Vorteil des Spektralbereiches von 8-12  $\mu$  liegt bei einer geringeren Eindringtiefe der Strahlung, sowohl einer geringeren Schwankung.

Infrarot-Kameras von Amber<sup>1</sup>, Typ Radiance und Galileo, sowie die Infrarot-Kamera von AIM<sup>2</sup> genannt. Diese bildgebenden Infrarotsensoren haben eine sehr hohe zeitliche (bis zu 240 Bilder/s) und räumliche Auflösung (bis zu  $512 \times 512$  Pixel) bei einer  $NE\Delta T$ <sup>3</sup> von 19-26 mK, sind allerdings sehr teuer (100.000 bis 200.000 DM), da der CCD-Chip mit einem Stirling-Cooler auf einer Temperatur von 77 Kelvin gehalten werden muß. Bei Raumtemperatur und einer Wellenlänge von 4  $\mu$  würden ungefähr  $3 \cdot 10^7$  Photonen auf ein Detektorelement einfallen. Der Sensor würde förmlich in Photonen ertrinken und wäre schon nach kurzer Zeit überbelichtet. Durch Kühlung des Detektorarrays kann die Anzahl der Photonen erheblich reduziert (*Stefan-Boltzmann* Gesetz,  $\sim T^4$ ) und die Wärmestrahlung des Chips selbst abgestellt werden.

Vielversprechend ist die Weiterentwicklung von Kameras die nach dem Prinzip des Bolometer arbeiten. Diese müssen nicht gekühlt werden, wodurch sie relativ preiswert (30.000 bis 50.000 DM) sind. Die Temporauflösung solcher Kameras ist allerdings wesentlich schlechter ( $NE\Delta T$  von 90-120 mK) als bei den gekühlten Kameras.

Die beiden Bildsensoren von Amber sind in einem Spektralbereich von 3-5  $\mu$  empfindlich, der von AIM im Bereich von 8-12  $\mu$ . Diese beiden Spektralbereiche bieten sich prinzipiell an, weil die Atmosphäre in diesem Bereich durchlässig für Infrarot-Strahlung ist.

<sup>1</sup> Amber Engineering, Goleta, USA

<sup>2</sup> AEG Infrarot Module GmbH, Heilbronn

<sup>3</sup>  $NE\Delta T$ : engl. für rausch-äquivalente Temperaturdifferenz. Bezeichnet die minimale Temperaturdifferenz zweier Körper, deren Strahlungsstärken sich gerade noch meßbar unterscheiden.

Der Bereich von 3-5  $\mu\text{m}$  ist besser geeignet, kleinste Temperaturunterschiede aufzulösen, da dort der *thermische Kontrast* bei Raumtemperatur größer ist.

Als thermischer Kontrast  $C_t$  wird der Helligkeitskontrast in einem bestimmten Wellenlängenintervall  $[\lambda_a, \lambda_b]$  zwischen zwei Objekten unterschiedlicher Temperatur  $(T_a, T_b)$  bezeichnet:

$$C_t = \frac{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_a)}{d\lambda} d\lambda - \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_a)}{d\lambda} d\lambda + \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} d\lambda} \quad (3.6)$$

In Abbildung 3.6 ist der thermische Kontrast für die Spektralbereiche von 3-5  $\mu\text{m}$  und 8-12  $\mu\text{m}$  bei verschiedenen Temperaturen graphisch dargestellt. Dieser liegt für den Spektralbereich von 3-5  $\mu\text{m}$  wesentlich höher als für 8-12  $\mu\text{m}$ , da dort die Planck-Kurve bei Raumtemperatur exponentiell ansteigt, während sie bei 8-12  $\mu\text{m}$  ihr Maximum erreicht (Abbildung 3.5).

Der Vorteil des Spektralbereiches von 8-12  $\mu\text{m}$  liegt bei einer geringeren Eindringtiefe der Strahlung, sowohl einer geringeren Variation (11-2  $\mu\text{m}$ ) in dem Wellenlängenintervall. Für 3-5  $\mu\text{m}$  variiert die Eindringtiefe um fast zwei Größenordnungen (2-90  $\mu\text{m}$ , siehe Abbildung 3.7). Da der verwendete Sensor jedoch über den Wellenlängenbereich integriert und die Dicke der wasserseitigen thermischen Grenzschicht zwischen 300  $\mu\text{m}$  und 1 mm variiert, ist eine präzise Messung der Wasseroberflächentemperatur im Spektralbereich von 3-5  $\mu\text{m}$  möglich. Mit einer Temperaturauflösung der verwendeten Infrarot-Kameras ( $NE\Delta T = 26.1 \text{ mK}$ , Abschnitt 7.1) ist es möglich, die Temperaturfluktuationen  $\mathcal{O}(0.2 \text{ Kelvin})$  in der Grenzschicht zu visualisieren. Abbildung 3.8 zeigt verschiedene Bilder, die mit der Infrarot-Kamera Amber Radiance I aufgenommen wurden.

Soll mit einem Strahlungsthermometer, wie ihn eine Infrarot-Kamera darstellt, präzise die Temperatur der Wasseroberfläche bestimmt werden, so ist die Reflektivität ('nonblackness') des Wasser zu beachten, bzw. zu korrigieren. Reale Objekte wie die Wasseroberfläche emittieren weniger Strahlung als ein schwarzer Strahler. Das Verhältnis der Emission zu der eines schwarzen Strahlers bei gleicher Temperatur wird als spektrale Emissivität  $\varepsilon(\lambda)$  bezeichnet und hängt von der Wellenlänge ab. Für die gesamte Strahlungsbilanz eines realen Körpers ergibt sich aus Gründen der Energieerhaltung [WOLFE und ZISSIS 1978]:

$$\varepsilon(\lambda) + \rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1. \quad (3.7)$$

Dabei ist  $\tau(\lambda)$  der Bruchteil der auftreffenden Strahlung, der den Körper durchdringt, ohne absorbiert zu werden, und  $\rho(\lambda)$  der Bruchteil, der an der Oberfläche reflektiert wird.

Für den Wellenlängenbereich von 8-15  $\mu\text{m}$  gibt [SAUNDERS 1970] für Wasser eine Reflektivität von  $\rho = 0.014$  an. Die äquivalente Schwarzkörpertemperatur des klaren Himmels liegt

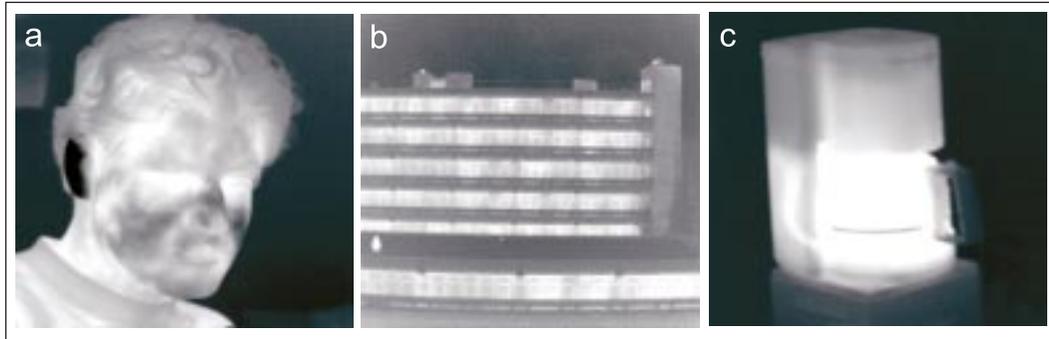


Abbildung 3.8: Thermographiebilder aufgenommen mit der Infrarot-Kamera Amber Radiance: (a) Gesicht: Deutlich ist die kalte Nase und das kalte Ohr zu erkennen. (b) Gebäude im Winter: Die meiste Wärme wird durch die Fenster nach Außen abgegeben. (c) Kaffeemaschine: Die Röhre in der das erhitzte Wasser aufsteigt und die heiße Kanne sind deutlich zu sehen.

um etwa 50-65 Kelvin unter der Lufttemperatur, bei bewölktem Himmel jedoch wesentlich niedriger. Wird der Bruchteil der Himmelsstrahlung, der an der Wasseroberfläche reflektiert wird, nicht mit in die Temperaturmessung einbezogen, ist mit einem absoluten Fehler von ungefähr 0.5 Kelvin bei klarem Himmel zu rechnen, bei Wolkenbedeckungen ergeben sich Werte von 0.1 bis 0.25 Kelvin. Bei klarem Himmel oder homogener Wolkenbedeckung führt die Reflektivität der Wasseroberfläche zu einem konstanten Temperaturoffset der korrigiert werden kann. Bei nicht geschlossener Wolkendecke führt dies zu Reflexen in den Bildern, die mit der Phasengeschwindigkeit der Welle durch das Bild laufen, da die Reflexion mit der Neigung der Wellen korreliert sind.

### 3.5 Folgerungen

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß Wärme einen geeigneten Tracer für die Untersuchung des Gasaustausches an der Luft-Wasser Phasengrenze darstellt:

- Wärme, Diffusion und Viskosität werden als Transportphänomene zusammengefaßt und gehorchen ähnlichen physikalischen Gesetzen. Die zugrunde liegenden Transportmechanismen sind die Selben.
- Bei Austauschprozessen in der Grenzschicht ergeben sich für Wärme Einstellzeiten im Sekundenbereich, wodurch eine Parametrisierung, auch mit schnell fluktuierenden meteorologischen Größen, möglich wird.
- Die Temperatur der Wasseroberfläche kann mit einem Strahlungsthermometer (Infrarot-Kamera) entsprechend ihrer Kalibrierung sehr genau gemessen werden.
- Der Einsatz von 'High-End' Infrarot-Kameras erlaubt räumlich und zeitlich hochaufgelöste Messungen.

- Die Extrapolation der Transferraten von Wärme zu Gasen ist ausreichend genau, wenn der Diffusionskoeffizient und der Schmidtzahl Exponent hinreichend genau bekannt sind.
- Wärme als Tracer mißt nicht den durch Blaseneintrag in den Wasserkörper vermittelten Beitrag zum Gasaustausch. Durch Vergleich mit klassischen Massenbilanzmethoden können so die Beiträge der einzelnen Transportmechanismen separiert werden.
- Die räumliche Information der Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche spiegelt direkt die Mikroturbulenz in der Grenzschicht wieder. Durch Untersuchung der Temperaturfluktuationen kann so zusätzliche Information über den turbulenten Transportmechanismus gewonnen werden.
- Trotz Integration über die Eindringtiefe des Spektralbereiches der Infrarot Kamera, wird aufgrund der Dicke der thermischen Grenzschicht nur die Oberflächentemperatur gemessen.
- Die Reflektivität der Wasseroberfläche führt bei klarem Himmel oder homogener Bewölkung zu einem konstanten Temperaturoffset, der aber an der relativen Temperaturänderung zu keinem Fehler führt. Bei nicht homogener Wolkendecke finden sich in den Bildern Reflexe die mit der Phasengeschwindigkeit der Welle durch das Bild laufen und können so leicht identifiziert werden.

## Kapitel 4

# Der Temperaturgradient über die Grenzschicht

Aus den Folgerungen in Abschnitt 3.5 ergibt sich, daß Wärme ein geeigneter Tracer für den Gasaustausch darstellt. Die Transferrate für Wärme  $k_h$  ergibt sich aus Gleichung 3.4, wenn die Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche und der Temperaturgradient über die Grenzschicht bekannt ist. Durch Extrapolation (Gleichung 3.5) der Transferrate für Wärme wird die Austauschrate eines beliebigen Gases bestimmt, vorausgesetzt die Schmidtzahl  $Sc$  (Gleichung 2.20), respektive die Diffusionskonstante des Gases, ist hinreichend genau bekannt.

Die Schwierigkeit bei dieser Vorgehensweise besteht darin, den Temperaturgradient über die Grenzschicht experimentell zu bestimmen. Im Idealfall müßte die Temperaturverteilung in der thermischen Grenzschicht 3-dimensional mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung gemessen werden. Bei der experimentellen Annäherung an diese Forderung wird die Temperaturverteilung mit einer Infrarot-Kamera 2-dimensional gemessen und daraus die mittlere Oberflächentemperatur, sowie die mittlere Temperatur des Wasserkörpers in einer gewissen Tiefe bestimmt und daraus der Temperaturgradient über die Grenzschicht berechnet.

In den letzten Jahren haben sich Infrarot-Radiometer, welche auf Satelliten montiert werden können, zur Bestimmung der globalen Oberflächentemperatur der Ozeane etabliert. Vorbehaltlos wurde bei diesem Verfahren immer angenommen das die Daten durch *in situ* Messungen verifiziert werden können [McCLAIN et al. 1983], [McCLAIN et al. 1985]. Zuerst wurde der Vergleich und die Kalibrierung der Daten durch Schiff-basierte Systeme durchgeführt, später mit Bojen die vom Satelliten verfolgt wurden. Es zeigte sich, daß die Verifizierung und Kalibrierung der Bojen Daten prinzipiell besser geeignet ist, da diese weniger von der Umgebung beeinflusst werden, allerdings eine globale Flächendeckung nur schwer erreichbar ist [EMERY und BALDWIN 1999]. Weiterhin wird bei diesem Verfahren der Unterschied zwischen Oberflächen- und Wasserkörpertemperatur vernachlässigt.

Um eine höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Oberflächentemperatur von Satellitenbasierten Systemen zu erreichen, schlägt [JESSUP 1999] eine breit gestreute *in situ* Kalibrierung mit einem autonomen Instrument vor um die nötige globale Deckung zu erreichen.

[DONLON et al. 1999] mißt die Oberflächentemperatur mit einem *scanning infrared radiometer* (Genauigkeit 0.05 K) und die Temperatur des Wasserkörpers mit einem Termosalinograph (Genauigkeit 0.002 K) in einer Wassertiefe von 5 m. Der aus der Differenz berechnete Temperaturunterschied wird mit einem 1-dimensionalen Atmosphären-Ozean Modell verglichen. Bei Windgeschwindigkeiten unter 5 m/s zeigt der Temperaturgradient  $\Delta T$  eine große Variabilität in den Datensätzen, verursacht durch eine thermische Schichtung in den oberen Metern der Wasserschicht des Ozeans während hoher solarer Einstrahlung. Das macht die Interpretation des Temperaturgradienten sehr schwierig.

Um auch unter solchen meteorologischen Bedingungen den vertikalen Temperaturgradient in der Grenzschicht zu bestimmen schlägt [MCKOEWN 1999] einen anderen Ansatz vor. Durch die Variation der Eindringtiefe der Infrarotstrahlung (vgl. Abbildung 3.7) kann durch Verwendung verschiedener Spektralbereiche die Temperatur in verschiedenen Tiefen gemessen und somit Tiefenprofile der Temperatur erstellt werden. Diese Technik benötigt eine sehr hohe Temporaufösung und eine sehr genaue Kalibrierung des multispektralen Systems. Dieses Verfahren sollte in der Lage sein den Temperaturgradienten zu messen, gibt allerdings keinen Einblick in die Transportmechanismen innerhalb der Grenzschicht, da es sich um eine punktförmige Messung handelt.

In Abschnitt 4.1 wird der Einfluß von Oberflächenerneuerungseffekten auf den Temperaturgradienten diskutiert. Danach wird eine Methode vorgestellt um den Temperaturgradient über die Grenzschicht im Wind-Wellen-Kanal mit räumlich und zeitlich hoher Auflösung zu bestimmen (Abschnitt 4.2). Wie der Temperaturgradient auf dem Ozean aus der räumlichen Temperaturverteilung mit Hilfe eines Modells, daß die turbulenten Transportvorgänge in der Grenzschicht berücksichtigt, bestimmt werden kann, wird in Abschnitt 4.3 beschrieben.

## 4.1 Einfluß von Oberflächenerneuerungsprozessen auf den Temperaturgradienten

Der wasserseitig kontrollierte Transport von Wärme über die Grenzschicht kann im wesentlichen durch zwei Modelle beschrieben werden, dem Oberflächenerneuerungsmodell (Abschnitt 2.3) und dem Grenzschichtmodell (*boundary layer model*). Beide repräsentieren eine idealisierte Vorstellung von den relevanten Prozessen, die in der Grenzschicht stattfinden. Das Grenzschichtmodell beruht auf Kontinuitätsüberlegungen: Turbulenzen können die Grenzschicht nicht durchdringen. Bei Annäherung an die Phasengrenze wird deshalb der Transport durch molekulare Diffusion überwiegen. Das Oberflächenerneuerungsmodell

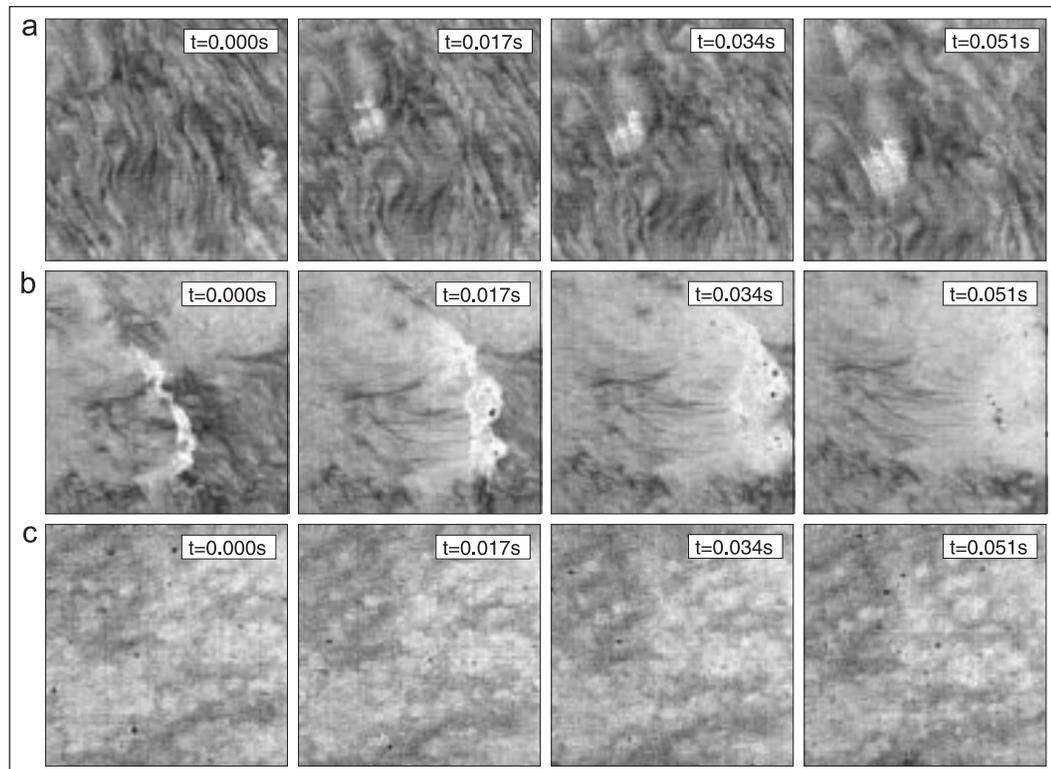


Abbildung 4.1: Beispiele von Oberflächenerneuerungsereignissen auf dem Ozean: (a): CoOP Cruise 97, Nordatlantik, Bildausschnitt  $60 \times 60$  cm, Wind:  $3,6$  m/s, isoliertes Erneuerungsereignis. (b) Scripps Pier, San Diego, Bildausschnitt  $150 \times 150$  cm, Wind:  $5,8$  m/s, brechende Welle. (c) CoOP Cruise 97, Nordatlantik, Bildausschnitt  $60 \times 60$  cm, Wind:  $2,0$  m/s, Regen.

besagt, dass Flüssigkeitsparzellen der Oberfläche statistisch durch Parzellen des darunterliegenden Wasserkörpers ersetzt werden. Molekularer Diffusion, verursacht durch Konzentrationsunterschiede zwischen Atmosphäre und Ozean, führt zu einem Transport zwischen aufeinanderfolgende Erneuerungseffekten. Beide Vorstellungen beschreiben statistisch die Vorgänge in der Grenzschicht, machen also eine Aussage über 'gemittelte Zustände', während instantane Ereignisse unvorhersehbar bleiben.

Ein konstanter Wärmefluss an der Wasseroberfläche führt zu einer zeitlichen Änderung des Temperaturgradienten  $\Delta T$  über die Grenzschicht [LIU und BUSINGER 1985]:

$$\Delta T(t) = 2 \frac{j_h}{\rho c_v} \left( \frac{t}{\pi D_h} \right)^{1/2}, \quad (4.1)$$

wobei  $D_h$  der Diffusionskoeffizient für Wärme,  $j_h$  die Wärmeflussdichte,  $\rho$  die Dichte

des Wassers und  $c_v$  die spezifische Wärmekapazität des Wassers ist. Der Temperaturgradient unterliegt ständiger Änderung aufgrund der Diffusion von Wärme (Wärmeleitung) und Konduktion (z.B. Oberflächenerneuerung). Die zeitlich gemittelte Temperaturgradient über die thermische Grenzschicht ist gegeben durch [KUDRYAVTSEV und LUCHNIK 1979]:

$$\overline{\Delta T} = \int_0^{\infty} p(t) t^{-1} \left( \int_0^t \Delta T(t') dt' \right) dt, \quad (4.2)$$

wobei  $p(t)$  die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Zeitperiode zwischen zwei aufeinanderfolgende Erneuerungseffekte ist. Aus Gleichung 4.1 und 4.2 ist ersichtlich, daß molekularer Transport und die statistische Verteilung der Oberflächenerneuerungseffekte den mittleren Temperaturgradienten bestimmen [SCHLÜSSEL und HAUSSECKER 1999]. Die Verteilung der Zeitperiode von Oberflächenerneuerungseffekten wird durch eine Vielzahl von Prozessen bestimmt:

- freie Konvektion
- Brechen von kurzen und langen Schwerewellen
- Regen
- Kapillarwellen
- Oberflächenfilme

#### **freie Konvektion:**

Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten und ruhiger Oberfläche wird Turbulenz durch Temperatur- und damit verbundene Dichteunterschiede verursacht. Während der Nacht verursachen turbulente Wärmefflüsse (sensibel und latent) und langwellige Emission freie Konvektion. Unterschiede in der solaren Einstrahlung während des Tages zwingen die freie Konvektion einem täglichen Zyklus zu unterliegen.

#### **Brechen von kurzen und langen Schwerewellen:**

Der Impulseintrag des Windes in das Wellenfeld ist der vorherrschende Mechanismus zur Erzeugung von oberflächennaher Turbulenz. Bei Windgeschwindigkeiten von 5-10 m/s sind nach [CSANADY 1990a] Walzen auf dem Kämmen der brechenden Wellen der stärkste durch den Wind verursachte Effekt zur Durchmischung des Wasserkörpers. Bei Windgeschwindigkeiten über 10 m/s brechen die langen Schwerewellen und unterdrücken dabei die kurzen Wellenzüge. Die auftretenden Erneuerungseffekte werden hauptsächlich von den brechenden langen Schwerewellen verursacht.

### Regen:

Regen verursacht verschiedene Effekte an der Wasseroberfläche, welche die Zeitperiode für Erneuerungseffekte beeinflusst [SCHLÜSSEL et al. 1997]. Der direkte Einfluß von Regen ist die Produktion von zusätzlicher Oberflächenerneuerung indem die Regentropfen auf der Oberfläche auftreffen und dann in den Wasserkörper eindringen. Die Einschlagskrater sind tiefer als die molekulare Grenzschicht, so daß Wasser an der Oberfläche durch tiefer liegende Wasserschichten erneuert wird. Von [SCHLÜSSEL et al. 1997] und [CRAEYE und SCHLÜSSEL 1998] werden indirekte Effekte des Regens auf die Erneuerungszeit aufgezählt:

- Der Regen ändert den Salzgehalt des Wassers nahe an der Oberfläche. Das stabilisiert die obere Wasserschicht und dämpft freie Konvektion. Dieser Effekt verlängert die Zeitperiode für Erneuerungseffekte.
- Üblicherweise ist der Regen kühler als die Wasseroberfläche. Ein zusätzlicher sensibler Wärme fluß erhöht so die Auskühlung der Oberfläche und verstärkt die freie Konvektion. Dieser Effekt verkürzt die Zeitperiode für Erneuerungen.
- Regentropfen tragen zusätzlichen horizontalen Impuls in den Wasserkörper ein. Dies erhöht die Schubspannungsgeschwindigkeit an der Wasseroberfläche. Die Zeitperiode für Erneuerungseffekte wird verkürzt.
- Regentropfen, die durch die Ozeanoberfläche eintauchen erzeugen Turbulenzen, welche die Wellenbewegung stören. Die Amplitude wird reduziert und die Welle bricht. So wird Wellenbrechen von kleinskaligen Wellen verstärkt und die Zeitperiode für Erneuerungseffekte reduziert.

### Kapillarwellen:

Mit dem Entstehen von Kapillarwellen steigt die Gasaustauschrate sprunghaft an (vgl. Abbildung 1.2) und die Zunahme der Transferrate ist wesentlich größer wenn Kapillarwellen anwesend sind. Experimente von [JÄHNE et al. 1989] und [FEDOROV und GINZBURG 1992] in Wind-Wellen-Kanälen zeigten, daß auch der Temperaturgradient  $\Delta T$  mit dem Einsetzen von Kapillarwellen abnimmt und sich die Transferrate für Wärme erhöht.

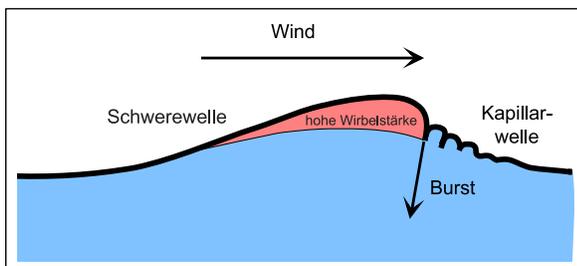


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines parasitären Kapillarwellenzug an der windabgewandten Seite einer Schwerewelle. Quelle: [HERING 1996].

Als eine mögliche Quelle oberflächennaher Turbulenz schlug [LONGUETT-HIGGINS 1992] die Existenz von *parasitären Kapillarwellen* vor (Abbildung 4.2). Mit Hilfe einer Strömungsvisualisierung in der viskosen Grenzschicht fand [OKUDA 1982] im Kamm einer kurzer Schwerewellen eine Region erhöhter Wirbelstärke. [LONGUETT-HIGGINS 1992] erklärt die erhöhte Wirbelstärke und die damit verbundene erhöhte Turbulenz im Wellenbauch durch das auftreten parasitärer Kapillarwellen, welche an der windabgewandten Seite der Schwerewelle auftreten. [HERING 1996] konnte experimentell das Abtauchen einzelner Strömungspartikel, sogenannte *bursts* nachweisen.

### **Oberflächenfilme:**

Oberflächenaktive Substanzen reduzieren die Oberflächenspannung des Wassers und dämpfen Kapillarwellen. Auch die Intensität Turbulenz wird reduziert und es kommt zu einer Erniedrigung des Transportes von Gasen, Wärme und Impuls.

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Oberflächenenerneuerungsmodell sind Gegenstand aktueller Forschung [SOLOVIEV und SCHLÜSSEL 1994], [LEIGHTON et al. 1999], [SCHLÜSSEL und HAUSSECKER 1999] und es scheint, daß diese Modellvorstellung der Realität am nächsten kommt. Die verschiedenen Transportmechanismen und deren Einfluß auf die Grenzschicht lassen sich durch Erneuerungsprozesse am besten beschreiben.

Untersuchungen der Mikroturbulenz an der Wasseroberfläche lassen vermuten, daß der turbulente Transportmechanismus in der Grenzschicht durch Oberflächenenerneuerung dominiert wird [SCHIMPF et al. 1999b]. In zahlreichen Bildsequenzen konnten Oberflächenenerneuerungseffekte visuell beobachtet werden. In Abbildung 4.1 sind Beispiele von individuellen Oberflächenenerneuerungseffekten unter den verschiedensten Bedingungen zu sehen. In der Reihe (a) ist ein isoliertes Erneuerungsereignis bei niedriger Windgeschwindigkeit zu erkennen. Der Durchmesser des erneuerten Fläche beträgt etwa 10 cm. Eine Beobachtung vom Brechen einer langen Schwerewelle bei höherer Windgeschwindigkeit ist in Reihe (b) zu sehen. Nachdem sich die Welle überschlagen hat, erzeugt sie eine Schleppe von Turbulenz hinter sich, die das komplette Gebiet hinter dem Wellenkamm erneuert. Reihe (c) zeigt starken Regenfall an der Ozeanoberfläche. Das ganze Bild ist mit kreisförmigen Strukturen bedeckt. Diese Muster entstehen durch den Einschlag der Regentropfen auf der Wasseroberfläche. Die dunklen Punkte zeigen kalte Regentropfen kurz über der Wasserfläche.

## **4.2 Bestimmung des Temperaturgradienten im Wind-Wellen-Kanal**

Um den Temperaturgradienten über die Grenzschicht im Wind-Wellen-Kanal experimentell zu bestimmen wurde eine neuartige Methode eingesetzt [SCHIMPF et al. 1998a]. Die prinzipielle Idee hierbei ist, die Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche periodisch Ein und Aus

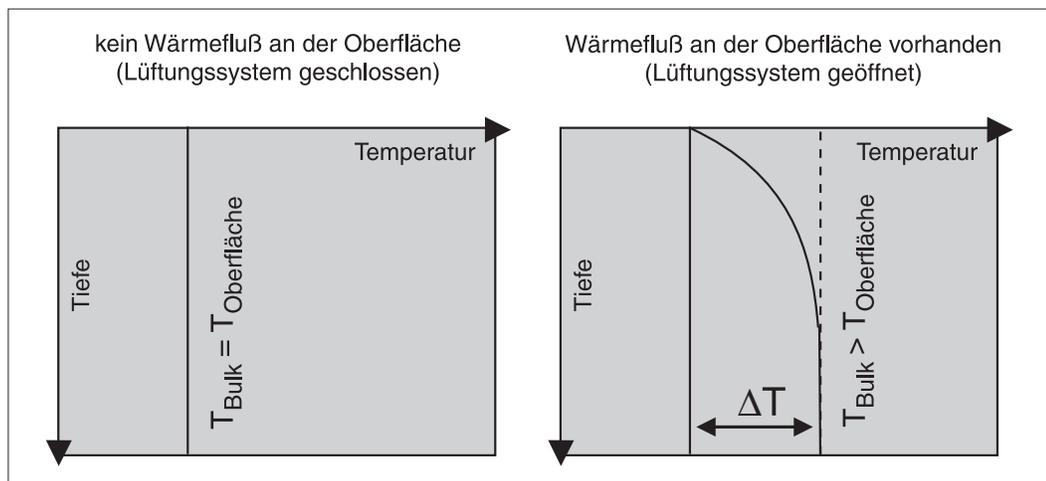


Abbildung 4.3: Wenn kein Wärmefluß an der Wasseroberfläche vorhanden ist, ist die Temperatur in die Tiefe konstant. Ist ein Wärmefluß gegenwärtig, stellt sich ein Temperaturgradient über die Grenzschicht ein (*cool skin of the ocean*).

zu schalten. Nach Gleichung 3.4 ergibt sich für  $j_h = 0$  (kein Wärmefluß an der Wasseroberfläche), daß kein Temperaturgradient über die Grenzschicht existiert, d.h. die Temperatur ist konstant in der Tiefe (vgl. Abbildung 4.3) und die Oberflächentemperatur ist gleich der Temperatur des Wasserkörpers.

Der Heidelberger Wind-Wellen-Kanal ist mit einem regulierbaren Belüftungssystem ausgestattet, dessen Durchsatz unabhängig von der Windgeschwindigkeit kontrolliert werden kann (vgl. Abschnitt 5.2). Ist das Lüftungssystem geschlossen, nimmt die Luft aufgrund ihrer geringen Wärmekapazität innerhalb weniger Sekunden die Temperatur des Wassers an und die Luftfeuchtigkeit steigt auf 100 %. Der sensible und latente Wärmefluß an der Wasseroberfläche verschwinden und die Temperatur des Wasserkörpers (welche gleich der Temperatur der Oberfläche ist) kann mit der Infrarot-Kamera detektiert werden.

Mit dem Öffnen des Lüftungssystem wird der Luftraum des Wind-Wellen-Kanals mit trockener, kalter Luft gespült und der sensible und latente Wärmefluß setzen aufgrund des Temperaturunterschieds, bzw. dem Unterschied in der Luftfeuchtigkeit wieder ein. Die Oberflächentemperatur fällt schlagartig, der Temperaturgradient über die Grenzschicht stellt sich wieder ein. Die Infrarot-Kamera detektiert jetzt die Temperatur der Wasseroberfläche. Mit diesem Verfahren ist es möglich den Temperaturgradienten mit einer zeitlichen Auflösung im Bereich von Minuten zu messen. Die Realisierung und Ergebnisse dieser Methode werden in Kapitel 7.2.1 diskutiert.

### 4.3 Bestimmung des Temperaturgradienten auf dem Ozean

Aus den im Infraroten aufgenommenen Bildern der Ozeanoberfläche läßt sich nach geeigneter Kalibrierung die räumliche sowie die zeitliche Temperaturverteilung bestimmen und analysieren. Der Temperaturgradient auf dem Ozean kann jedoch nicht direkt aus der Temperaturverteilung an der Oberfläche berechnet werden. Da die räumliche bzw. die zeitliche Temperaturverteilung die diffusiven und turbulenten Transportvorgänge in der Grenzschicht widerspiegelt, liegt der Ansatz nahe, den Temperaturgradienten aus der Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche zu berechnen [HAUSSECKER et al. 1998]. In Abbildung 4.4 sind jeweils vier aufeinanderfolgende kalibrierte Temperaturbilder der Ozeanoberfläche bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Temperaturkontrast mit zunehmender Windgeschwindigkeit abnimmt und die Temperaturmuster bei höheren Windgeschwindigkeiten immer kleinskaliger werden.

Um den Temperaturgradienten auf dem Ozean zu bestimmen wurde die theoretische Temperaturverteilung auf der Ozeanoberfläche berechnet und mit den gemessenen Verteilung verglichen. Die Gültigkeit des Oberflächenenergieernewerungsmodell wurde dabei als grundlegende Annahme betrachtet.

Zwischen zwei Erneuerungseffekten kühlt sich die Wasseroberfläche im Laufe der Zeit durch den Wärmefluß  $j_h$  (Abschnitt 4.1) ab, wobei durch molekularen Transport Wärme aus dem Wasserkörper an die Oberfläche transportiert wird. In bestimmten Zeitabständen erneuern Wirbel die Oberfläche mit Wasser aus tiefer liegenden Schichten, so daß die ursprüngliche Temperatur an der Oberfläche wieder angenommen wird. Aus dem Erwartungswert des Temperaturgradienten über die Grenzschicht haben [HAUSSECKER 1996], [SCHIMPF et al. 1999b] die theoretische Temperaturverteilung  $h(T_s)$  an der Ozeanoberfläche berechnet:

$$h(T_s) = \frac{2}{(\alpha j_h)^2} (T_s - T_b) \int_{t(T)}^{\infty} \frac{p(\tau)}{\tau} d\tau, \quad t(T) = \left( \frac{T_s - T_b}{\alpha j_h} \right)^2, \quad (4.3)$$

mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $p(\tau)$  für die Zeit zwischen zwei Erneuerungseffekten und der Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$ , und  $\alpha = 2(\rho c_v \sqrt{\pi D_h})^{-1}$ .

Für eine log-normale Verteilung

$$p(\tau) = \pi^{-0.5} (s\tau)^{-1} \exp\left(-\frac{(\ln \tau - m)^2}{s^2}\right) \quad (4.4)$$

ergibt sich die theoretische Verteilung  $h(T_s)$  zu:

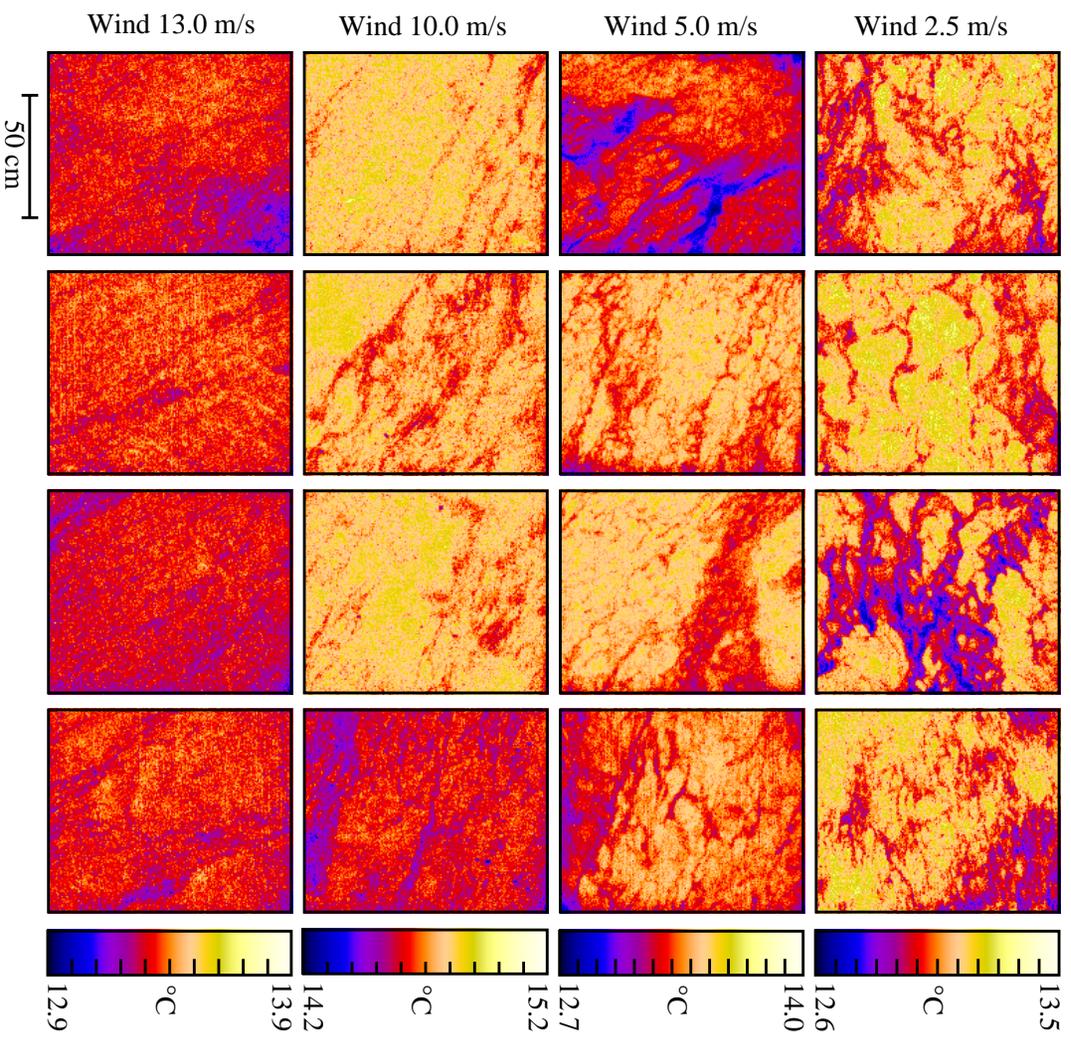


Abbildung 4.4: Kalibrierte Temperaturbilder der Ozeanoberfläche bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Temperaturkontrast mit zunehmender Windgeschwindigkeit abnimmt (die Temperaturskalen zeigen jeweils den maximalen Temperaturbereich für die vier Bilder einer Windgeschwindigkeit). Die Temperaturmuster auf der Ozeanoberfläche werden bei höheren Windgeschwindigkeiten immer kleinskaliger.

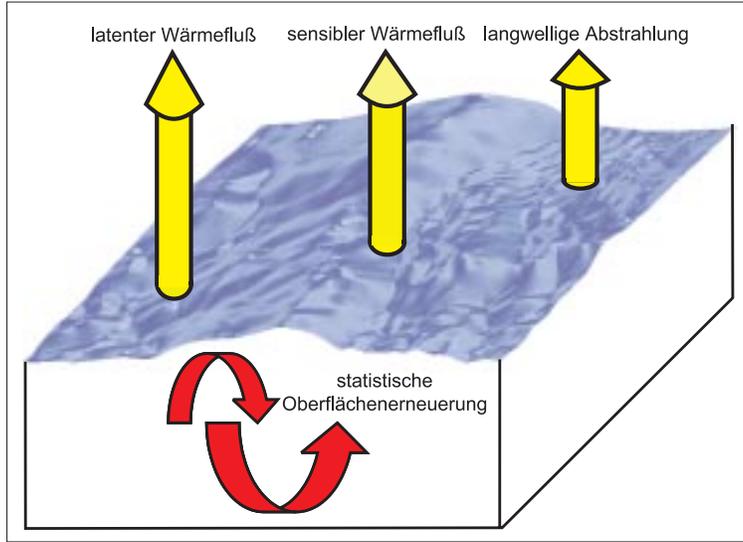


Abbildung 4.5: Um die theoretische Temperaturverteilung auf der Ozeanoberfläche zu berechnen, wurden folgenden Annahmen gemacht: 1. Latenter und sensibler Wärmefluß, sowie langwellige Emission an der Ozeanoberfläche. 2. Die Oberfläche wird statistisch durch Parzellen aus dem Wasserkörper erneuert. 3. Molekulare Diffusion gleicht den Temperaturunterschied über die Grenzschicht zwischen zwei Erneuerungseffekten aus.

$$h(T_s) = \begin{cases} \Theta(T_s - T_b)H(T_s) & \text{falls } j_h > 0 \\ -\Theta(T_b - T_s)H(T_s) & \text{falls } j_h < 0 \\ \delta(T_s - T_b) & \text{falls } j_h = 0 \end{cases}, \quad (4.5)$$

wobei für  $H(T_s)$  gilt:

$$H(T_s) = \frac{(T_s - T_b)}{(\alpha j_h)^2} \exp \left[ \frac{s^2}{4} - m \right] \left( 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{s}{2} - \frac{m}{s} + \frac{1}{s} \ln \left( \frac{T_s - T_b}{\alpha j_h} \right)^2 \right] \right). \quad (4.6)$$

Der Wärmefluß  $j_h$  wird in Richtung nach unten als positiv definiert.  $\Theta(T)$  ist die binäre Stufenfunktion und  $\delta(T)$  Dirac's Delta-Verteilung:

$$\Theta(T) = \begin{cases} 1 & \text{falls } T > 0 \\ 0 & \text{falls } T \leq 0 \end{cases} \quad \text{und} \quad \delta(T) = \begin{cases} 1 & \text{falls } T = 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Erste Anwendungen der Oberflächenenerneuerungstheorie [BRUTSAERT 1965] nahmen eine exponentielle Verteilung von Oberflächenenerneuerungseffekten an. Dies würde bedeuten, daß instantane Erneuerungen häufiger auftreten als lange Lebensdauern, da das Maximum der exponentiellen Verteilung bei  $t = 0$  liegt. Eine quasi kontinuierliche Erneuerung der Oberfläche wäre die Folge. Eine realistischere Verteilung ist die logarithmische Normalverteilung

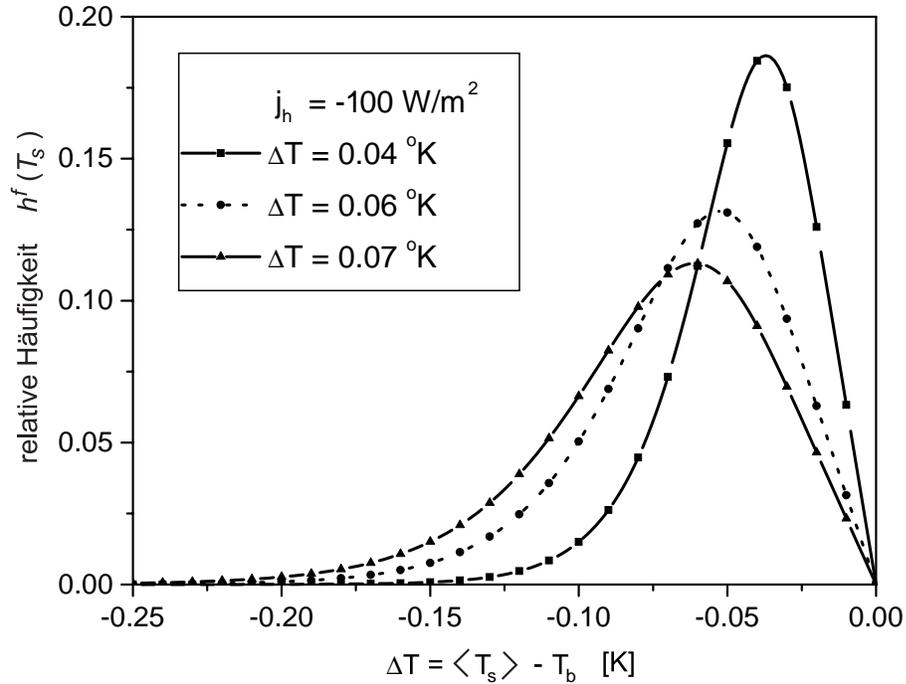


Abbildung 4.6: Theoretische Temperaturverteilung  $h(T_s)$  für einen konstanten Wärmefluss  $j_h = 100 \text{ W/m}^2$  und verschiedenen  $\Delta T$ -Werten. Mit zunehmendem Temperaturgradienten wird die Verteilung breiter.

(Gleichung 4.4), vorgeschlagen von [RAO et al. 1971] für statistische Erneuerungen in turbulenten Luftströmungen.

Mit der theoretische Temperaturverteilung (Gleichung 4.5) können die Parameter  $s$  und  $m$  der log-normalen Verteilung, als auch die Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$  berechnet werden, indem die gemessene Temperaturverteilung gefittet wird. Der Temperaturgradient  $\Delta T$  über die Grenzschicht ergibt sich aus der Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$  und der gefitteten Temperaturverteilung  $h^f(T_s)$  zu

$$\Delta T = \left[ \int T_s h^f(T_s) dT_s \right] - T_b = \langle T_s \rangle - T_b, \quad (4.7)$$

wobei  $\langle T_s \rangle$  der Erwartungswert der Oberflächentemperatur ist, welche gleich der gemessenen mittleren Oberflächentemperatur ist. Mit dem berechneten Wert für  $\Delta T$  kann die Transfargeschwindigkeit für Wärme  $k_h$  nach Gleichung 3.4 bestimmt werden. Die Parameter  $s$  und  $m$  der log-normalen Verteilung stehen in direkter Relation zur Zeitkonstanten  $t_*$  (Gleichung 2.12) des Transportprozesses durch die Grenzschicht:

$$t_* = \exp [m + s^2/4] \quad (4.8)$$

und erlauben so eine unabhängige Berechnung der Transferrate die durch Gleichung 3.4 gegeben ist.

Abbildung 4.6 zeigt die theoretische Temperaturverteilung  $h(T_s)$  (Gleichung 4.5) für einen konstanten Wärmefluß  $j_h = 100 \text{ W/m}^2$  und verschiedenen  $\Delta T$ -Werten. Es ist zu erkennen, daß mit zunehmendem Temperaturgradienten die Verteilung breiter wird und die Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$  nicht direkt aus der gemessenen Temperaturverteilung zu bestimmen ist, da die Wahrscheinlichkeit diese Temperatur zu messen gleich Null ist.

# Kapitel 5

## Experimentelle Aufbauten

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden erläutert, die im Labor und im Feld eingesetzt wurden um Gasaustauschprozesse und Transportphänomene in der viskosen Grenzschicht mittels Thermographie zu visualisieren und die Transfergeschwindigkeit zu bestimmen. Zuerst wird das verwendete Meßinstrument und dessen einzelne Komponenten vorgestellt und die Funktionsweise im Detail erläutert (Abschnitt 5.1). Danach erfolgt eine Beschreibung des Wind-Wellen-Kanals am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg, in dem die Labormessungen durchgeführt wurden. Anschließend wird das neue Heidelberger *AEOLOTRON* (Abschnitt 5.2) vorgestellt. In Abschnitt 5.3 werden die Feldmessungen während des 1997 *Coastal Ocean Operation Experiments* im Nordatlantik beschrieben. Abschnitt 5.4 beschäftigt sich mit einer freischwimmenden Boje, die in Kooperation mit der *Scripps Institution of Oceanography* in Kalifornien entwickelt und gebaut wurde.

### 5.1 Das Feldinstrument

Den zentralen Punkt der Meßapparatur stellt die verwendete Infrarot-Kamera Amber Radiancance dar. Diese beobachtet über einen Umlenkspiegel die Wasseroberfläche und nimmt Bildsequenzen auf. Die digitale Infrarot-Kamera liefert Bilder der Größe  $256 \times 256$  Pixel und kann mit einer Frequenz von 60 Hz ausgelesen werden. In den Strahlengang der Infrarot-Kamera kann über einen Strahlteiler eine  $\text{CO}_2$ -Laser eingekoppelt werden (aktive Thermographie, siehe Abschnitt 3.1). Die Kalibriereinheit (Abschnitt 7.1) kann in den optischen Pfad der Infrarot-Kamera gefahren werden, und ermöglicht so eine Kalibrierung (Zuordnung zwischen Temperatur und Grauwert) vor und nach jeder Messung. Die Steuerung der Kamera, des Lasers und der Kalibriereinrichtung erfolgt über einen PC, der ebenfalls die aufgenommenen Bildsequenzen auf Festplatte speichert. Eine ausführliche Beschreibung der Regelelektronik und der Bildakquisition findet sich in [HAUSSECKER 1996] und [SCHIMPF 1996]. Die einzelnen Komponenten sind auf einer glasfaserverstärkten Kunststoffplatte montiert. Um den Aufbau vor Witterungseinflüssen zu schützen, wird dieser mit einer Kunststoffhaube abgedeckt.

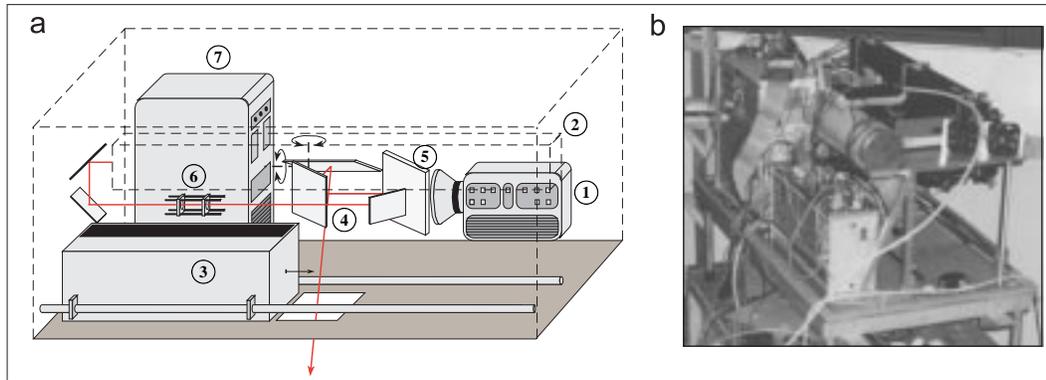


Abbildung 5.1: **(a)** Schematischer Aufbau des Meßinstruments: 1: Infrarot-Kamera, 2: CO<sub>2</sub>-Laser, 3: Kalibriereinrichtung, 4: Optik, 5: Strahlteiler, 6: Laser-Optik, 7: PC. **(b)** Foto des Meßinstruments während der Testphase im Labor.

## 5.2 Die Heidelberger Wind-Wellen-Kanäle

Der Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (Abbildung 5.2) wurde 1985 für Untersuchungen von Austauschprozessen an der wellenbewegten Wasseroberfläche gebaut. Gegenwärtig wird sein großer Bruder, das AEOLOTRON, am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg fertiggestellt. Der Windantrieb erfolgt in beiden Kanälen durch einen im Luftraum rotierenden Ring, bzw. ein rotierendes Glasfaserband, an dem Kunststoffpaddel befestigt sind. Die wichtigsten technischen Daten der beiden Kanäle lauten:

### Technische Daten der zirkularen Heidelberger Kanäle

	HD2	AEOLOTRON
Durchmesser	4.0 m	10 m
Umfang, Mitte der Rinne	11.6 m	29.2 m
Breite der Rinne	0.3 m	0.6 m
Höhe der Rinne	0.7 m	2.4 m
Max. Wassertiefe	0.25 m	1.2 m
Wasseroberfläche	3.5 m <sup>2</sup>	18.4 m <sup>2</sup>
Füllmenge	872 l	21000 l
Max. Windgeschwindigkeit	12 m/s	15 m/s

Die runde Form der Kanäle ermöglicht Messungen bei 'quasi-unendlichem' *Fetch*. Als *Fetch* wird die Strecke bezeichnet, die der Wind über das Wellenfeld streicht und Impuls in den Wasserkörper einträgt. Im Gegensatz zu linearen Kanälen kann sich so ein stationäres und homogenes Wellenfeld ausbilden. Die entstehende Rotationsbewegung des gesamten Wasserkörpers wird durch einen sich der Windrichtung entgegengesetzt bewegendem Boden

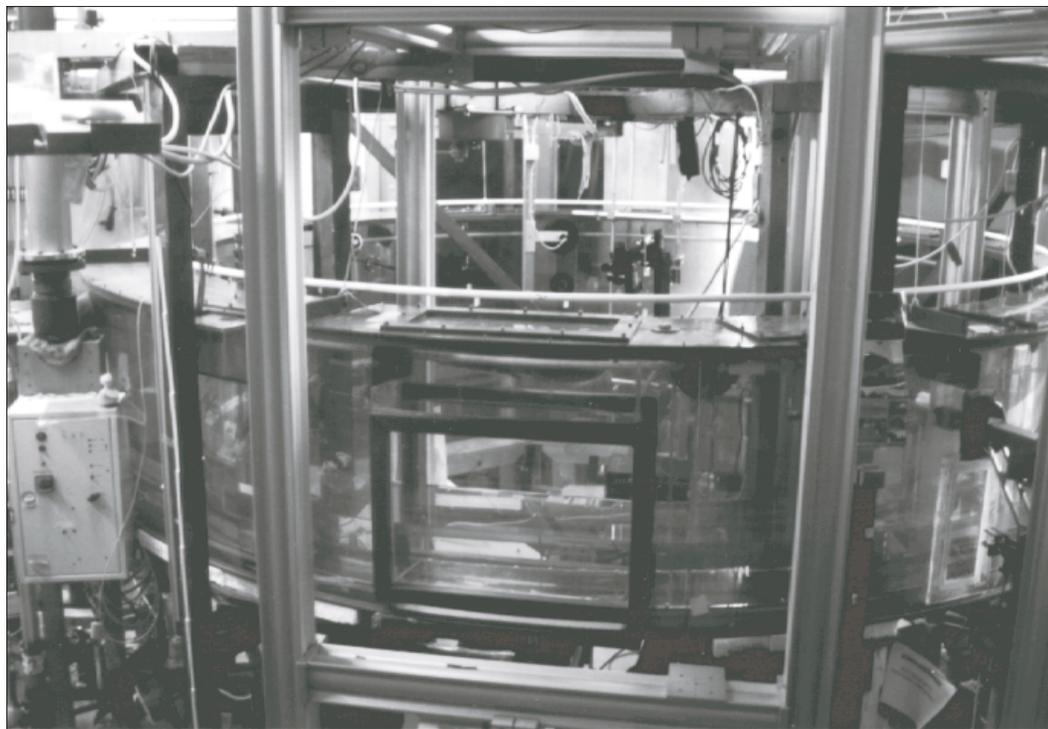


Abbildung 5.2: Foto des ringförmigen Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (HD2) am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg. Der Kanal hat einen Durchmesser von 4 m/s. Der Wind wird über einen in der Rinne umlaufenden Paddelring generiert.

kompensiert (HD2), bzw. eine durch Pumpen induzierte Gegenströmung (AEOLOTRON).

Die Rinne des Kanal (HD2) ist gasdicht und der Luftraum kann mit Hilfe einer Begasungseinheit unabhängig von der Windgeschwindigkeit gespült werden. Vier PT-100 Sensoren mit einer Genauigkeit von 0.1 Kelvin messen ständig die Wasser- und Lufttemperatur, die Windgeschwindigkeit wird mit einem Anemometer bestimmt.

Abbildung 5.3a zeigt den experimentellen Aufbau der CFT Technik am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (HD2) am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg. Die Infrarot-Kamera beobachtet die Wasseroberfläche von der Innenseite des Kanals über einen Umlenkspiegel der im Luftraum der Rinne montiert ist. Der schematische Aufbau des Kanals ist in Abbildung 5.3b illustriert. Eine ausführliche Beschreibung des Heidelberger Wind-Wellen-Kanals, sowie dessen technische Details, findet sich in [SCHMUNDT et al. 1995].

Das neue AEOLOTRON [JÄHNE et al. 1999] wurde für Messungen mit thermographischen Verfahren optimiert. Die 60 cm breite Rinne ist mit einer 6 cm dicken Styrodürschicht isoliert um den Wärmeverlust so gering wie möglich zu halten. Eine Klimaanlage mit einer

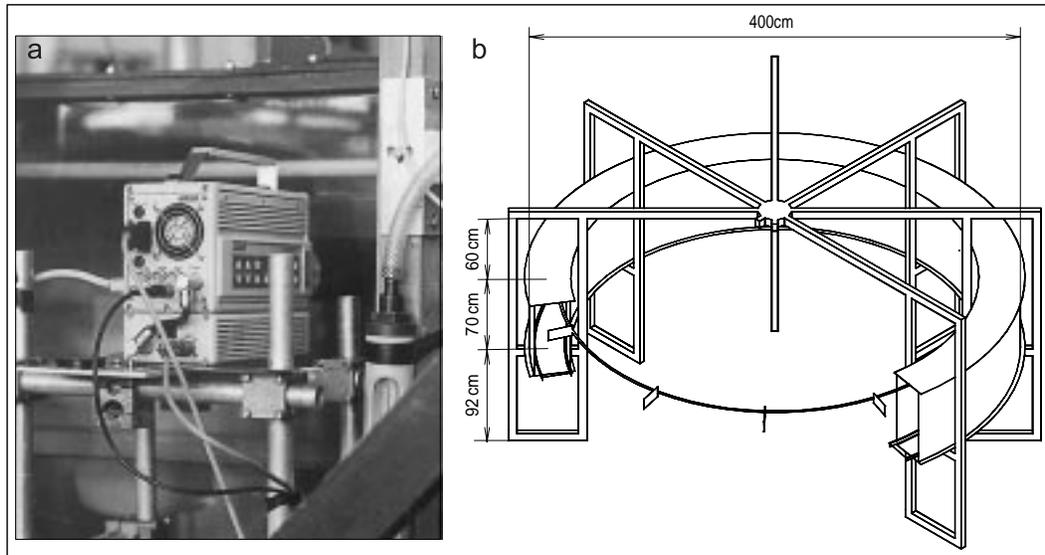


Abbildung 5.3: (a) Experimenteller Aufbau am Wind-Wellen-Kanal. Die Infrarotkamera beobachtet die Wasseroberfläche von der Innenseite des Kanals über einen Umlenkspiegel der im Luftraum der Rinne montiert ist. (b) Schematische Aufbau und Dimensionen des Kanals.

Leistung von 40 KW kontrolliert unabhängig voneinander die Luftfeuchtigkeit und Lufttemperatur in dem Kanal. Das Wasser kann bis zu  $40^{\circ}\text{C}$  geheizt oder auf  $5^{\circ}\text{C}$  gekühlt werden. Mit dem installierten Klimasystem lassen sich so Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche bis zu  $1000\text{ W/m}^2$  erreichen. Die Spülrate des gasdichten Luftraumes leistet einen Durchsatz von maximal  $1000\text{ m}^3/\text{h}$  und erreicht eine Verdunstungskühlung von  $500\text{ W/m}^2$ . Die Wasserreservoirs im Keller des Gebäudes sind so dimensioniert, daß das AEOLOTRON wahlweise mit deionisiertem Wasser oder mit Salzwasser gefüllt werden.

### 5.3 CoOP Cruise im Nordatlantik

Die Forschungsfahrt im Juli 1997 war Bestandteil des *Costal Ocean Processes* Experiment der National Science Foundation (NSF, USA). Der Schwerpunkt dieser Forschungsfahrt im Nordatlantik von *Woods Hole, MA* zu den *Bermuda* Inseln war die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre im Hinblick des Einflusses unterschiedlicher meteorologischer Parameter auf Gasaustausch, Windwellen, Turbulenz und Oberflächenfilme [BOCK et al. 1995].

Dazu haben Arbeitsgruppen der *Woods Hole Oceanographic Institution* (WHOI), *University of Rhode Island* (URI), *Scripps Institution of Oceanography* (SIO), und der *Heidelberger* Universität feldgängige Meßinstrumente entwickelt, welche die Gastransferrate auf Zeitskalen messen, die viel kürzer sind als die von konventionellen Massenbilanzmethoden



Abbildung 5.4: Das verwendete Meßinstrument, montiert am Bug des Forschungsschiffes *RV Oceanus* während der vierwöchigen Forschungsfahrt im Nordatlantik, Juli 1997.

(vgl. Kapitel 2.1). Die Meßinstrumente wurde so kombiniert, daß eine gleichzeitige Messung der Gasaustauschrate und der regulierenden Parameter, wie z.B. kurze Windwellen, Oberflächenrauigkeit, oberflächennahe Turbulenz und chemische Anreicherung der Wasseroberfläche, möglich ist [BOCK et al. 1995].

Das in Abschnitt 5.1 beschriebene Meßinstrument kam erstmalig 1995 während einer Forschungsfahrt (*Marine Boundary Layer West Coast Experiment*) zum Einsatz, und in modifizierter Form auf dem Forschungsschiff *RV Oceanus* während Forschungsfahrt im Juli 1997. Abbildung 5.4 zeigt, wie das Meßinstrument am Bug des Forschungsschiffes montiert ist.

Zusätzlich kam während dieser Forschungsfahrt erstmals die in Zusammenarbeit mit dem *Scripps Institution of Oceanography* entwickelte freischwimmende Boje (Abschnitt 5.4) unter rauen Ozeanbedingungen zum Einsatz.

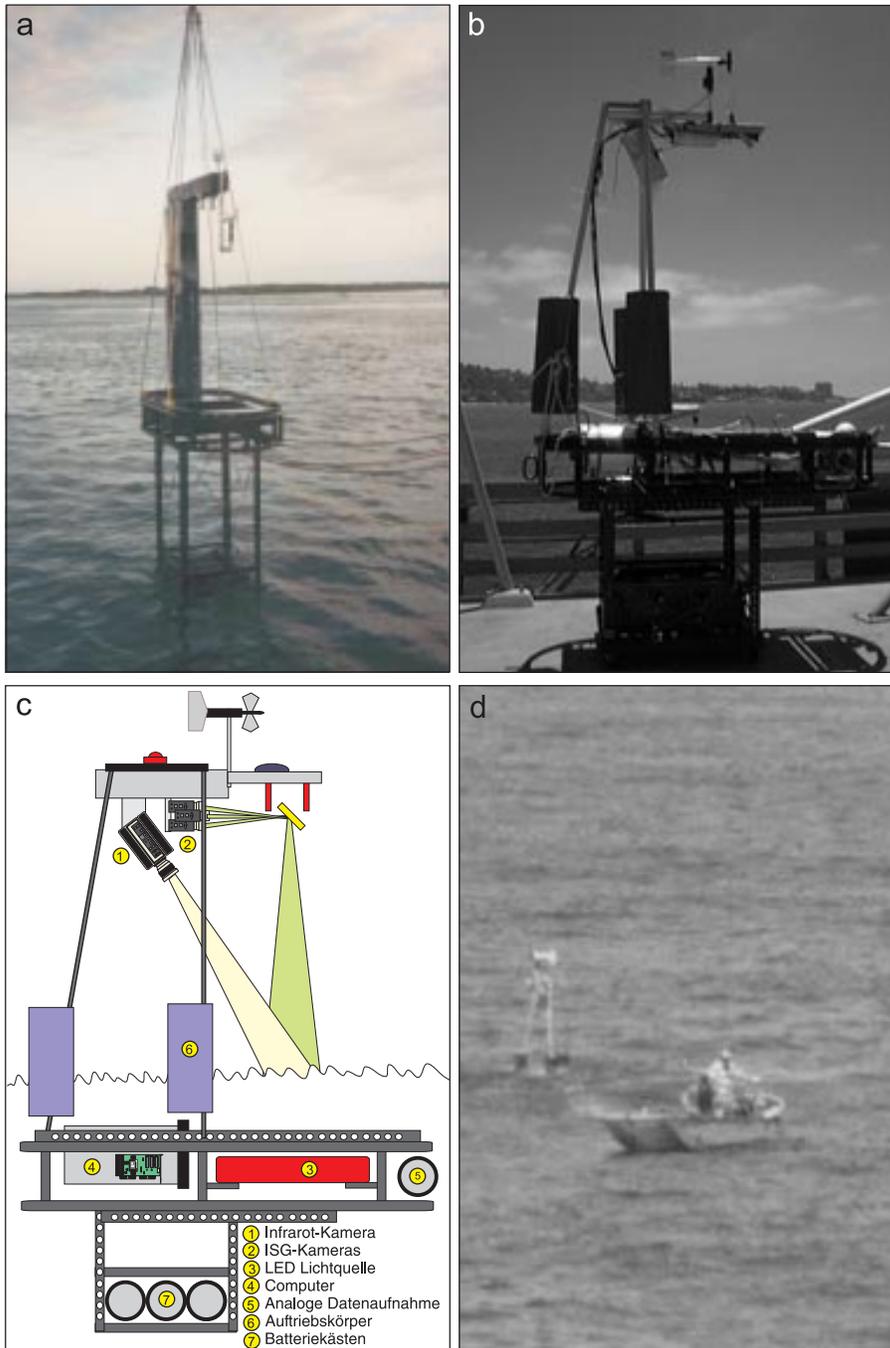


Abbildung 5.5: **(a)** Freischwimmende Boje während der *CoOP* '97 Forschungsfahrt im Nordatlantik. **(b)** Modifizierte Version der Boje auf dem Pier der *Scripps Institution of Oceanography*, Juli 1999. **(c)** Schematischer Aufbau der Boje und deren Meßprinzip. **(d)** Nach dem Aussetzen am *Scripps Pier* wird die Boje mit einem Boot auf die offene See geschleppt.

## 5.4 Die Boje

Um einen Einblick in die Transportvorgänge an der Wasseroberfläche zu erhalten erscheint es notwendig, relevante Prozesse wie die Dynamik kurzer Windwellen, das Geschwindigkeitsfeld an der Wasseroberfläche, sowie die oberflächennahe Mikroturbulenz gleichzeitig zu untersuchen. Die meisten Erkenntnisse über diese Prozesse wurden größtenteils aus Labormessungen gewonnen. Mittlerweile ist es auch im Feld möglich, Experimente mit hochempfindlichen und komplizierten Apparaturen, wie sie im Labor verwendet werden, durchzuführen. In absehbarer Zeit wird es möglich sein, grundlegende Mechanismen wie z.B. die nicht lineare Wellen-Wellen-Wechselwirkung, oder die Wechselwirkung zwischen Wellen und dem Impulsübertrag vom Wind in das Wellenfeld direkt im Feld zu erforschen.

In Zusammenarbeit mit dem *Scripps Institution of Oceanography* wurde in den Jahren 1996-99 eine freischwimmende Boje konstruiert, gebaut und getestet. Die Boje trägt eine *imaging slope gauge* (vgl. Abschnitt 2.1) und eine Infrarot-Kamera für simultane Messungen der Wellenneigung, der Gasaustauschrate und der oberflächennahen Turbulenz an der gleichen Stelle auf der Wasseroberfläche.

Ursprünglich sollte die Boje während CoOP-Forschungsfahrt 1997 erstmals im Feld eingesetzt werden. Durch den Ausfall mehrerer Computer, der Komplexität des experimentellen Aufbaus der Boje und den rauen Bedingungen auf dem Ozean, konnten jedoch keine Daten erhalten werden. Aufgrund der gemachten Erfahrungen wurde das System komplett umgestaltet und im August 1998 im Wind-Wellen-Kanal des *Scripps Hydraulics Facility* getestet. Die Ergebnisse zeigten, daß es mit dem neuen System möglich ist, synchronisierte Bildsequenzen der Oberflächentemperatur und der Wellenneigung mit einer Dauer von vier Sekunden bei einer Bildwiederholrate von 120 Hz zu erhalten.

Um das neue System in den existierenden Rahmen einzubauen, mußten neue Unterwassertergehäuse für die Computer und die analoge Datenaufnahme gebaut und die obere Struktur der Boje komplett neu gestaltet werden. Anstelle einer einzelnen Röhre besteht die obere Struktur der Boje jetzt aus einem Dreibein aus Aluminium (Abbildung 5.5b). Die Infrarot- sowie ISG-Kameras sind auf einer optischen Bank montiert, die am oberen Ende des Dreibeins montiert ist (vgl. Abbildung 5.5c).

Durch den Umbau ist die Boje bezüglich des Aussetzens am Pier, sowie den anfallenden Service-Arbeiten wesentlich leichter zu handhaben als vorher. Die strukturellen Modifikationen an der Boje wurde im Frühjahr/Sommer 1999 abgeschlossen. Daraufhin wurde im *deep tank* des Scripps Hydraulics Facility die Größen-, Neigungs-, und Temperatur-Kalibrierung durchgeführt. Die Bildgröße der *imaging slope gauge* beträgt 29 cm×27 cm, die Infrarot-Bilder haben eine Größe von 40 cm×40 cm.

Abbildung 5.5 zeigt die freischwimmende Boje während der *CoOP '97* Forschungsfahrt im Nordatlantik (a), die modifizierte Version der Boje auf dem Pier der *Scripps Institution of*

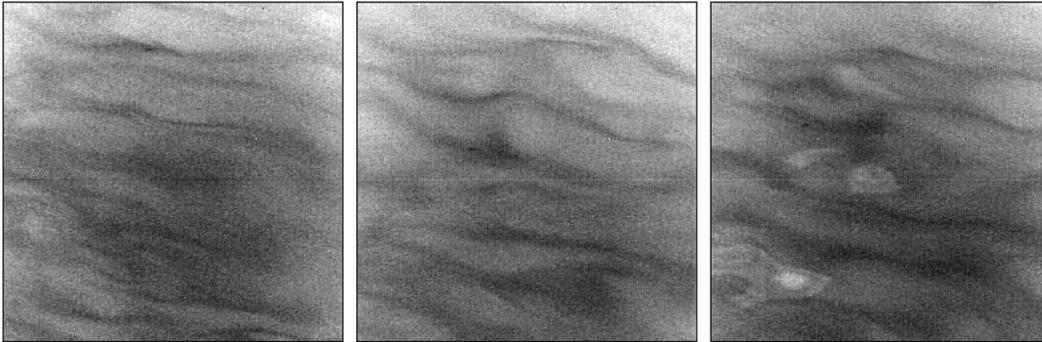


Abbildung 5.6: Bilder der Infrarot-Kamera aufgenommen im zwei Sekunden Intervall während dem Aussetzen der Boje am *Scripps Pier* am 11. Juli 1999. Die unkalibrierten Bilder zeigen die Temperaturverteilung der Wasseroberfläche auf einem Ausschnitt von  $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ . Der Wind bläst von links nach rechts mit einer Geschwindigkeit von etwa  $2\text{ m/s}$ .

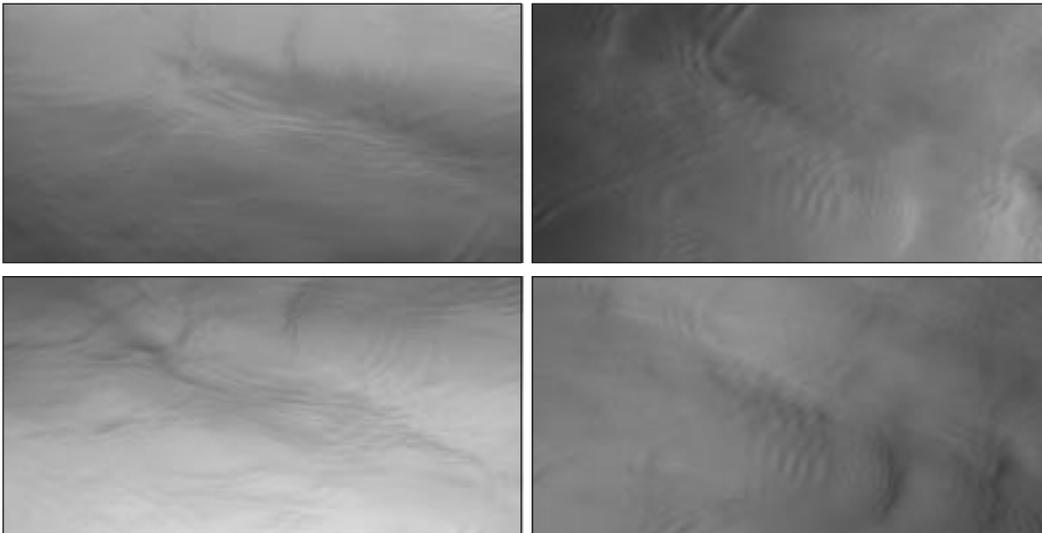


Abbildung 5.7: Bilder der *imaging slope gauge* während dem Aussetzen der Boje am *Scripps Pier* am 21. Juni 1999. Der Wind bläst von links nach rechts mit einer Geschwindigkeit von etwa  $4\text{ m/s}$ . Bildgröße:  $29\text{ cm}$  in Windrichtung,  $27\text{ cm}$  quer zur Windrichtung. Die Bilder auf der linken Seite entsprechen der Neigungskomponente der Oberfläche in Windrichtung, die auf der rechten der Neigungskomponente quer zur Windrichtung.

*Oceanography* am 11. Juli 1999, den schematischen Aufbau der Boje und deren Meßprinzip (c), und (d) wie die Boje nach dem Aussetzen auf die offene See geschleppt wird.

Die Synchronisationssignale für die Bildaufnahme der Infrarot-Kamera und der vier CCD-Kameras, sowie die Steuersignale für die Unterwasserlichtquelle werden von einem *FPGA* (field programable gate array) auf einem Framegrabber<sup>1</sup> generiert. So kann gewährleistet werden, daß die Bildaufnahme der beiden Systeme absolut synchron ist. Zur Kommunikation sind die beiden für die Datenakquisition verantwortlichen Computer mit einem Funkmodem ausgerüstet, daß eine Reichweite von 5-10 km hat. Die Position der Boje wird ständig mit einem *GPS* (general positioning system) aufgezeichnet. Die Batterien gewährleisten einen Betrieb der Boje von bis zu sechs Stunden. Danach müssen die Batterien aufgeladen und die Daten von den Festplatten gesichert werden.

Seither wurde die Boje erfolgreich vom *Scripps Pier* ausgesetzt und bei verschiedenen meteorologischen Bedingungen konnten mit der Infrarot-Kamera Bilder der Temperaturverteilung der Wasseroberfläche (Abbildung 5.6) und Bilder der beiden Neigungskomponenten der Oberfläche (Abbildung 5.7) mit dem ISG-System aufgenommen werden. Nach den zahlreichen Modifikationen steht mit der freischwimmenden Boje ein Meßinstrument zur Verfügung, daß eine systematische Untersuchung von Gasaustauschprozessen und der räumlichen sowie zeitlichen Eigenschaften von kurzen Windwellen in Verbindung mit dem Geschwindigkeitsfeld und der Mikroturbulenz an der Wasseroberfläche ermöglicht [SCHIMPF et al. 1998b].

---

<sup>1</sup>HPCI 32, Hyperspeed Inc., San Diego



# Kapitel 6

## Bildfolgenanalyse

In diesem Kapitel werden die Methoden der Bildfolgenanalyse erläutert, die auf die Infrarot-Aufnahmen der Wasseroberfläche angewendet wurden. Die Analyse und Verarbeitung gliedert sich im wesentlichen in zwei Hauptbestandteile: Zuerst werden die Transferraten für Wärme aus den Bildfolgen bestimmt und daraus Gasaustauschraten berechnet. Danach werden die mikroskaligen Temperaturfluktuationen auf der Wasseroberfläche hinsichtlich der auftretenden Skalen und derer räumlichen Orientierung untersucht. Das Ablaufdiagramm in Abbildung 6.1 stellt die einzelnen Verarbeitungsschritte schematisch dar.

Bevor eine Analyse des Bildmaterials stattfinden kann, muß eine Temperaturkalibrierung (Abschnitt 7.1) durchgeführt werden, um eine Relation zwischen Grauwert und Temperatur zu erhalten. Aus den kalibrierten Bildsequenzen werden dann die statistischen Parameter, wie z.B. Mittelwert und Varianz berechnet. Das gemessene Histogramm wird mit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche gefittet und der Temperaturgradient über die Grenzschicht bestimmt (Abschnitt 6.1).

In Abschnitt 6.2 wird erklärt mit welchen Methoden der digitalen Bildverarbeitung die Strukturen der mikroskaligen Temperaturfluktuationen in den Bildsequenzen der Wasseroberfläche analysiert werden. Die Temperaturmuster werden einer Skalenraumanalyse unterzogen (Abschnitt 6.2.1) und deren Häufigkeitsverteilung untersucht. Danach wird auf den unterschiedlichen Auflösungsstufen die lokale Orientierung (Abschnitt 6.2.2) der Temperaturfluktuationen bestimmt.

### 6.1 Berechnung der Transferraten

Die Bilder einer Sequenz werden bezüglich der Temperatur kalibriert und daraus ein mittleres Histogramm berechnet. Die so berechneten Häufigkeitsverteilungen der Wasseroberflächentemperatur werden mit der theoretischen Temperaturverteilung 4.5 gefittet. Als Parameter des Fits ergibt sich unmittelbar die Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$  (vgl. Abschnitt 4.3).

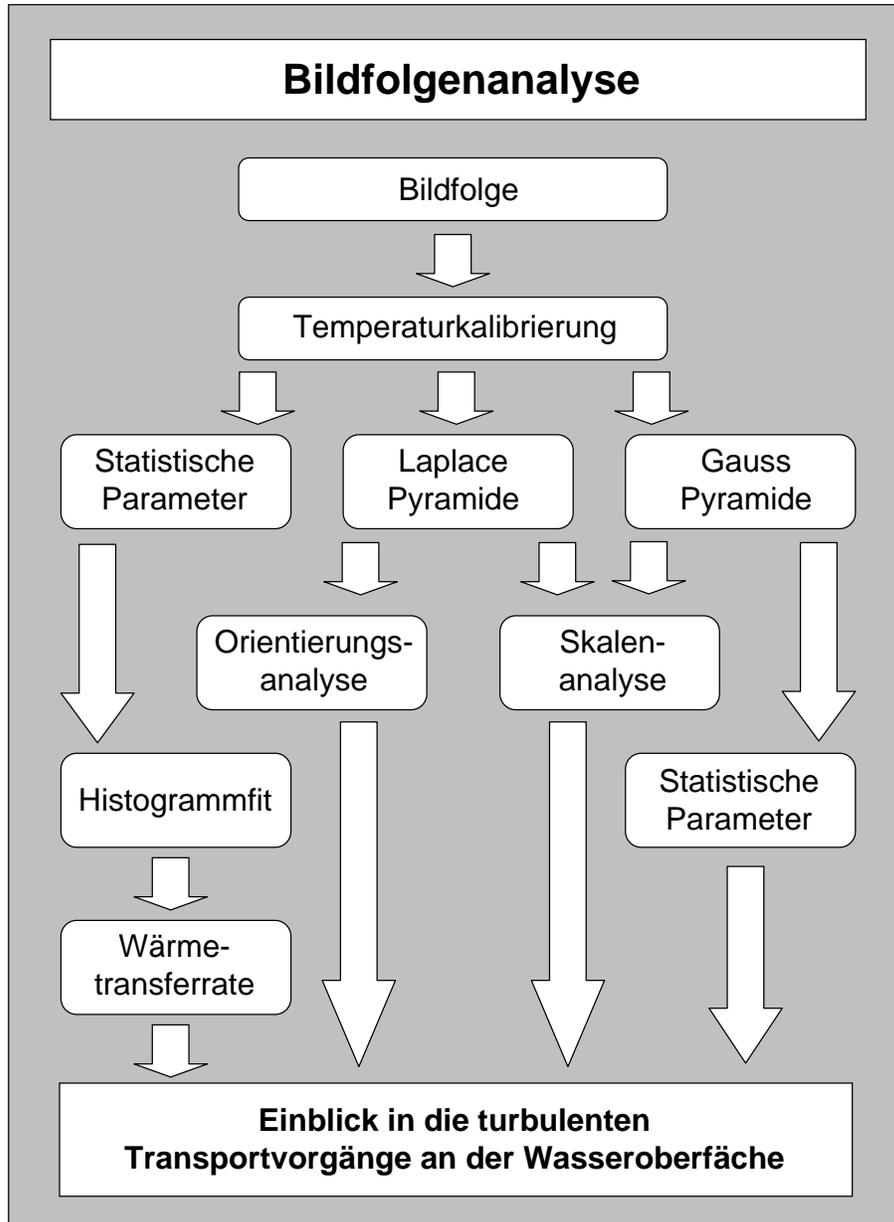


Abbildung 6.1: Ablaufdiagramm der Bildfolgenanalyse. Die einzelnen Verarbeitungsschritte sind schematisch aufgeführt.

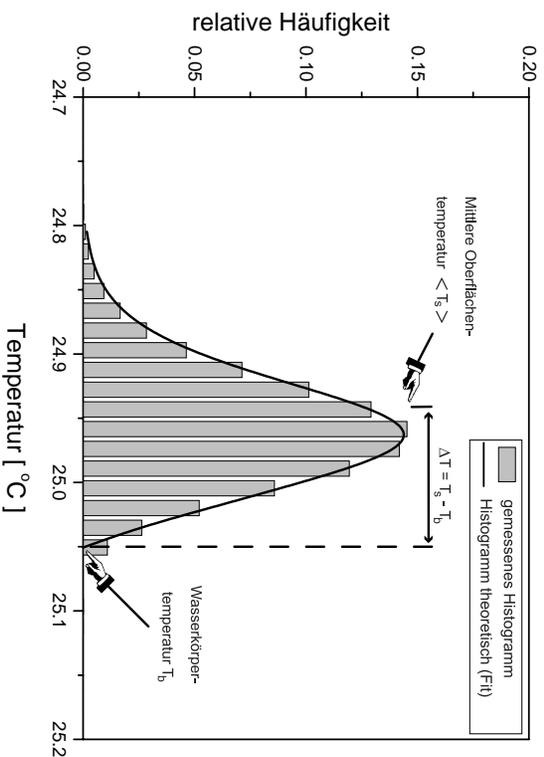


Abbildung 6.2: Berechnung des Temperaturgradienten über die Grenzschicht. Zuerst wird das Histogramm mit der theoretischen Temperaturverteilung geöffnet. Aus der Differenz zwischen mittlerer Temperatur der Oberflächen und des Wasserkörpers ergibt sich der Temperaturgradient über die thermische Grenzschicht.

Anschaulich gesehen ergibt sich die Temperatur des Wasserkörpers aus dem Schnittpunkt der theoretischen Verteilung mit der x-Achse (Abbildung 6.2). Daraus ist ersichtlich, daß die Wahrscheinlichkeit, die Temperatur des Wasserkörper in den Infrarot-Bildern zu beobachten, gleich Null ist. Den Erwartungswert für die Temperatur an der Wasseroberfläche  $\langle T_s \rangle$  ergibt sich aus der gemessenen Häufigkeitsverteilung  $h_f(T_s)$  zu:

$$\langle T_s \rangle = \sum_{f=1}^n h_f T_f / \sum_{f=1}^n h_f, \quad (6.1)$$

wobei  $h_f$  die Häufigkeiten der gemessenen Temperaturen  $T_f$  darstellen. Der Temperaturgradient  $\Delta T$  über die Grenzschicht ergibt sich aus der Differenz der gemittelten Temperatur der Wasseroberfläche  $\langle T_s \rangle$  und der Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$ . Eingesetzt in Gleichung 3.4 ergibt sich die Transferrate  $k_h$  für Wärme:

$$k_h = \frac{j_h}{\rho c_v \left[ \sum_{f=1}^n h_f T_f / \sum_{f=1}^n h_f \right] - T_b}, \quad (6.2)$$

und die Transferrate  $k_g$  eines beliebigen Tracer nach Gleichung 3.5. Für  $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ \text{C}$  ergibt sich im speziellen:

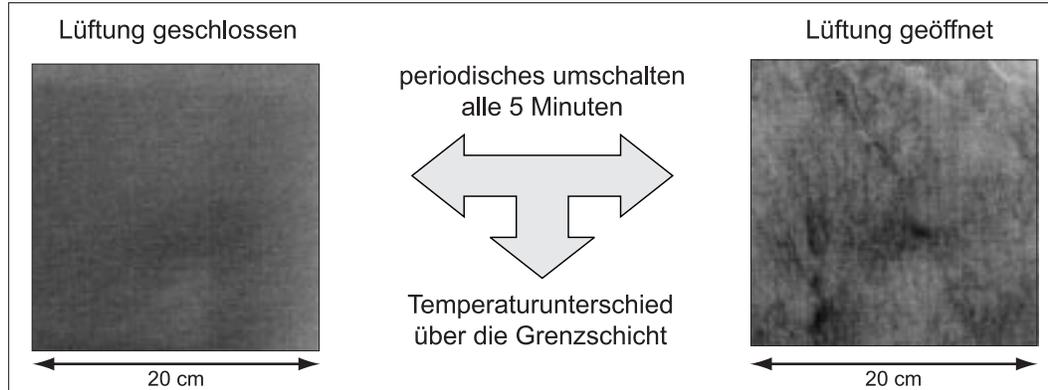


Abbildung 6.3: Bestimmung des Temperaturgradienten über die Grenzschicht im Wind-Wellen-Kanal: Durch periodisches Öffnen und Schließen der Lüftung wird der Wärmefluß an der Wasseroberfläche und somit der Temperaturgradient über die Grenzschicht kontrolliert.

$$k_{\text{CO}_2} = \frac{j_h}{\rho c_v \left[ \left( \frac{\sum_{f=1}^n h_f T_f}{\sum_{f=1}^n h_f} \right) - T_b \right]} \left( \frac{7}{600} \right)^n, \quad (6.3)$$

wobei die Schmidtzahlen  $Sc=600$  ( $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ \text{C}$ ) und  $Sc=7$  (Wärme bei  $20^\circ \text{C}$ ) betragen und der Schmidtzahl Exponent  $n$  abhängig von der wasserseitigen Schubspannungsgeschwindigkeit  $n = \frac{1}{2}$ , bzw.  $n = \frac{1}{3}$  beträgt (vgl. Abschnitt 2.1).

Mit Hilfe von Gleichung 6.3 sind die in Abschnitt 7.3.2 vorgestellten Transferraten auf dem Ozean bestimmt und mit herkömmlichen Massenbilanzmethoden verglichen worden. Im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal wurde durch periodisches Öffnen und Schließen des Lüftungssystems der Wärmefluß an der Wasseroberfläche kontrolliert (vgl. Abbildung 6.3) und mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen Verfahren der Temperaturgradient über die Grenzschicht bestimmt.

Zusätzlich wurde der Temperaturgradient wie bei den Felddaten nach Gleichung 6.3 bestimmt. So kann das Verfahren zur Bestimmung des Temperaturgradienten im Feld durch den Fit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche an die gemessenen Histogramme verifiziert und die beiden Methoden miteinander verglichen werden (Abschnitt 7.2.2).

## 6.2 Analyse der Temperaturmuster

Regionen auf der Wasseroberfläche, in denen keine Kapillarwellen vorhanden sind, werden als *slicks* bezeichnet. Wenn diese in Linien parallel zu der Windrichtung orientiert sind, spricht man von sogenannten *wind-slicks*. [LANGMUIR 1938] beobachtete als erster Zirkulationen im Wasser die Wind-Slicks erzeugen, und schloß daraus, daß zusätzlich zu Turbulenz '...a series of alternating right and left helical vorticities in the water having horizontal axes parallel to the wind' vorhanden sind. Diese Phänomen wird als *Langmuir-Zirkulation* bezeichnet. Zusätzlich zu der Turbulenz, muß also ein modifizierender Faktor vorhanden sein, der die Transportvorgänge beeinflusst. Die Studien von [MCLEISH 1968] führen Instabilitäten in der Scherströmung, sowie die Coriolis-Kraft als mögliche Faktoren an.

[HARRIS und WOODBRIDGE 1964] benutzten einen Infrarot Linien-Scanner und beobachteten *Langmuir-Zirkulation* ebenfalls im Infraroten. Die Bilder der Wasseroberfläche hatten eine Größe von 400 auf 750 m, und die Größenordnung der beobachteten Abstände der einzelnen Linien lag zwischen 2 und 25 m, die Länge der Parzellen betrug bis zu mehreren hundert Meter. Obwohl die parallelen Linien dominant waren, formten die Linien ein Netzwerk mit unterschiedlichen Abständen, Richtungen und häufigen Überschneidungen.

In dieser Arbeit sollen die Methoden der digitalen Bildverarbeitung einen Einblick in die turbulenten Transportmechanismen in der Luft-Wasser Phasengrenze geben und die Formation der Temperaturmuster quantitativ analysieren. Dazu werden die mikroskaligen Temperaturfluktuationen an der Wasseroberfläche einer Skalenanalyse unterzogen, bei der die Größen- und Richtungsverteilung der auftretenden Muster statistisch untersucht wird. In der Bildverarbeitung wird die Strukturierung des Grauwertes eines Bildes als Textur (Muster) bezeichnet. Texturen können durch eine Reihe von Parametern beschrieben werden. Die wichtigsten Texturmerkmale stellen der Skalenparameter (auf welchen Skalen ist eine Textur vorhanden und wie ausgeprägt ist diese) und die Orientierung (Richtung) der Textur dar.

### 6.2.1 Skalenanalyse

Um eine Skalenanalyse der Temperaturfluktuationen durchzuführen, werden die Bilder in eine *Mehrgitterdarstellung* im Ortsraum transformiert. Die Darstellung feiner Strukturen erfordert eine hohe räumliche Auflösung, während für grobe Strukturen eine niedrigere Auflösung ausreicht. Diese Überlegungen führen zu einer Datenstruktur in der die Bilddaten auf unterschiedlichen Skalen dargestellt werden, den sogenannten *Pyramiden*. Diese Datenstruktur ermöglicht die Analyse von periodischen bzw. quasi-periodischen Strukturen und erhält dabei im Gegensatz zur Fouriertransformation die räumliche Auflösung.

Für den Aufbau einer Pyramide wird die Bildgröße reduziert, indem jedes zweite Pixel und jede zweite Zeile aus dem Bild entfernt wird. Bei dieser Unterabtastung muß das *Abtasttheorem* erfüllt werden, um ein sogenanntes *Aliasing* zu vermeiden [JÄHNE 1991]. Dazu

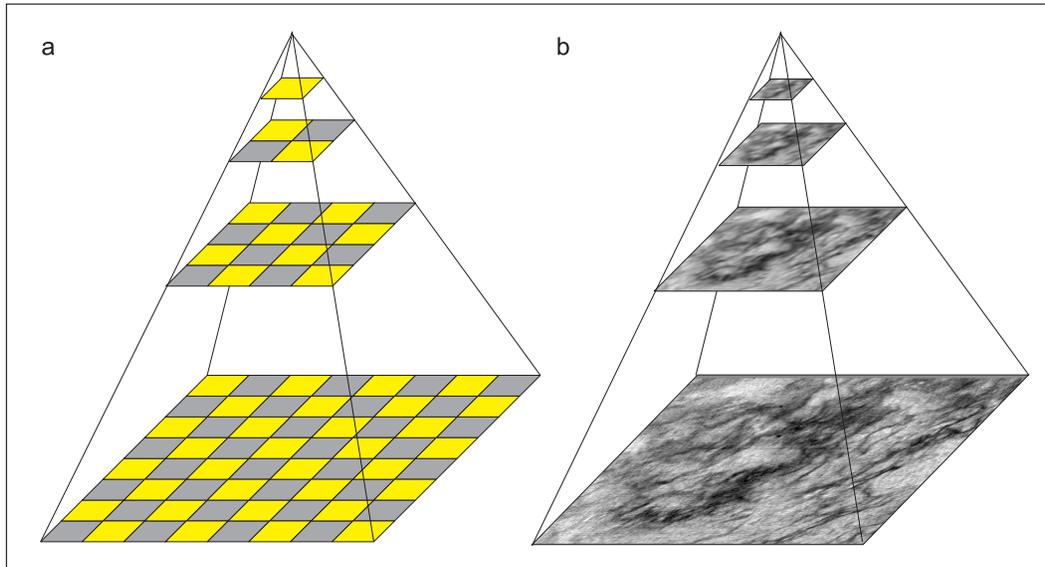


Abbildung 6.4: **(a)** Schematische Repräsentation der Gausspyramide: durch Unterabtastung einer Ebene entsteht die nächst höhere Ebene. **(b)** Anwendung der Transformation auf ein Infrarot-Bild der Wasseroberfläche.

wird das Bild mit einem entsprechenden Filter geglättet um zu gewährleisten, daß alle Frequenzen oberhalb der halben Maximalwellenzahl völlig unterdrückt werden. Danach kann die Reduzierung des Bildes auf die halbe Auflösung durchgeführt werden. Wird das Glätten und Reduzieren iterativ wiederholt, entsteht die sogenannte *Gausspyramide* (Abbildung 6.4).

Wird mit  $G^{(i)}$  die  $i$ -te Ebene der Pyramide, mit  $\mathcal{B}$  das Glättungsfilter und mit  $\mathcal{R}$  der Reduktionsoperator, der die Auflösung halbiert, bezeichnet, ergibt sich folgender Formalismus um von der  $i$ -ten zur  $i + 1$ -ten Stufe der Pyramide zu gelangen:

$$G^{(i+1)} = (\mathcal{R}\mathcal{B})^{(i)} G^{(i)} \quad (6.4)$$

Von Ebene zu Ebene nimmt die Bildgröße und entsprechend die Auflösung um einen Faktor zwei ab. Die Gausspyramide stellt eine Serie von Tiefpaß gefilterten Bilder dar, so daß von Ebene zu Ebene nur die immer größer werdenden Strukturen im Bild vorhanden bleiben.

Aus der Gausspyramide kann eine Bandpaßzerlegung des Bildes, die *Laplacepyramide* (Abbildung 6.5) konstruiert werden, indem die nächst höhere Stufe der Gausspyramide von der darunterliegenden Stufe subtrahiert wird. Die  $i$ -te Stufe der Laplacepyramide ergibt sich aus:

$$L^{(i)} = (I - \mathcal{B}^{(i)})G^{(i)}. \quad (6.5)$$

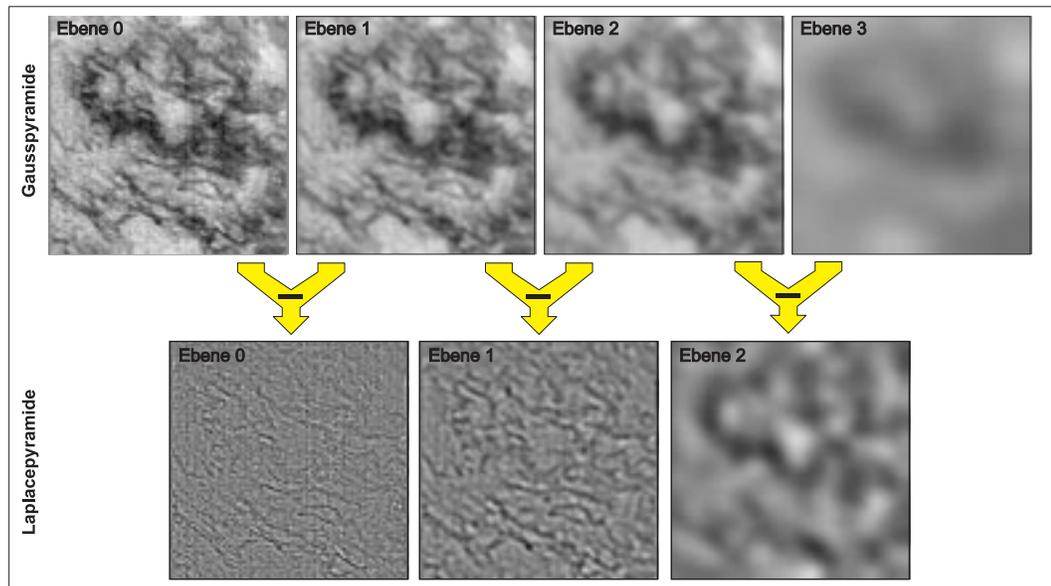


Abbildung 6.5: Konstruktion der Laplacepyramide (untere Reihe) aus der Gausspyramide (obere Reihe). Durch Expansion der nächst höheren Stufe der Gausspyramide und Subtraktion von der darunter liegenden Stufe entsteht die Laplacepyramide.

Dieser Formalismus führt zu einer logarithmischen Bandpaßzerlegung des Bildes. Durch die Subtraktion bleiben nur die Frequenzen (Skalen) in einer Ebene, die durch die Glättung bei der Berechnung der nächst höheren Ebene der Gausspyramide entfernt worden sind. Die Laplacepyramide stellt so ein effizientes Schema für die Bandpaßzerlegung eines Bildes dar [JÄHNE 1997b].

Zur effektiven Berechnung der Pyramidenstruktur schlägt [HAUSSECKER 1993] das Prinzip der *kaskadierenden* Binominaloperatoren vor:

$$\mathcal{B}^{casc} = \mathcal{B}^2 \mathcal{R} \mathcal{B}^4. \quad (6.6)$$

Das Originalbild wird mit dem Binominalfilter  $\mathcal{B}^4$  geglättet, anschließend auf die halbe Auflösung reduziert, und noch einmal mit  $\mathcal{B}^2$  gefiltert. Das Filter  $\mathcal{B}^2$  und seine Transferfunktion ist gegeben durch:

$$\frac{1}{4}[1, 2, 1] \iff \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\pi \tilde{k}), \quad (6.7)$$

und  $\mathcal{B}^4$ , sowie seine Transferfunktion ist definiert durch:

$$\frac{1}{16}[1, 4, 6, 4, 1] \iff \frac{3}{18} + \frac{1}{2} \cos(\pi \tilde{k}) + \frac{1}{8} \cos(2\pi \tilde{k}). \quad (6.8)$$

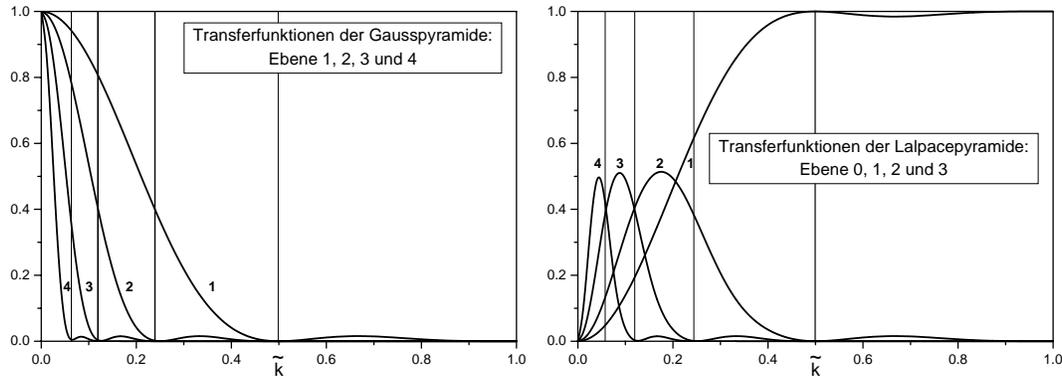


Abbildung 6.6: Transferfunktion des kaskadierenden Glättungsfilters  $\mathcal{B}^{casc}$  auf den verschiedenen Auflösungsstufen der Gauss- und Laplacepyramide.

Das kaskadierende Filter  $\mathcal{B}^{casc}$  ergibt sich damit zu:

$$\frac{1}{16}[1, 4, 6, 4, 1] * \frac{1}{4}[1, 0, 2, 0, 1] \quad (6.9)$$

Die Transferfunktion (Fouriertransformierte des Filters) von  $\mathcal{B}^{casc}$ , welche das Verhalten des Filters im Fourierraum beschreibt, ist in Abbildung 6.6 für die verschiedenen Ebenen der Gauss- und Laplacepyramide dargestellt.

Das Konzept der Pyramiden ist ein geeignetes Werkzeug für die Analyse der mikroskaligen Temperaturfluktuationen auf der Wasseroberfläche, da nur wenige Ebenen der Pyramiden notwendig sind um einen großen Bereich von Wellenzahlen, respektive Strukturgrößen, aufzuspinnen und erlauben so eine detaillierte Untersuchung der vorhandenen Skalen.

### 6.2.2 Orientierungsanalyse

Wenn eine gerichtete Textur vorliegt, ist deren Orientierung ein wesentliches Merkmal. Bei einem irregulären Muster mit Komponenten in verschiedene Richtungen ist eine solche Orientierung nicht vorhanden. In der Bildverarbeitung führt das zu dem Begriff der *lokalen Orientierung* [BIGÜN und GRANLUND 1987] zur Beschreibung der Richtung einer kleinen Bildumgebung und stellt so einen ersten Schritt zur tiefgehenden Beschreibung der Bildinformation dar.

Die lokale Orientierung wird durch einen 2-dimensionalen Vektor beschrieben, wobei die erste Komponente die Richtung, die zweite die Ausprägtheit der Orientierung angibt. Zur Berechnung der gewünschten Information bietet sich auf den ersten Blick der Gradientenoperator an. Dieser ist allerdings wenig geeignet, da dieser auch bei zufällig verteilter Orientierung ein definiertes Ergebnis liefert. Die Orientierung eines Musters ist nur im Bereich

von  $180^\circ$  definiert, der Gradient liefert jedoch einen Winkelbereich von  $360^\circ$ .

Das hier bei der Berechnung der lokalen Orientierung verwendete Verfahren geht von Überlegungen im Fourierraum aus [BIGÜN und GRANLUND 1987]. Eine ideal orientierte Struktur im Ortsraum ergibt eine  $\delta$ -Linie im Fourierraum in Richtung der Orientierung. Durch Transformation einer lokalen Bildumgebung in den Fourierraum wird die spektrale Energieverteilung bestimmt. Die Bestimmung der Regressionsgeraden durch die spektrale Verteilung ergibt nicht nur die lokale Orientierung, sondern auch deren Fehler. Folgendes Integral ist zu minimieren [JÄHNE 1991]:

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} d^2k d^2(\vec{k}, \vec{k}_0) |\hat{g}(\vec{k})|^2 \longrightarrow \textit{Minimum}. \quad (6.10)$$

Dabei ist  $\vec{k}_0$  der Einheitsvektor in Richtung der optimalen Linie. Die einzelnen Punkte werden mit der spektralen Dichte gewichtet. Wird das Bildspektrum  $\hat{g}(\vec{k})$  als Dichteverteilung  $\rho$  eines Körpers betrachtet, ergibt das Integral 6.10 das Trägheitsmoment dieses Körpers bei Drehung um eine Achse  $\vec{k}_0$  durch den Ursprung des Koordinatensystems. Die Lösung des Minimalproblems läuft auf eine Eigenwertanalyse hinaus: die gesuchte Richtung ist die des Eigenvektors mit dem kleinsten Eigenwert. Eine ausführliche Beschreibung der Berechnung des Verfahrens im Ortsraum, das sogenannte *Struktur-Tensor* Verfahren findet sich in [JÄHNE 1997b]. Der Orientierungswinkel ergibt sich in Operatorschreibweise zu [JÄHNE 1999a]:

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan \frac{2\mathcal{B}(\mathcal{D}_1 \bullet \mathcal{D}_2)}{\mathcal{B}(\mathcal{D}_2 \bullet \mathcal{D}_2 - \mathcal{D}_1 \bullet \mathcal{D}_1)}. \quad (6.11)$$

Der Bereich in dem Bild, über den lokal gemittelt wird, bestimmt die räumliche Auflösung und ist durch die Größe der binomiale Glättungsmaske  $\mathcal{B}$  gegeben.  $\mathcal{D}_1$  und  $\mathcal{D}_2$  sind die diskreten Ableitungsoperatoren in x- und y-Richtung. Der Gradient wird mit den optimierten Sobeloperatoren  $\mathcal{S}_x$  und  $\mathcal{S}_y$  [SCHARR 1996] berechnet:

$$\mathcal{S}_x = \frac{1}{32} \begin{bmatrix} 3 & 0 & -3 \\ 10 & 0 & -10 \\ 3 & 0 & -3 \end{bmatrix} \text{ und } \mathcal{S}_y = \frac{1}{32} \begin{bmatrix} 3 & 10 & 3 \\ 0 & 0 & 0 \\ -3 & -10 & -3 \end{bmatrix}. \quad (6.12)$$

Der Winkelfehler des optimierten Filters beträgt unter  $1^\circ$ , im Vergleich zu dem klassischen Sobeloperator, der mit einem Fehler von immerhin  $5^\circ$  behaftet ist [JÄHNE 1997a].

Abbildung 6.7 illustriert das Vorgehen bei der Orientierungsanalyse. Die Richtung der Strukturen in einem Bild (a) soll bestimmt werden. Der Betrag des Gradienten, berechnet mit den optimierten Sobeloperatoren (Gleichung 6.12), ist in (b) dargestellt. Das in (c) abgebildete Kohärenzmaß ist definiert als:

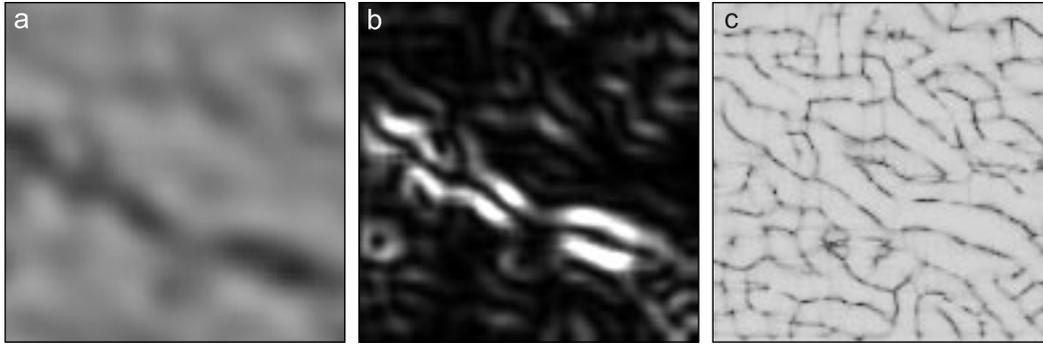


Abbildung 6.7: Mit der Orientierungsanalyse wird die Richtung der in dem Bild vorhandenen Strukturen bestimmt. **(a)** 3-te Ebene der Laplacepyramide eines Infrarot-Bildes der Wasseroberfläche. **(b)** Betrag des Gradienten, berechnet mit den optimierten Sobeloperatoren. **(c)** Kohärenzmaß des Struktur-Tensor Verfahrens.

$$c = \left[ \frac{\sqrt{(2g_x g_y)^2 + (\bar{g}_x^2 - \bar{g}_y^2)^2}}{\bar{g}_x^2 + \bar{g}_y^2} \right]^{0.5} \quad (6.13)$$

und stellt ein Maß für den Grad der Orientierung der lokalen Grauwerte dar. Falls keine Vorzugsrichtung vorhanden ist (z.B. isotropes Rauschen) gilt  $c = 0$ , für ideale lokale Orientierung (z.B. eine Grauwertkante) ergibt sich  $c = 1$ .

Zur Bestimmung der lokalen Orientierung in den Infrarot-Bildern der Wasseroberfläche werden folgenden Operationen durchgeführt:

- Konstruktion der Gauss- und Laplacepyramide des Bildes (Abschnitt 6.2.1).
- Berechnung des Gradienten und dessen Betrag mit den optimierten Sobeloperatoren (Gleichung 6.12) für jede Ebene der Laplacepyramide.
- Berechnung des lokalen Orientierungswinkel  $\phi$  (Gleichung 6.11).
- Bestimmung des Kohärenzmaß  $c$  (Gleichung 6.13).
- Berechnung eines Winkelhistogramms für jede Ebene der Laplacepyramide gewichtet mit dem Kohärenzmaß  $c$ .

Abbildung 6.8 zeigt anschaulich das Ergebnis der Orientierungsanalyse eines Infrarot-Bildes der Wasseroberfläche auf verschiedenen Ebenen der Laplacepyramide. Die Vektoren geben die Richtung des Gradienten an. Die Länge des Vektors spiegelt den Betrag des Gradienten wieder, wobei dieser mit dem Kohärenzmaß der lokalen Orientierung gewichtet wurde. Die Strukturen in der ersten Ebene sind stark ausgeprägt und orientiert, jedoch läßt

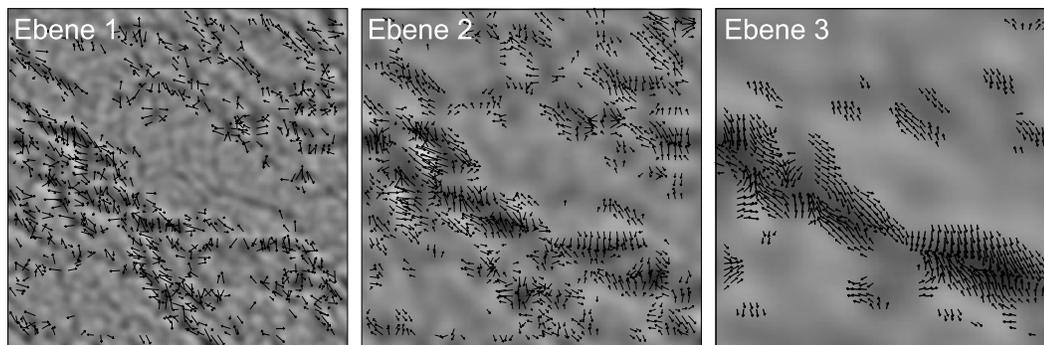


Abbildung 6.8: Orientierungsanalyse eines Infrarotbildes der Wasseroberfläche auf verschiedenen Skalen (Ebenen 1,2, und 3 der Laplacepyramide). Die Vektoren geben die Richtung des Gradienten und deren die Länge den Betrag des Gradienten wieder, wobei dieser mit dem Kohärenzmaß der lokalen Orientierung gewichtet wurde.

sich mit bloßem Auge erkennen das in der dritten Ebene die Vorzugsrichtung der Strukturen wesentlich stärker ausgeprägt ist. Die Ergebnisse der Orientierungsanalyse der Messungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal finden sich in Abschnitt 7.2.4, die der Feldmessungen in Abschnitt 7.3.4.



## Kapitel 7

# Datenanalyse und Ergebnisse

Mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Prinzip der *controlled flux technique* lässt sich in Verbindung mit der Bildfolgenanalyse (Kapitel 6) der Infrarot-Bilder der Wasseroberfläche die Transferraten durch die Grenzschicht für Wärme und Gase mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung bestimmen. Im Vergleich zu klassischen Massenbilanzmethoden wird so erstmals eine Parametrisierung der Transferrate von meteorologischen Bedingungen greifbar. Zusätzlich geben die Skalen- und Orientierungsanalyse der mikroskaligen Temperaturfluktuationen auf der Wasseroberfläche einen Einblick in die turbulenten Transportvorgänge in der Grenzschicht und erlauben eine quantitative Analyse der auftretenden Strukturen hinsichtlich ihrer Größenverteilung und lokaler Orientierung.

In Abschnitt 7.1 werden die Ergebnisse der Temperaturkalibrierung (Zusammenhang zwischen der Temperatur eines Gegenstandes und dem Grauwert des Kamerabildes) verschiedener Messungen vorgestellt und das Auflösungsvermögen der verwendeten Infrarot-Kameras diskutiert. Eine exakte Kalibrierung ist Bestandteil jedes Experiments gewesen, da diese die Genauigkeit der Temperaturmessung bestimmt.

In Abschnitt 7.2 werden die Resultate der Messungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (HD2) vorgestellt und diskutiert. Die aus den gemessenen Temperaturgradienten und Wärmeflüsse resultierenden Transferraten werden mit klassischen Massenbilanzmethoden und empirischen Beziehungen verglichen (Abschnitt 7.2.1). Zusätzlich wurden die Temperaturgradienten mit einem Fit an die theoretische Temperaturverteilung der Wasseroberfläche bestimmt um die Ergebnisse der beiden unabhängigen Methoden gegenseitig zu verifizieren (Abschnitt 7.2.2). Die Ergebnisse der Skalen- (Abschnitt 7.2.3) und Orientierungsanalyse (Abschnitt 7.2.4) der räumlichen Temperaturfluktuationen in den Infrarot-Bildern geben einen Einblick in die turbulenten Transportprozesse in der Grenzschicht.

Die Resultate der Feldmessungen während der Forschungsfahrt im Atlantik werden in Abschnitt 7.3 vorgestellt. Bei den Daten wurden mit dem Fit an die Temperaturverteilung die Gasaustauschraten auf dem Ozean berechnet und die Resultate ebenfalls mit klassischen Verfahren verglichen (Abschnitt 7.3.2).

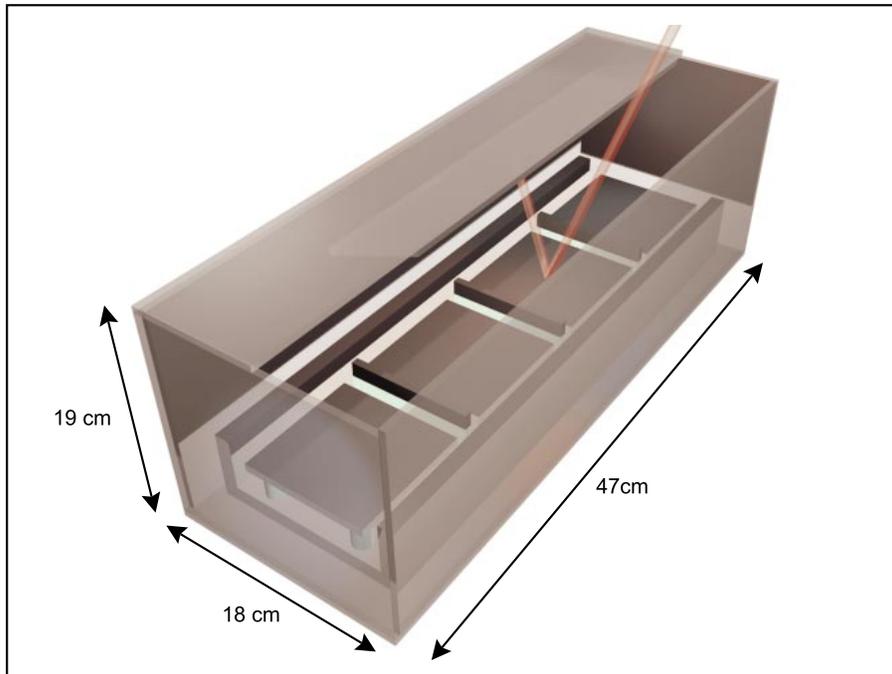


Abbildung 7.1: Visualisierung der verwendeten Kalibriereinrichtung. In dem Gehäuse befinden sich vier Aluminiumblöcke die untereinander thermisch isoliert sind. Zwei Peltierelemente wirken als Wärmepumpe, indem sie einen Aluminiumblock kühlen, während ein anderer geheizt wird. Der dritte Aluminiumblock nimmt die Umgebungstemperatur an.

Die Skalen- und Orientierungsanalyse wurde auch auf die Felddaten angewendet (Abschnitt 7.3.3 und 7.3.4). Die Resultate werden hinsichtlich der unterliegenden turbulenten Transportprozesse in der Grenzschicht diskutiert und mit den Ergebnissen der Messungen im Wind-Wellen-Kanal verglichen.

## 7.1 Temperaturkalibrierung der Infrarot-Kameras

Die Kalibrierung der Infrarot-Kamera bestimmt im wesentlichen die Temperaturauflösung der verwendeten Methode und somit die Genauigkeit der Ergebnisse. Um eine Aussage über die absolute Temperatur, sowie der relativen Temperaturänderung in den aufgenommen Bildsequenzen der Wasseroberfläche machen zu können, muß der Temperaturverlauf des Kamerabildes experimentell ermittelt werden.

Der Zusammenhang zwischen der Temperatur eines Gegenstandes und dem Grauwert des Kamerabildes hängt hauptsächlich von der Integrationszeit der Kamera ab, sowie in geringerem Maße von den Umgebungsbedingungen in der die Meßapparatur eingesetzt wird. Die Kamera muß also vor und nach jeder Messung kalibriert werden. Dazu werden Bilder von Oberflächen unterschiedlicher Temperatur aufgenommen und eine Kalibrierkurve erstellt.

### Spezifikationen der Kalibriereinrichtung

Apertur	10 cm
Homogenität der Temperatur über die Apertur	$\leq 0.025$ K
Absolute Temperaturgenauigkeit $T$	0.1 K
Relative Temperaturgenauigkeit $\Delta T$	0.025 K
Effektive Reflektivität $\rho(3 - 5 \mu\text{m})$	$\leq 0.0001$ K

Tabelle 7.1: Spezifikationen der eingesetzten Kalibriereinrichtung mit der die Infrarot-Kamera während der Messungen geeicht wurde.

Wird der theoretische Temperaturverlauf der Intensität des Kamerabildes eines grauen Strahlers (wie in die Wasseroberfläche darstellt) berechnet, zeigt sich, daß sich der Verlauf mit einem Polynom zweiten Grades approximieren läßt [HAUSSECKER 1996]:

$$T(G) = a_T G^2 + b_T G + c_T, \quad (7.1)$$

wobei  $T$  die absolute Temperatur in Abhängigkeit des Kamerasignals (Grauwert)  $G$  darstellt. Um eine Kalibrierkurve zu erstellen, muß das Kamerasignal mindestens für drei verschiedene Temperaturen gemessen werden. Dazu wurde eine spezielle Kalibriereinrichtung entwickelt, bei der drei Aluminiumblöcke, die untereinander thermisch isoliert sind, auf verschiedene Temperaturen gebracht werden. Zwei Peltierelemente wirken als Wärmepumpe, indem sie einen Aluminiumblock kühlen, während ein anderer geheizt wird. Der dritte Aluminiumblock nimmt die Umgebungstemperatur an. Um die Reflektivität der Kalibrierkörper so gering wie möglich zu halten, wurden die Aluminiumoberflächen mit einem speziellen Lack<sup>1</sup> beschichtet, dessen Emissivität  $\varepsilon = 0.987$  beträgt. Die Geometrie der Kalibriereinheit wurde so gewählt, daß die Emissivität der Oberflächen einem idealen schwarzen Körper gleichen.

Die Temperaturen der drei Aluminiumblöcke werden mit empfindlichen PT<sub>100</sub>-Sensoren gemessen, deren relative Empfindlichkeit 0.01 Kelvin beträgt. Die Genauigkeit der absoluten Temperaturmessung ergibt sich aus der Kalibrierung der PT<sub>100</sub>-Sensoren selbst. Die Temperatur der Sensoren wird mit einem Thermometer auf 0.1 Kelvin genau bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der Kalibriereinrichtung und ihrer Eigenschaften findet sich in [HAUSSECKER 1996]. Die wichtigsten Spezifikationen der entwickelten Kalibriereinrichtung sind in Tabelle 7.1 beschrieben.

Wird das Kamerasignal  $G$  für die drei Aluminiumblöcke verschiedener Temperaturen gemessen, läßt sich Gleichung 7.1 lösen und die Parameter  $a_T$ ,  $b_T$  und  $c_T$  berechnen. Dazu wurde während den verschiedenen Meßkampagnen vor und nach jeder Messung jeweils

<sup>1</sup>Tetenal Kameralack, Heimann GmbH, Wiesbaden

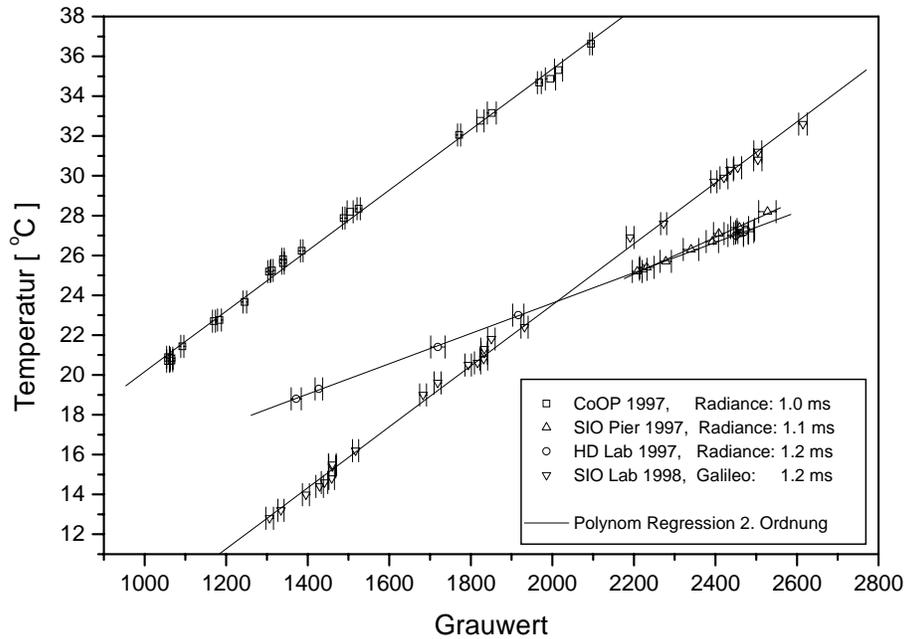


Abbildung 7.2: Mittlerer Grauwert von Bildsequenzen der Kalibrierkörper in Abhängigkeit von der Temperatur bei verschiedenen Meßkampagnen und unterschiedlichen Integrationszeiten der Infrarot-Kameras.

100 Bilder von den Aluminiumkörpern unterschiedlicher Temperatur aufgenommen und der mittlere Grauwert gegenüber der Temperatur des entsprechenden  $PT_{100}$ -Sensors aufgetragen. Abbildung 7.2 zeigt die Resultate der Temperatur-Kalibrierung der Infrarot-Kamera für verschiedene Meßkampagnen. Aus der Polynomregression wurden die Parameter der Gleichung 7.1 bestimmt.

Eigentlich müßte das Polynom 7.1 für jedes einzelne Sensorelement des Detektorarrays berechnet werden, da jedes Pixel des Sensors eine unterschiedliche Kennlinie haben könnte. Aufgrund der sehr hohen Empfindlichkeit des Detektors der Infrarot-Kamera liefert jedes einzelne Sensorelement des CCD-Chips bei gleicher Einstrahlungsintensität ein leicht unterschiedliches Signal und das Kamerabild einer Fläche konstanter Temperatur (wie z.B. die Oberflächen der Kalibrierkörper) ist inhomogen.

Die Infrarot-Kameras von Amber bieten die Möglichkeit eine interne Homogenisierung (Zwei-Punkt-Kalibrierung) des Detektors durchzuführen. Dazu wird eine schwarze Metallplatte vor das Detektorarray geklappt und auf zwei verschiedene Temperaturen gekühlt, bzw. geheizt. Die Platte weist eine homogene Temperaturverteilung auf, so daß für jedes Sensorelement des CCD-Chips Gain und Offset berechnet werden können. Die ermittelten Werte werden im Speicher der Kamera abgelegt und das Detektorsignal dem entsprechend online korrigiert. Die Messungen mit der Kalibriereinheit haben ergeben, daß nach der internen

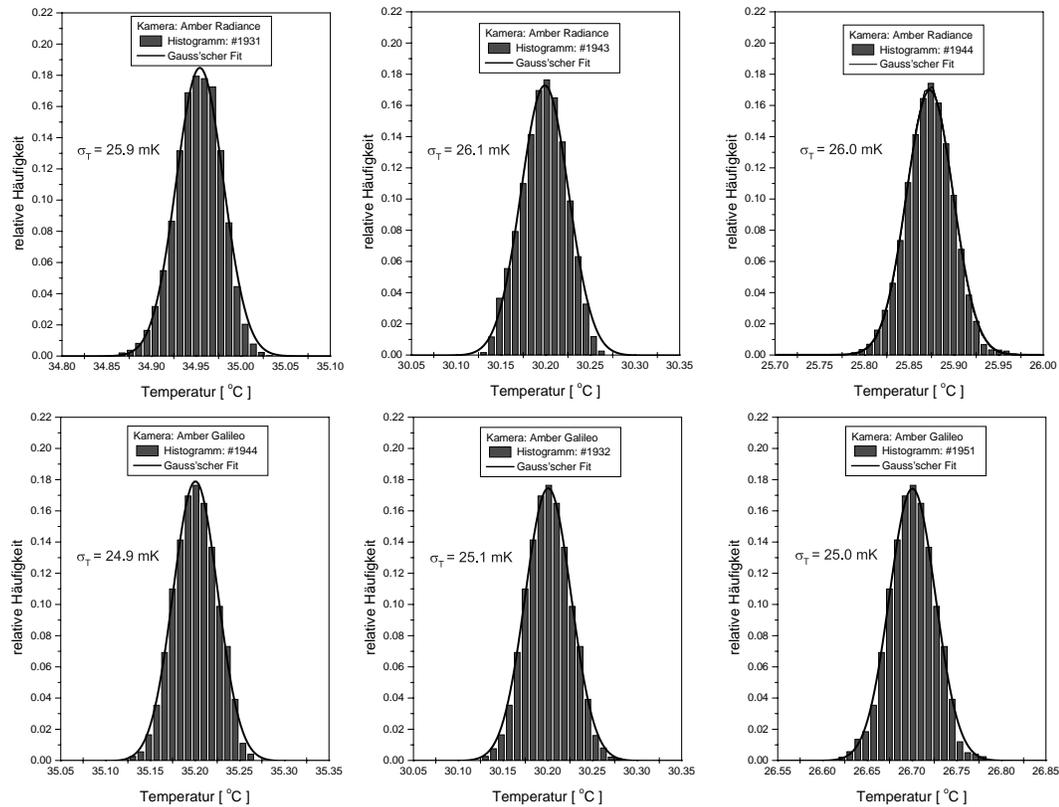


Abbildung 7.3: Histogramme von Bildsequenzen der Kalibrierkörper bei verschiedenen Temperaturen. Aus der Standardabweichung der Verteilung wird die rausch-äquivalente Temperaturdifferenz ( $NE\Delta T$ ) der Infrarot-Kamera bestimmt.

Zwei-Punkt-Kalibrierung der Infrarot-Kamera die verbleibenden Unterschiede der einzelnen Kennlinien verschwindend gering gegenüber der Rauschvarianz der einzelnen Pixel sind und deshalb nicht mehr berücksichtigt werden müssen.

Die relative Temporaufösung der Infrarot-Kameras ist durch ihre *rausch-äquivalente Temperaturdifferenz* ( $NE\Delta T$ ) gegeben. Um diese zu bestimmen und mit der Herstellerangabe zu vergleichen, wurde von den aufgenommen Bildsequenzen der Kalibrierkörper die mittlere Temperatur, die Rauschvarianz  $\langle \sigma_T^2 \rangle$ , bzw. die Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$  der Temperatur durch einen *Gauss'schen* Fit bestimmt. Abbildung 7.3 zeigt die Histogramme von Bildsequenzen der beiden Infrarot-Kameras bei verschiedenen Temperaturen der Kalibrierkörper. Für die Amber Radiance und die Amber Galileo ergeben sich die in Tabelle 7.2 aufgeführten gemittelten Standardabweichungen aller durchgeführten Messungen mit der Kalibriereinrichtung. Die gemessenen  $NE\Delta T$ -Werte stimmen mit den vom Hersteller gemachten Angaben über die Temporaufösung [RAYTHEON 1993], [RAYTHEON 1995] überein.

<b>Rausch-äquivalente Temperaturdifferenz (<math>NE\Delta T</math>)</b>		
[mK]	Gemessen	Herstellerangabe
Amber Radiance I	$26.07 \pm 0.18$	$\leq 26.0$
Amber Galileo	$25.21 \pm 0.17$	$\leq 25.0$

Tabelle 7.2: Vergleich der gemessenen und der vom Hersteller angegebenen rausch-äquivalenten Temperaturdifferenz ( $NE\Delta T$ ) der beiden verwendeten Infrarot-Kameras.

In Abschnitt 6.2.1 wird beschrieben, wie die Temperaturvarianz in den Bildsequenzen der Wasseroberfläche auf den verschiedenen räumlichen Skalen berechnet wird, um die mikroskaligen Temperaturfluktuationen zu analysieren. Um eine qualitative und quantitative Aussage machen zu können, muß das Verhalten des Temperaturrauschens der Infrarot-Kamera auf den verschiedenen räumlichen Auflösungsstufen (Ebenen der Pyramiden) untersucht werden. Auf den Bildsequenzen der Kalibrierkörper wurde die Gauss- und Laplacepyramide konstruiert (vgl. Abschnitt 6.2.1). Danach wurde auf den einzelnen Stufen der Pyramiden die Rauschvarianz  $\langle \sigma_T^2 \rangle$ , bzw. die Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$  der Temperatur berechnet.

Um das Verhalten des Temperaturrauschens der Infrarot-Kamera auf den verschiedenen Auflösungsstufen besser interpretieren zu können, wurde zum Vergleich die Standardabweichung des Rauschens auf den verschiedenen Ebenen der Pyramiden theoretisch berechnet. Zusätzlich wurden Bilder mit weißem Rauschen generiert auf denen ebenfalls die Pyramiden konstruiert und die Standardabweichungen der Temperatur berechnet worden sind.

Bei der Reduzierung der Auflösung werden durch die Glättungsoperationen bei dem Aufbau der Gausspyramide die hohen Frequenzen von Ebene zu Ebene immer mehr unterdrückt, bei der Laplacepyramide werden einzelne Frequenzintervalle selektiert (Bandpaßzerlegung). Die Transferfunktion des Glättungsfilters beschreibt das Verhalten des Filters im Fourierraum. Eine Faltung im Ortsraum entspricht einer Multiplikation im Fourierraum, d.h. das Rauschspektrum wird mit der Transferfunktion des Glättungsfilters multipliziert. Weißes Rauschen ist über den ganzen Frequenzbereich im Fourierraum verteilt, so daß bei einer Reduzierung der Größe um einen Faktor zwei ein ideales Glättungsfilter die Fläche des Rauschspektrums halbiert. Das *Parsevallsche Theorem* besagt die Normerhaltung des Integrals über das Betragsquadrat einer Funktion unter der Fouriertransformation (siehe z.B. [BRACEWELL 1965]), dem entsprechend wird das Rauschen im Ortsraum (Rauschvarianz) reduziert.

Die Transferfunktion des verwendeten Glättungsfilters (Gleichung 6.9) ist in Abbildung 6.6 für die verschiedenen Ebenen der Gauss- und Laplacepyramide dargestellt. Bei der ersten Ebene der Gausspyramide ist die Fläche unter der Transferfunktion einen Faktor 4.5 kleiner gegenüber der nullten Ebene (Originalbild). Der Unterdrückungsfaktor der Standardabweichung ergibt sich aus dem Verhältnis der Integrale über den quadrierten Transferfunktionen

<b>Temperaturrauschen auf den verschiedenen Pyramidenstufen</b>					
[mK]	Ebene 0	Ebene 1	Ebene 2	Ebene 3	Ebene 4
Gausspyramide:					
Theorie	26.07	4.20	2.16	1.15	0.64
Simuliert	26.07	4.17	2.13	1.09	0.57
Gemessen	26.07	6.27	4.21	2.98	2.16
Laplacepyramide:					
Theorie	20.29	2.82	1.02	0.51	-
Simuliert	20.35	2.81	1.01	0.49	-
Gemessen	22.37	3.59	2.31	1.91	-

Tabelle 7.3: Standardabweichung der Temperatur auf den verschiedenen Ebenen der Gauss- und Laplacepyramide. Die theoretisch berechneten Werte werden mit den simulierten und gemessenen Daten verglichen.

der entsprechenden Ebenen. Die Transferfunktionen werden quadriert, da die Normerhaltung unter der Fouriertransformation für das Betragsquadrat einer Funktion gilt. Mit dieser Vorgehensweise wurden die Unterdrückungsfaktoren aller Pyramidenstufen theoretisch bestimmt. Ausgehend von einem Rauschen von 26.07 mK ( $\hat{=}$  Rauschen der Infrarot-Kamera) und den theoretischen Unterdrückungsfaktoren wurden die Absolutwerte der Standardabweichungen auf den verschiedenen Ebenen der Pyramiden berechnet.

Bei den simulierten Daten wurden Bildsequenzen mit weißem Rauschen von 26.07 mK generiert. Danach wurden auf den Sequenzen die Pyramiden konstruiert und die Standardabweichung der Temperatur auf den verschiedenen Ebenen berechnet. Die theoretischen Werte, die Ergebnisse der simulierten Daten und die mit der Infrarot-Kamera gemessenen Werte sind in Tabelle 7.3 verglichen und in Abbildung 7.4 als Balkendiagramm graphisch dargestellt.

Die theoretisch aus den Transferfunktionen abgeleiteten Standardabweichungen stimmen mit den Werten aus den simulierten Bildsequenzen überein. Der Unterdrückungsfaktor der Standardabweichung des Rauschens für die erste Ebene der Gausspyramide ergibt sich zu  $\approx 4.5$ , der der Laplacepyramide zu  $\approx 1.3$ . Bei den Ebenen zwei, drei und vier der Gauss- und Laplacepyramide wird das Rauschen sukzessiv um einen Faktor zwei von Ebene zu Ebene unterdrückt. Die Abweichung des Faktors der ersten Stufe erklärt sich dadurch, daß das verwendete Glättungsfilter (Gleichung 6.9) keine 'ideale' Transferfunktion hat. Auch Wellenzahlen, die unterhalb der halben Maximalwellenzahl liegen, werden noch leicht unterdrückt (vgl. Abbildung 6.6).

Bei dem Temperaturrauschen der Infrarot-Kamera fällt auf, daß dieses von Ebene zu Ebene nicht so stark wie bei den theoretischen bzw. simulierten Werten reduziert wird. Der Unterdrückungsfaktor des Rauschens der Infrarot-Kamera wird mit zunehmender Ebene der

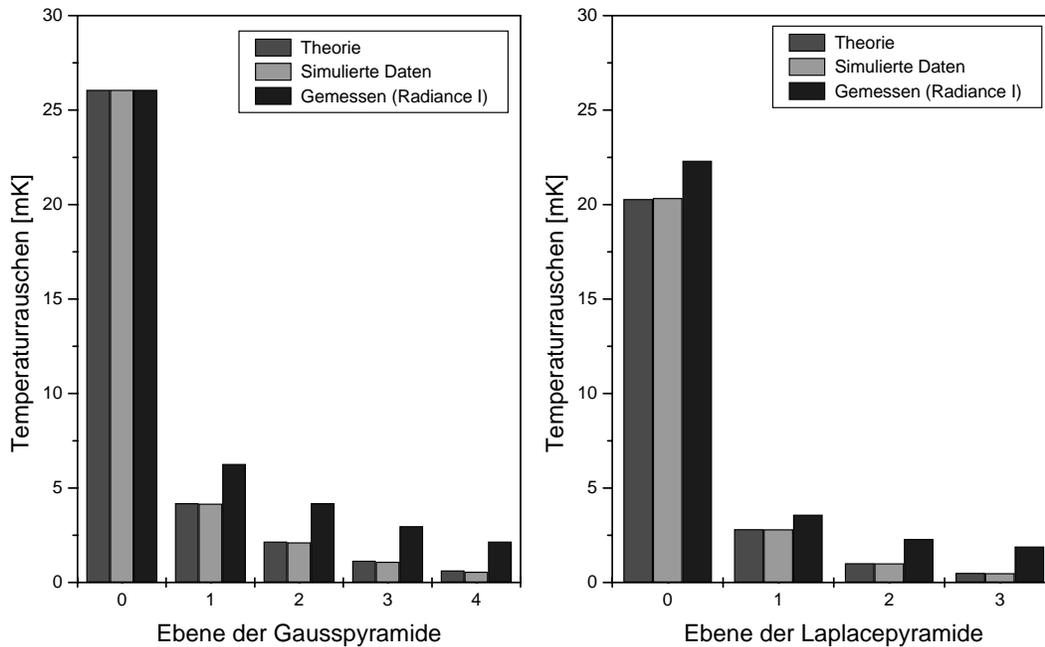


Abbildung 7.4: Standardabweichung der Temperatur auf der Gauss- und Laplacepyramide. Die theoretisch berechneten Werte werden mit den simulierten und gemessenen Daten verglichen.

Pyramide immer kleiner, im Gegensatz zu einem konstanten Faktor zwei wie bei den theoretischen bzw. simulierten Werten.

Für die Infrarot-Kamera existiert eine untere Grenze für das Temperaturrauschen, die selbst bei langer zeitlicher bzw. großer räumlicher Mittelung nicht unterschritten werden kann. Durch Vergleich der theoretischen und gemessenen Varianzen läßt sich diese untere Grenze für das Temperaturrauschen auf  $\approx 2.1$  mK schätzen. Dieses Verhalten der Infrarot-Kamera ist auf die Temperaturdrift des Detektorarrays, sowie Temperaturschwankungen des Stirlings-Kühlers zurückzuführen. [AIM 1999] bestätigt diese Beobachtungen bei der 'AIM Q 256' Infrarot-Kamera und führt als weiteren Grund das Rauschen des Analog/Digital-Wandlers der Kamera an. Die 'AIM Q 256' Kamera hat eine  $NE\Delta T$  von 13 mK und Messungen haben ergeben, daß der nicht unterschreitbare Wert des Temperaturrauschens dieser Kamera bei  $\approx 2$  mK liegt. Dies steht in Einklang mit den hier vorliegenden Resultaten.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit den verwendeten Infrarot-Kameras und der Kalibriereinrichtung ein System zur Verfügung steht, das es ermöglicht relative Temperaturunterschiede auf der Wasseroberfläche von  $\Delta T = 0.026$  K zu unterscheiden und absolute Temperaturen auf  $\Delta T = 0.1$  K genau zu messen. Die Bestimmung der Standardabweichung

auf den verschiedenen Ebenen der Pyramidenstufen erlaubt es, die tatsächlichen Fluktuationen quantitativ von den Rauschfluktuationen bei den unterschiedlichen räumlichen Auflösungsstufen zu trennen.



## 7.2 Resultate und Diskussion der Messungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal

Zielsetzung der Experimente am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal war es, mit der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Methode den Temperaturgradient  $\Delta T$  über die Grenzschicht zu bestimmen. Durch periodisches Ein- und Ausschalten des Wärmeflusses an der Wasseroberfläche wurde der Temperaturgradient kontrolliert und gemessen. Aus dem Temperaturgradient über die Grenzschicht und dem Wärmefluß an der Wasseroberfläche kann die Transferrate für Wärme (Gleichung 3.4) und damit die Austauschrate eines beliebigen Gases bestimmt werden (Abschnitt 3.1). Durch den Fit der theoretische Temperaturverteilung der Wasseroberfläche (Abschnitt 4.3) an die gemessenen Histogramme kann ebenfalls der Temperaturgradient bestimmt und die Resultate der beiden Methoden gegenseitig verifiziert werden.

Um den Einfluß eines Oberflächenfilms auf die Gasaustauschrate zu untersuchen, wurde bei den ersten Experimenten der Wind-Wellen-Kanal mit deionisiertem Wasser gefüllt. Zusätzlich wurde vor jeder Messung die Oberfläche mit einem *skimmer* abgesaugt, um eine saubere Wasseroberfläche zu garantieren. Unter den gleichen Bedingungen wurde dann die Experimente wiederholt, wobei in dem Wasser eine synthetische Verunreinigung<sup>2</sup> (Triton-X-100) mit einer Konzentration von 3 ppm gelöst wurde um einen Oberflächenfilm zu erzeugen. Weiterhin sollte untersucht werden, auf welche Art und Weise ein solcher Film auf dem Wasser die oberflächennahe Turbulenz modifiziert. Die verschiedenen Meßbedingungen der Experimente sind in Tabelle 7.4 zusammengefaßt.

**Bedingungen der Experimente am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal**

Serie	Methode	Daten	Wind
A-D	alle 5 Minuten	64 Bilder alle 10 s	1.2 m/s [A]
13.10.97	Lüftung periodisch auf/zu	300 Bildsequenzen	2.2 m/s [C]
bis	Meßdauer: 50 Minuten	pro Windgeschwindigkeit	4.6 m/s [B]
16.10.97	Saubere Oberfläche	Luft/Wassertemperatur	5.8 m/s [D]
I-L	Bedingungen	64 Bilder alle 12 s	1.3 m/s [I]
21.10.97	wie Serien A-D	250 Bildsequenzen	2.2 m/s [K]
bis	Mit Oberflächenfilm	pro Windgeschwindigkeit	4.5 m/s [J]
24.10.97	Triton-X-100, $c = 3$ ppm	Luft/Wassertemperatur	6.1 m/s [L]

Tabelle 7.4: Zusammenfassung der Meßbedingungen während der Experimente am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal.

Alle 10 s (Serien A-D), bzw. 12 s (Serien I-L) wurde mit der Infrarot-Kamera Sequenzen mit jeweils 64 Bilder aufgenommen. Das Objektiv der Kamera wurde dabei gasdicht an

<sup>2</sup>Polyaethylen Glycol p-tert-Octylphenyl Aether, Rohm and Haas, Philadelphia, PA

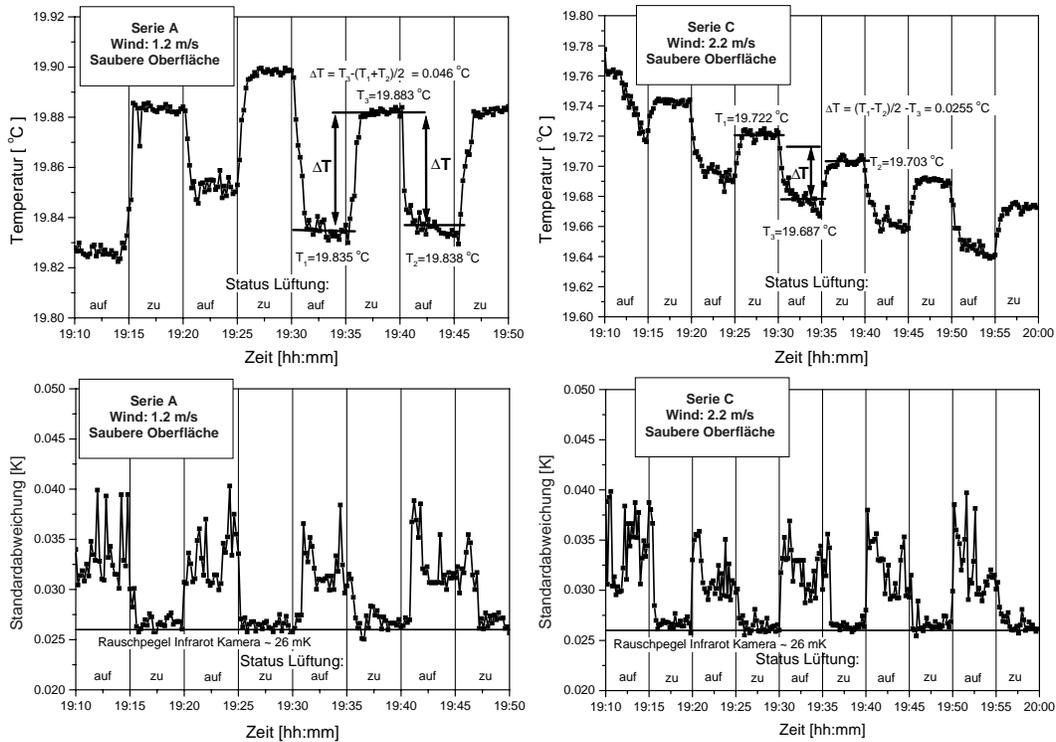


Abbildung 7.5: Mittlere Temperatur (obere Reihe) und Standardabweichung der Temperatur (untere Reihe) aller Bildsequenzen der Serien A und C, aufgetragen gegen die Zeit. Vor jeder Messung wurde die Oberfläche mit einem Skimmer abgesaugt, um eine saubere Wasseroberfläche zu garantieren.

die innere Seitenwand des Kanals angeflanscht und beobachtete die Wasseroberfläche über einen Spiegel (Abbildung 5.3). Für eine Serie (konstante Windgeschwindigkeit) wurde dabei zehnmal alle 5 Minuten die Lüftung geöffnet bzw. geschlossen. So ergibt sich pro Serie eine Gesamtmeßdauer von 50 Minuten und ein Rohdatensatz an Bildmaterial von ungefähr 2 GByte.

Die Wasser- sowie die Lufttemperatur wurde jeweils an zwei Stellen im Kanal mit  $PT_{100}$ -Sensoren gemessen und über einen Analog/Digital-Wandler in den Computer eingelesen. Dabei wurde alle 20 Sekunden über 1024 Meßwerte gemittelt und die Daten abgespeichert. Die Windgeschwindigkeit wurde mit einem Anemometer im Luftraum des Kanals gemessen und war während jeder Serie des Experiments konstant.

### 7.2.1 Wärme und Gastransferraten

Die aufgenommenen Bildsequenzen wurden kalibriert (Grauwert  $\Leftrightarrow$  Temperatur, siehe Abschnitt 7.1) und statistisch ausgewertet. Zuerst wurde mittlere Temperatur und Standardabweichung für jede Bildsequenz berechnet. Abbildung 7.5 zeigt die mittlere Temperatur

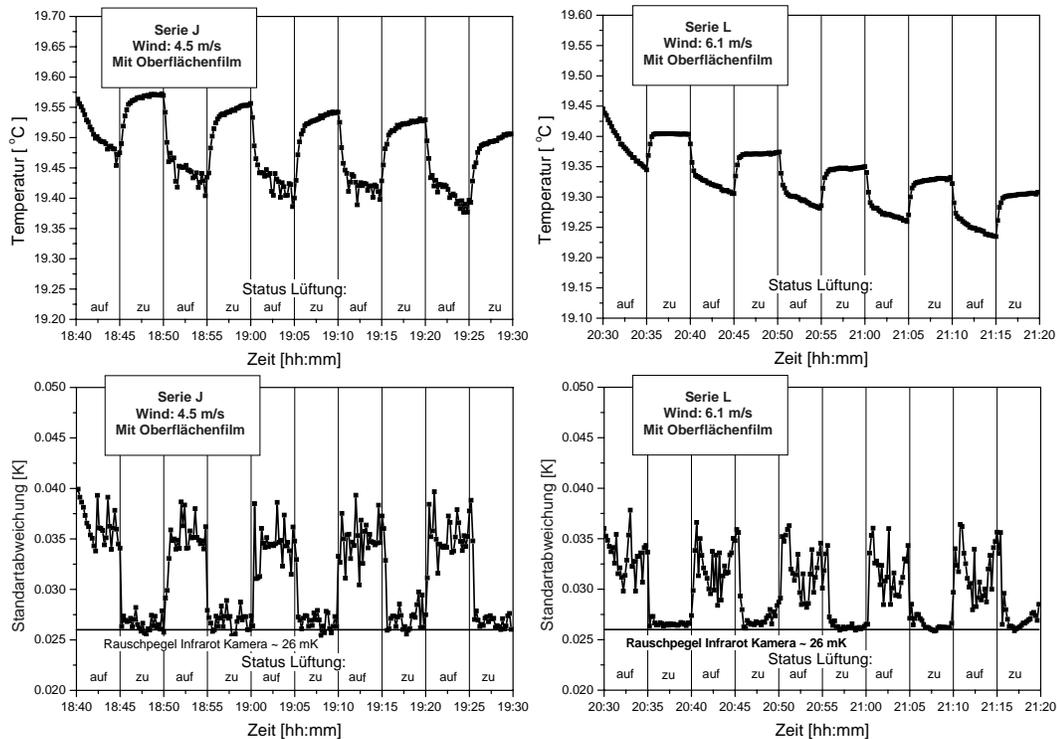


Abbildung 7.6: Mittlere Temperatur (obere Reihe) und Standardabweichung der Temperatur (untere Reihe) aller Bildsequenzen der Serien J und L, aufgetragen gegen die Zeit. Mit einer synthetischen Verunreinigung (Triton-X-100) wurde ein Oberflächenfilm generiert.

und Standardabweichung aller Bildsequenzen der Serien A und C, Abbildung 7.6 der Serien J, L und demonstriert anschaulich die Methode zur Bestimmung des Temperaturgradienten über die Grenzschicht:

- Ist das Lüftungssystem geschlossen, nimmt die Luft aufgrund ihrer geringen Wärmekapazität innerhalb weniger Sekunden die Temperatur des Wassers an und die Luftfeuchtigkeit steigt auf 100%. Der sensible und latente Wärmefluss an der Wasseroberfläche verschwindet. Die jetzt mit der Infrarot-Kamera detektierte Temperatur der Oberfläche ist gleich der Temperatur des Wasserkörpers. In diesem Zustand sind fast keine Temperaturfluktuationen auf der Wasseroberfläche vorhanden, die Standardabweichung der Temperatur bewegt sich am Rauschpegel der Infrarot-Kamera.
- Mit dem Öffnen des Lüftungssystems wird der Luftraum des Wind-Wellen-Kanals mit trockener und kalter Luft gespült, so daß sich ein sensibler und latenter Wärmefluss an der Wasseroberfläche einstellen. Die Oberflächentemperatur fällt schlagartig und es entstehen große Temperaturfluktuation an der Oberfläche, d.h. die Standardabweichung der Temperatur nimmt wieder stark zu.

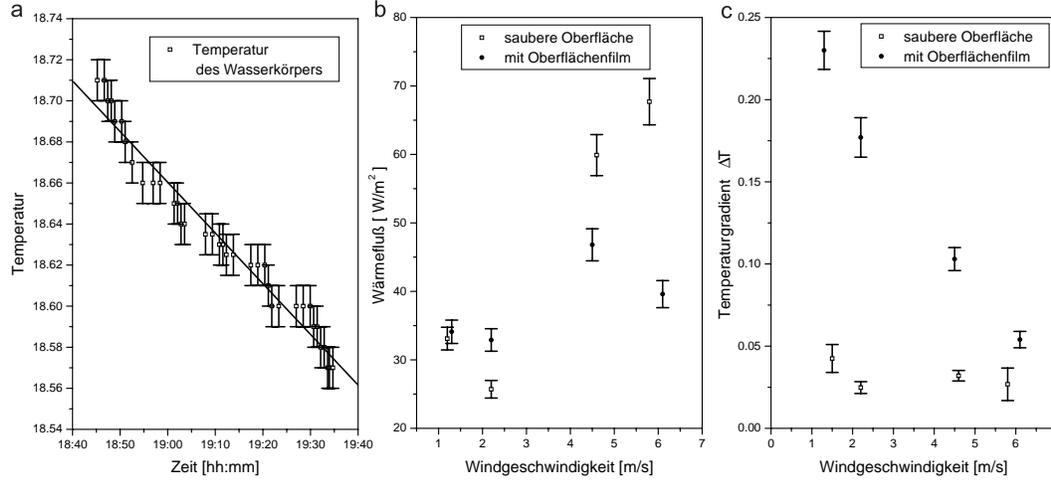


Abbildung 7.7: **(a)** Temperatur des Wasserkörpers während der Serie J, gemessen in einer Tiefe von 10 cm mit einem  $PT_{100}$ -Sensor. **(b)** Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche aller Serien, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit. **(c)** Gemittelte Temperaturgradienten aller Serien, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit.

Aus der mit der Infrarot-Kamera detektierten Temperaturdifferenz dieser beiden Zustände ergibt sich der Temperaturgradient  $\Delta T$  über die Grenzschicht (vgl. Abschnitt 4.2). Pro Serie wurde fünfmal alle fünf Minuten die Lüftung geöffnet bzw. geschlossen. So konnte der Temperaturgradient  $\Delta T$  fünfmal bestimmt und daraus ein mittlerer  $\Delta T$ -Wert berechnet werden. Die gemittelten  $\Delta T$ -Werte aller Serien finden sich in Tabelle 7.5 und sind in Abbildung 7.7b gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen.

Der Wärmefluss  $j_Q$  an der Wasseroberfläche, welcher benötigt wird um die Wärmetransferrate zu berechnen (Gleichung 3.4), ist definiert als Quotient aus der zeitlichen Änderung der Wärmemenge  $Q$  und der Oberfläche  $A$ :

$$j_Q = \frac{dQ/dt}{A}. \quad (7.2)$$

Dabei ist die zeitliche Änderung der Wärmemenge gegeben durch:

$$\frac{dQ}{dt} = m c \frac{dT}{dt}, \quad (7.3)$$

wobei  $m$  die Masse des Wasserkörpers und  $c$  die spezifische Wärmekapazität ist. Das Einsetzen von (7.3) in (7.2) mit  $c=4190 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$  (spezifische Wärmekapazität des Wassers),  $m=872 \text{ kg}$  (Wassermasse im Kanal bei 25 cm Füllstand) und  $A=3,5 \text{ m}^2$  (Wasseroberfläche im Kanal) ergibt einen Wärmefluss von:

### Ergebnisse der Experimente am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal

Serie	Wind [m/s]	$u_*$ [cm/s]	Wärmefluß [W/m <sup>2</sup> ]	$\Delta T$ [K]	$k_{(Sc=7)}$ [cm/h]	$k_{(Sc=600)}$ [cm/h]
A	1.2	0.16	-33.1	0.0437±0.0031	66.6±6.4	3.42±0.31
C	2.2	0.39	-25.7	0.0260±0.0036	89.4±6.5	4.59±0.33
B	4.6	1.09	-59.9	0.0318±0.0035	161.4±6.8	8.31±0.34
D	5.8	1.51	-67.7	0.0277±0.0032	217.6±19.9	11.22±1.10
I	1.3	0.10	-34.1	0.2301±0.0241	12.7±0.7	0.66±0.04
K	2.2	0.20	-32.9	0.1772±0.0120	15.4±1.0	0.79±0.06
J	4.5	0.51	-46.8	0.1031±0.0071	39.1±2.6	2.01±0.13
L	6.1	0.74	-39.6	0.0543±0.0025	62.9±3.0	3.23±0.15

Tabelle 7.5: Zusammenfassung der Ergebnisse der Experimente am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal.

$$j_Q = \frac{872 \cdot 4190}{3.5} \cdot \frac{dT}{dt} \left[ \frac{W}{m^2} \right]. \quad (7.4)$$

Durch lineare Regression der zeitlichen Änderung der Temperatur des Wasserkörpers während der entsprechenden Meßperiode wird  $\frac{dT}{dt}$  bestimmt (vgl. Abbildung 7.7a). Daraus können nach Gleichung 7.4 die Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche der verschiedenen Serien berechnet werden. Die Wärmeflüsse der verschiedenen Meßbedingungen finden sich in Tabelle 7.5 und sind in Abbildung 7.7c gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen.

Der Luftraum des Kanals wurde beim Öffnen des Lüftungssystem mit kalter und trockener Außenluft gespült. Die Größe des dadurch einsetzenden sensiblen und latenten Wärmeflusses an der Wasseroberfläche wird durch den Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser, sowie der Luftfeuchtigkeit bestimmt. Daraus resultieren hohe Unterschiede in der Größe der Wärmeflüsse der verschiedenen Serien, da diese Parameter von den Witterungsbedingungen abhängen und das Experiment an mehreren Tagen durchgeführt wurde. Bei den Serien mit Oberflächenfilm ergaben sich Unterschiede in der Größe des Wärmeflusses und die Temperaturgradienten lagen in der gleichen Größenordnung (vgl. Abbildung 7.7b und 7.7c). Bei den Serien mit sauberer Oberfläche lagen die Wärmeflüsse in der gleichen Größenordnung und die Temperaturgradienten variierten.

Mit dem Wärmefluß und dem Temperaturgradienten läßt sich die Transferrate für Wärme berechnen und die Gasaustauschrate eines beliebigen Gases bestimmen (Abschnitt 6.1). Um die berechneten Transferraten für Wärme mit Messungen anderer Autoren zu vergleichen, wurden diese nach Gleichung 3.5 auf eine Schmidtzahl von  $Sc = 600$  (CO<sub>2</sub> bei 20 C°)

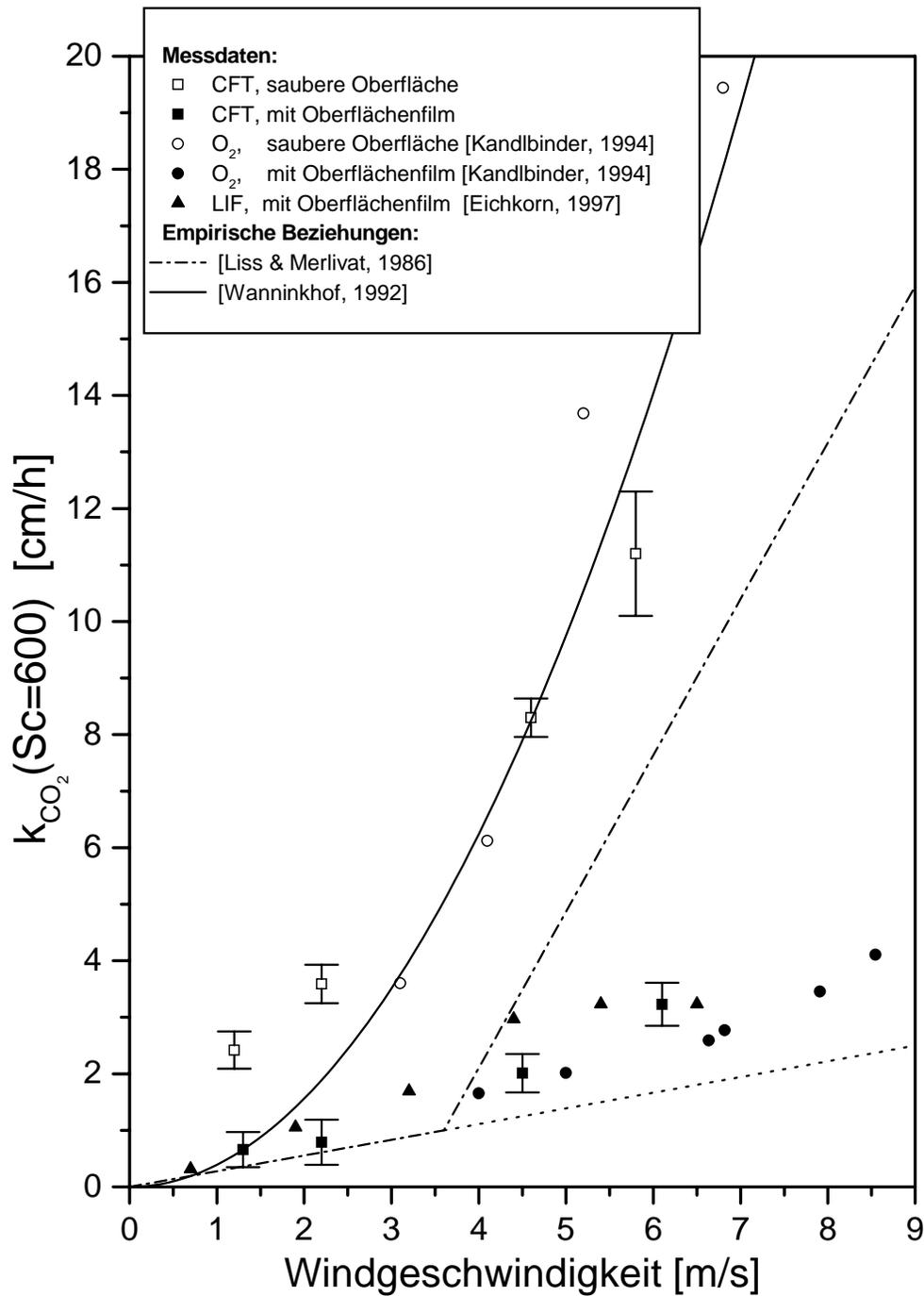


Abbildung 7.8: Transfargeschwindigkeiten im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit und normiert auf eine Schmidtzahl von  $Sc=600$  ( $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ$ ). Zum Vergleich sind die Resultate einer klassischen Massenbilanzmethode [KANDELBINDER 1994], und einer laserinduzierten Fluoreszenz Technik (LIF) [MÜNSTERER 1996], [EICHKORN 1997], sowie den beiden empirischen Beziehungen von [LISS und MERLIVAT 1986] und [WANNINKHOF 1992] eingezeichnet.

normiert. Für die Werte in Anwesenheit eines Oberflächenfilms (glatte Wasseroberfläche) und die bei sauberer Oberfläche und niedrigen Windgeschwindigkeiten (Serien A: 1.2 m/s und C: 2.2 m/s) wurde ein Schmidtzahl Exponent von  $n = 2/3$  verwendet, bei sauberer Oberfläche und höheren Windgeschwindigkeiten (Serien B: 4.6 m/s und D: 5.8 m/s)  $n = 1/2$ . Die wichtigsten Parameter und die Ergebnisse der Experimente sind in Tabelle 7.5 zusammengefaßt.

In Abbildung 7.8 sind die mit der CFT-Technik im Wind-Wellen-Kanal bestimmten Transfargeschwindigkeiten gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen. Die Transferrate zeigt die gleiche Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit wie die von anderen Autoren gemessene Beziehung. Zum Vergleich sind in Abbildung 7.8 die Ergebnisse von klassischen Massenbilanzmethoden mit  $\text{CO}_2$  [JÄHNE 1980] und Sauerstoff [KANDELBINDER 1994], sowie eine *Laserinduzierte Fluoreszenz Technik* (LIF) [MÜNSTERER 1996], [EICHKORN 1997] eingezeichnet. Die Resultate zeigen, daß es mit der *controlled flux technique* möglich ist, die Transferraten für Wärme zu bestimmen, sowie die Austauschraten beliebiger Spezies zuverlässig zu interpolieren.

Die in Abbildung 7.8 ebenfalls eingezeichnete Beziehung von [LISS und MERLIVAT 1986] beruht im wesentlichen auf den Ergebnissen des Experiments von [WANNINKHOF et al. 1985]. In dieser Studie wurde  $\text{SF}_6$  als Tracer verwendet und Windgeschwindigkeiten bis zu 8 m/s gemessen. Für höhere Windgeschwindigkeiten wurden die Daten extrapoliert, basierend auf der Abhängigkeit der Austauschrate/Windgeschwindigkeit von Experimenten im Wind-Wellen-Kanal von [BROECKER et al. 1978] und [BROECKER und SIEMS 1984]. Im wesentlichen wird bei der *Liss-Merlivat* Beziehung zwischen drei linearen Regimen unterschieden (vgl. Abbildung 1.2). Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ist die Wasseroberfläche glatt. Mit dem Einsetzen von Windwellen ( $u_{10}=3.6$  m/s) steigt die Transferrate sprunghaft an, da die entstehenden Wellen die oberflächennahe Turbulenz verstärken und damit den Massentransport über die Grenzschicht erhöhen. Einen zweiten Sprung zeigt der Verlauf der Transferrate bei  $u_{10}=13$  m/s, wenn brechende Wellen und Blaseneintrag die Austauschprozesse in der Grenzschicht verstärken.

Bei den Experimenten im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal in denen ein Oberflächenfilm anwesend war, konnte selbst bei hohen Windgeschwindigkeiten keine Wellen beobachtet werden. Diese Tatsache steht in Einklang mit den gemessenen Transferraten, die dem extrapolierten Verlauf des ersten Regime (glatte Oberfläche) der *Liss-Merlivat* Beziehung folgen (vgl. Abbildung 7.8). Es tritt kein Sprung in der Transferrate bei einer bestimmten Windgeschwindigkeit auf.

Bei sauberer Oberfläche liegen die Transfargeschwindigkeiten wesentlich höher als in Anwesenheit eines Oberflächenfilms, da durch die rauhere Oberfläche (es entstehen Windwellen) ein höherer Impulstransport vom Wind- in das Wellenfeld verursacht wird. Die daraus resultierende erhöhte Turbulenz im Wasserkörper verstärkt die Austauschprozesse in der Grenzschicht. Die Transferraten bei sauberer Oberfläche folgen der empirischen Beziehung

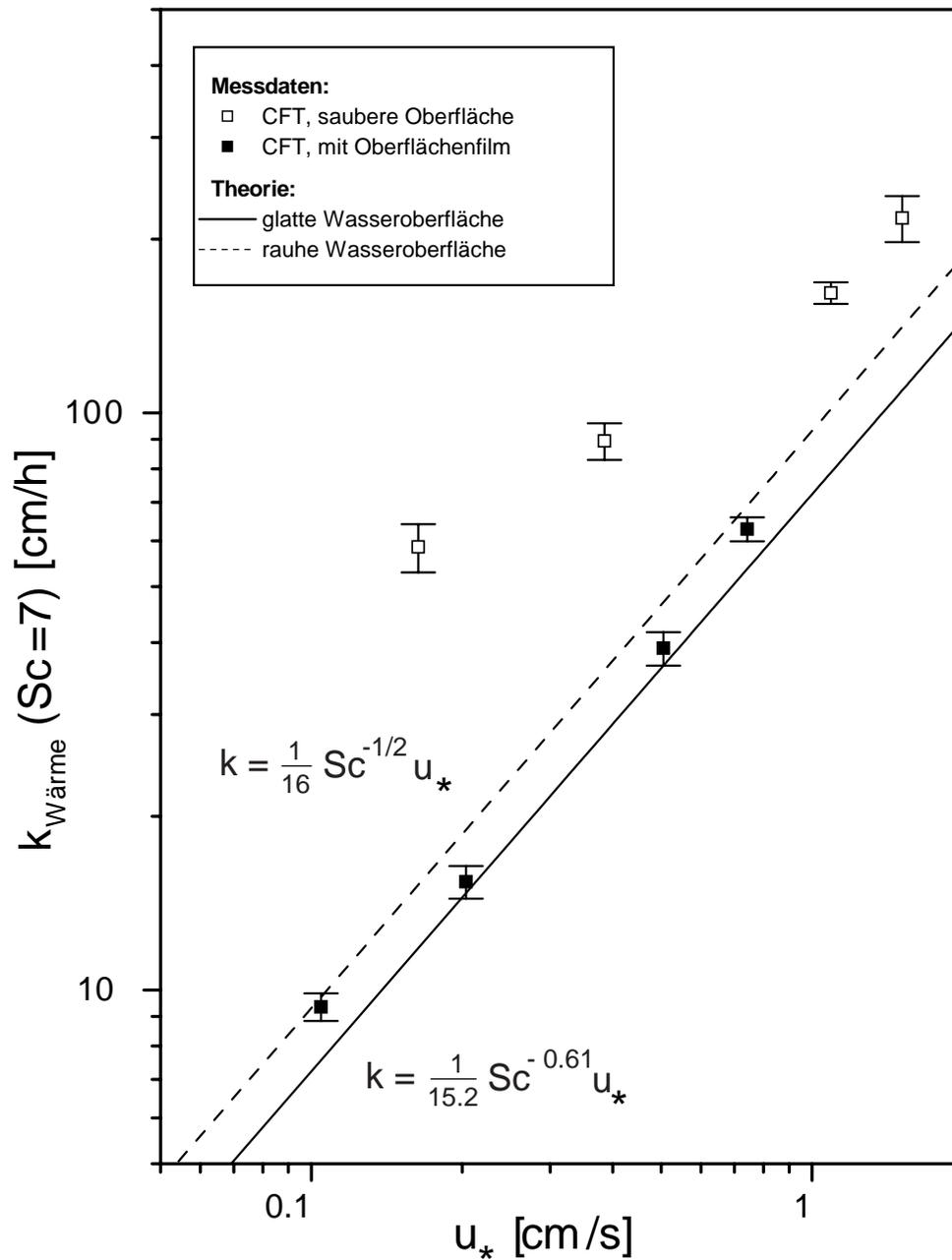


Abbildung 7.9: Transfervgeschwindigkeit für Wärme in Wasser (Schmidtzahl  $Sc=7$ ) als Funktion der wasserseitigen Schubspannungsgeschwindigkeit in doppelt-logarithmischer Darstellung. Analog zu Abbildung 7.10 sind ebenfalls die theoretischen Werte für eine glatte und raue Wasseroberfläche eingezeichnet.

von [WANNINKHOF 1992], die ebenfalls in Abbildung 7.8 eingezeichnet ist. Diese beruht auf Messungen der Transfargeschwindigkeit im Ozean mit natürlich vorhandenem  $^{14}\text{C}$  und Invasionsmessungen von Bomben- $^{14}\text{C}$  als Tracer. *Wanninkhof* fittete die gemessenen Daten mit einer quadratischen Funktion:

$$k = 0.039 u_{10}^2 (Sc/660)^{-1/2} \quad (7.5)$$

und weist darauf hin, daß die quadratische Abhängigkeit der Transferrate von der Windgeschwindigkeit '... *does not have any physical significance, but is a reasonable fit to experimental results*'. Auch [KANWISHER 1963] zeigte, daß Resultate aus Wind-Wellen-Kanälen adäquat mit einer quadratischen Funktion modelliert werden können.

Für die Berechnung der wasserseitigen Schubspannungsgeschwindigkeit aus der mit dem Anemometer gemessenen Windgeschwindigkeit im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal wurden die Ergebnisse der von [BÖSINGER 1986], [KANDELBINDER 1994] verwendeten *momentum balance method* verwendet. Da sich im Gegensatz zum Ozean in zirkularen Wind-Wellen-Kanälen aufgrund ihrer Geometrie kein logarithmisches Windprofil ausbildet, ist ein Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten, sowie den Vorhersagen der Theorie nur in Verbindung mit einer Parametrisierung der Transferrate durch die Schubspannungsgeschwindigkeit möglich. Aus dem Diffusionsmodell (Abschnitt 2.3) ergibt sich für eine glatte Wasseroberfläche die Gastranferrate näherungsweise zu [DEACON 1977]:

$$k = \frac{1}{15.2} Sc^{-0.61} u_* \quad \text{für } 0.6 < Sc < 10 \quad (7.6)$$

$$k = \frac{1}{12.1} Sc^{-2/3} u_* \quad \text{für } Sc > 60. \quad (7.7)$$

Für eine wellenbewegte (raue) Wasseroberfläche liefert das Oberflächenenerneuerungsmodell (Abschnitt 2.3):

$$k = \frac{1}{16} Sc^{-1/2} u_*, \quad (7.8)$$

wobei sich der Transferwiderstand des Impulses über die Grenzschicht durch den Fit an das universelle Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Strömung nahe einer glatten Wand zu  $\beta=16$  bestimmen läßt [MÜNNICH und FLOTHMANN 1975].

In Abbildung 7.9 sind die gemessenen Transfargeschwindigkeiten für Wärme und in Abbildung 7.10 die daraus berechneten Austauschraten für eine Schmidtzahl von  $Sc = 600$  ( $\text{CO}_2$  bei  $20\text{ C}^\circ$ ) jeweils in doppelt-logarithmischer Darstellung als Funktion gegen die Schubspannungsgeschwindigkeit im Wasser aufgetragen. Eingezeichnet sind ebenfalls die theoretischen Werte für eine glatte und raue Wasseroberfläche nach den oben beschriebenen

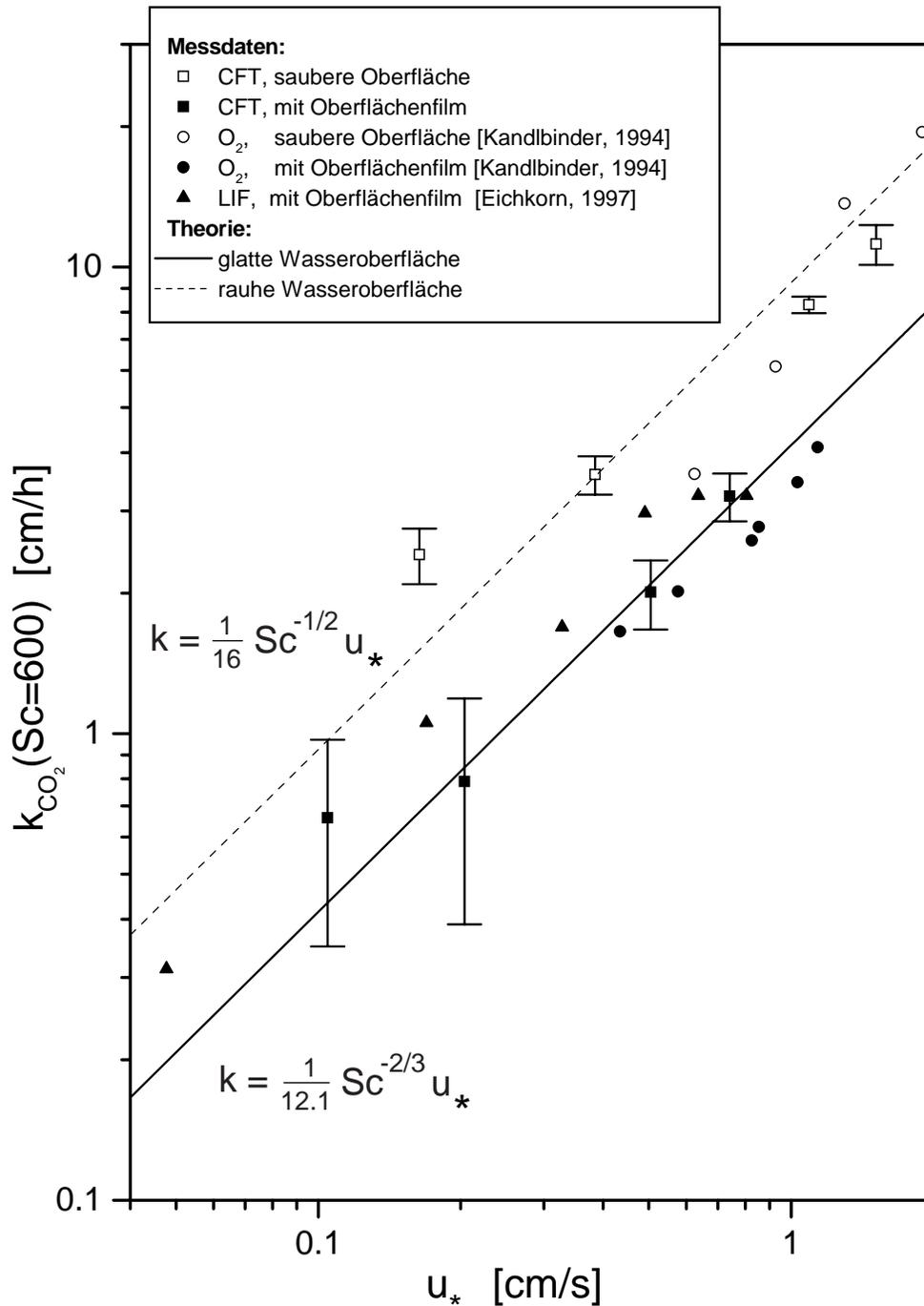


Abbildung 7.10: Im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal gemessene Gastransferrgeschwindigkeiten als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit im Wasser in doppelt-logarithmischer Darstellung. Die Transferraten sind auf eine Schmidtzahl von  $Sc=600$  ( $CO_2$  bei  $20^\circ$ ) normiert. Eingezeichnet sind ebenfalls die theoretischen Werte für eine glatte Wasseroberfläche [DEACON 1977] nach dem Diffusionsmodell und für eine raue Wasseroberfläche nach dem Oberflächenenerneuerungsmodell [DANCKWERTS 1970].

theoretischen Beziehungen. In Anwesenheit eines Oberflächenfilms (glatte Oberfläche) stimmen die gemessenen Transferraten sehr gut mit dem theoretischen Verlauf des Modells von *Deacon* überein, der auch durch die Messungen von [JÄHNE 1980], [KANDELBINDER 1994] und [EICHKORN 1997] bestätigt werden konnte. Bei sauberer Oberfläche (Wellen treten auf) liegen die Transferraten wesentlich höher und folgen dem theoretischen Verlauf für eine raue Wasseroberfläche.

Bei dem allgemeinen Verlauf der Transferrate fällt auf, daß sich die Transferrate bei sauberer Oberfläche bei einer Windgeschwindigkeit von etwa 3.2 m/s ( $u_* \approx 0.7$  cm/s) stärker erhöhen als vorher, die Transportmechanismen in der Grenzschicht werden modifiziert. Wellen sind zwar schon bei niedrigeren Schubspannungsgeschwindigkeiten vorhanden, haben dabei aber noch keinen signifikanten Einfluß auf den Transport in der Grenzschicht. Ab einer 'kritischen' Schubspannungsgeschwindigkeit führt die erhöhte Rauigkeit der Oberfläche zu einem erhöhten Impulseintrag in den Wasserkörper. Weiterhin verursachen die Wellen eine periodische Variation der Grenzschichtdicke. In die daraus resultierende Erhöhung der Transferrate geht die mittlere quadratische Neigung der Wellen linear ein [JÄHNE 1980].

Zusätzlich verursachen die durch die Kapillarwellen modifizierten Transportmechanismen in der Grenzschicht den Übergang des Schmidtzahl Exponenten von  $n=2/3$  auf  $n=1/2$ . Dieser Effekt führt zu einer weiteren Erhöhung des Austausches für Stoffe mit hoher Schmidtzahl  $Sc$ . Die bei den Experimenten beobachtete Erhöhung der Transferrate tritt im gleichen Bereich der Schubspannungsgeschwindigkeit auf bei dem der Übergang Schmidtzahl Exponenten stattfindet [JÄHNE 1980], [HUBER 1984], [BÖSINGER 1986].

Messungen in einem linearen Kanal [OCAMPO-TORRES et al. 1994] haben ebenfalls gezeigt, daß die der Transferrate von  $CO_2$ , aufgetragen gegenüber der Windgeschwindigkeit, in zwei Regime aufgeteilt werden kann. Eine deutliche Erhöhung der Zunahme der Transferrate wurde bei einer Windgeschwindigkeit von  $\approx 3$  m/s beobachtet. Bei dem Experiment entsprach dies der niedrigsten Windgeschwindigkeit, bei der Kapillarwellen beobachtet werden konnten. Studien von [KANWISHER 1963], [BROECKER et al. 1978] und [JÄHNE und SIEGENTHALER 1979] bestätigen den plötzlichen Zuwachs der Austauschrate bei einer kritischen Windgeschwindigkeit mit dem Einsetzen von Kapillarwellen.

Die oben genannten Experimente weisen alle auf die wichtige Rolle der Kapillarwellen bei Austauschprozessen in der Grenzschicht hin. Obwohl eine plötzliche Zunahme des Transportes immer erst bei einer Windgeschwindigkeit auftritt bei der Kapillarwellen entstehen, konnte noch kein kausaler Zusammenhang zwischen beiden Phänomenen gezeigt werden.

Um den Einfluß von Kapillarwellen auf den Gasaustausch von denen in Wind-Wellenkanälen immer vorhanden Phänomenen wie z.B. Turbulenz, Impulseintrag durch den Wind, Aerosolbildung zu separieren, wurde von [SAYLOR und HANDLER 1997] folgendes Experiment durchgeführt: Durch Vibration eines kleinen Tanks in vertikaler Richtung wurden

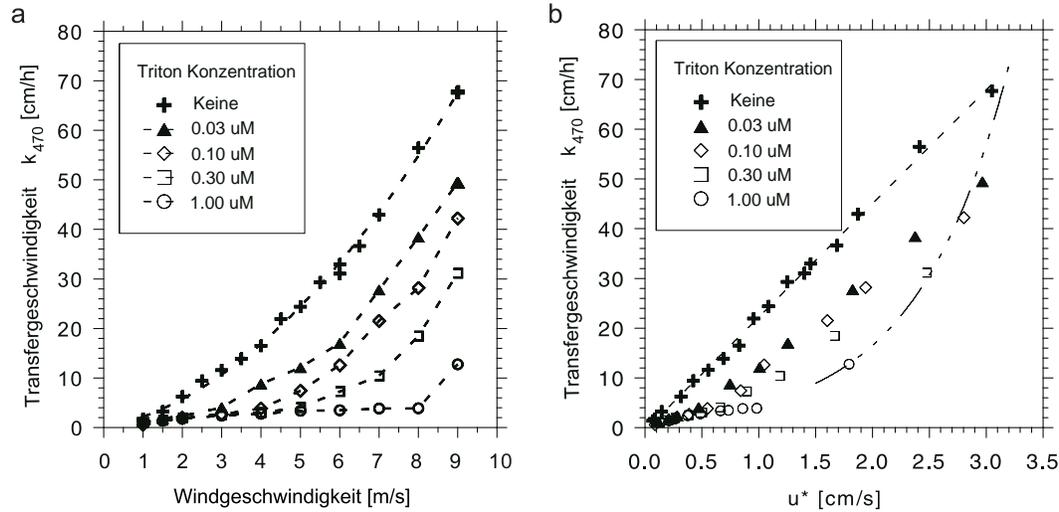


Abbildung 7.11: (a) Abhängigkeit der Gastransfergeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit im zirkularen Tank der *Woods Hole Oceanographic Institution* (WHOI) für eine saubere Oberfläche und verschiedene Konzentrationen von Triton-X-100. (b) Abhängigkeit der Transferrate von der Schubspannungsgeschwindigkeit. Quelle: [FREW et al. 1995].

ein stehendes Kapillarwellenfeld verschiedener Wellenlängen ( $\lambda = 2.26$  bis  $3.62$  mm) generiert und die Transfergeschwindigkeit von  $\text{CO}_2$  gemessen. Es zeigte sich, daß Kapillarwellen ein enormes Potential haben, gelöste Gase mit einer hohen Rate über die Grenzschicht zu transportieren. Es traten Austauschraten bis zu  $35$  cm/h auf. Solche Transfergeschwindigkeiten treten in Wind-Wellen-Kanälen typischerweise erst bei Windgeschwindigkeiten von über  $10$  m/s auf. Bei einer konstanten Wellenlänge zeigen die Transferraten eine gute lineare Korrelation mit der mittleren quadratischen Neigung der Kapillarwellen. [SAYLOR und HANDLER 1997] beobachteten, daß mit abnehmender Wellenlänge die Austauschrate steigt und der Transport dramatisch mit der Wellenlänge variiert. Dies stellt ein interessantes Resultat dar, weil bei Experimenten in Wind-Wellen-Kanälen typischerweise eine gute Korrelation der Transferrate und der mittleren quadratischen Neigung gegeben ist, obwohl dort viele verschiedene Wellenlängen vorhanden sind.

Bei den Serien I-L dämpft der vorhandene Oberflächenfilm die Wellen so extrem, daß diese keinen signifikanten Beitrag zum Gasaustausch liefern und sich auch bei höheren Windgeschwindigkeiten kein Übergang im Schmidtzahl Exponenten vollzieht (siehe Abbildung 7.8). Die Austauschraten folgen den theoretischen Werten für eine glatte Oberfläche nach *Deacon*.

Bei Experimenten von [FREW et al. 1995] in einem zirkularen Kanal konnte gezeigt werden, daß trotz Anwesenheit eines Oberflächenfilms oberhalb einer bestimmten Schubspannungsgeschwindigkeit die Austauschrate stark ansteigt (siehe Abbildung 7.11). Die Schubspannungsgeschwindigkeiten lagen dabei etwas höher ( $u_* \approx 1$  cm/s) und die Konzentrationen

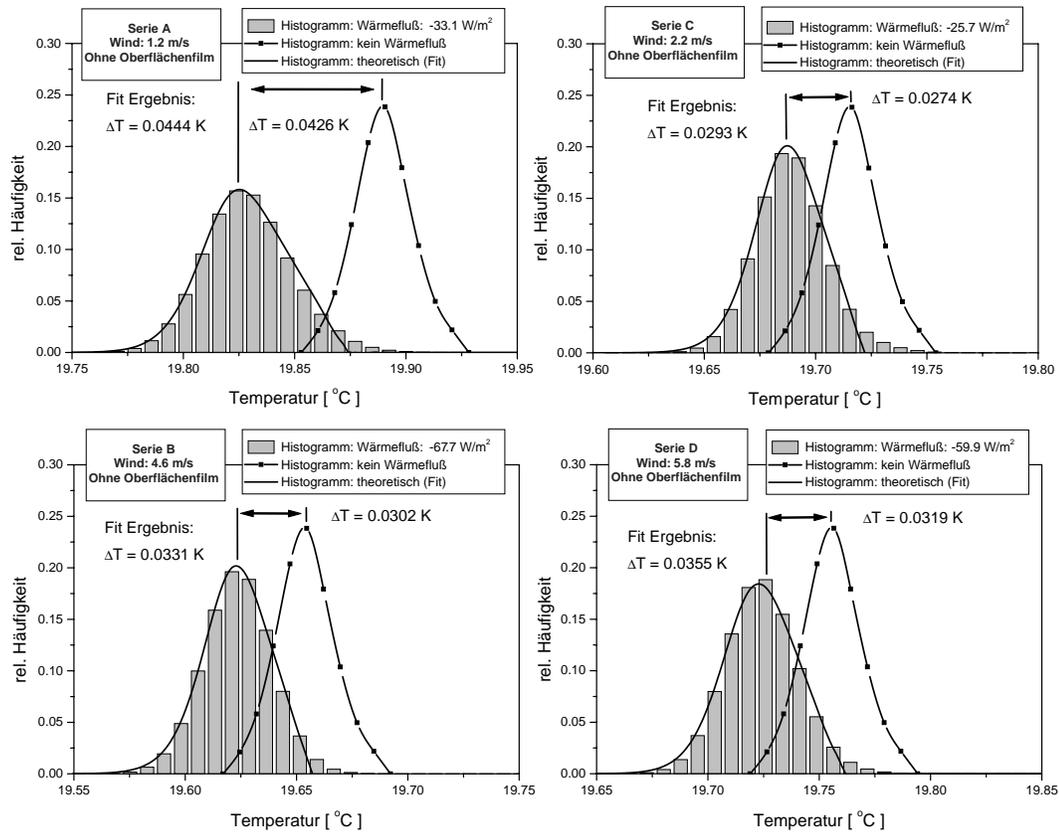


Abbildung 7.12: Histogramme einer Periode (Lüftung geöffnet/geschlossen) der Temperaturverteilung der Serien A-D. Durch den Fit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche an die Histogramme wird ebenfalls der Temperaturgradient bestimmt. Bei sauberer Oberfläche stimmen beiden Methoden innerhalb der Fehlergrenzen überein.

des Oberflächenfilms waren wesentlich geringer (Faktor  $\approx 5$ ) als bei den Experimenten im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal. Ab einer kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit reißt der Oberflächenfilm auf und es entstehen Kapillarwellen, die dann wiederum einen signifikanten Beitrag zur Austauschrate liefern. Der Anstieg in der Transfargeschwindigkeit findet bei einer um so höheren Schubspannungsgeschwindigkeit statt, je stärker (konzentrierter) der Oberflächenfilm ist (vgl. Abbildung 7.11).

## 7.2.2 Verifikation der theoretischen Temperaturverteilung

Durch den Fit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche (Abschnitt 4.3) an die gemessenen Histogramme kann die Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$  abgeschätzt werden. Der Temperaturgradient  $\Delta T$  über die thermische Grenzschicht ergibt sich aus der Differenz zwischen mittlerer Oberflächen- und der Wasserkörpertemperatur (Abschnitt 6.1). Die Ergebnisse des Fits werden mit den in Abschnitt 7.2.1 berechneten Temperaturgradienten

verglichen und diskutiert. Dies erlaubt eine gegenseitige Verifikation der beiden verschiedenen Methoden und gibt Aufschluß über die Verlässlichkeit der Felddaten (Abschnitt 7.3), bei denen der Temperaturgradient durch den Fit bestimmt worden ist.

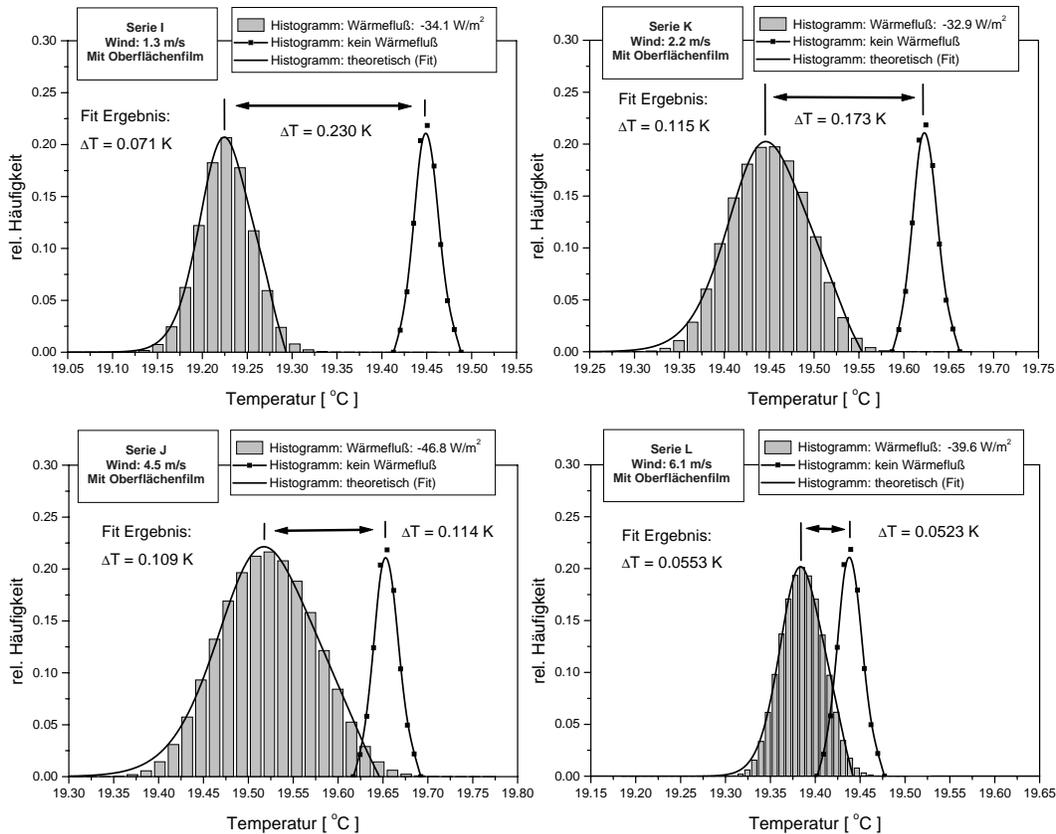


Abbildung 7.13: Histogramme einer Periode (Lüftung geöffnet/geschlossen) der Temperaturverteilung der Serien I-L. Durch den Fit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche an die Histogramme wird ebenfalls der Temperaturgradient bestimmt. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten dämpft der Film die oberflächennahe Turbulenz so stark, daß der Fit den Temperaturgradienten unterschätzt (Serien I und K). Bei mittleren und höheren Windgeschwindigkeiten schätzt der Fit den Temperaturgradienten innerhalb der Fehlergrenzen richtig (Serien J und L).

Für jede der aufgenommenen Bildfolgen aller Serien wurde die Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche bestimmt. Von den jeweils 30 Bildsequenzen pro Zustand (Lüftung geöffnet bzw. geschlossen) wurde ein gemitteltes Histogramm berechnet. So ergeben sich pro Serie je fünf gemittelte Histogramme für die beiden Zustände, wobei gilt (vgl. Abschnitt 4.2):

- Lüftung geöffnet: Wärmeflüsse an der Oberfläche vorhanden.
- Lüftung geschlossen: Keine Wärmeflüsse an der Oberfläche vorhanden.

**Vergleich der  $\Delta T$ -Werte der beiden Methoden**

Serie	Wind [m/s]	Wärmefluß [W/m <sup>2</sup> ]	$\Delta T$ (Diff.) [K]	$\Delta T$ (Fit) [K]
A	1.2	-33.1	0.0437±0.0031	0.0413±0.0038
C	2.2	-25.7	0.0260±0.0036	0.0319±0.0034
B	4.6	-59.9	0.0318±0.0035	0.0378±0.0032
D	5.8	-67.7	0.0277±0.0032	0.0343±0.0033
I	1.3	-34.1	0.2301±0.0241	0.0710±0.0065
K	2.2	-32.9	0.1772±0.0120	0.1112±0.0162
J	4.5	-46.8	0.1031±0.0071	0.1151±0.0151
L	6.1	-39.6	0.0543±0.0025	0.0519±0.0039

Tabelle 7.6: Vergleich der gemessenen Temperaturgradienten  $\Delta T$  über die thermische Grenzschicht mit den Resultaten aus dem Fit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche an die gemittelten Histogramme bei geöffneter Lüftung.

Abbildung 7.12 zeigt jeweils ein gemitteltes Histogramm der Serien A-D (saubere Oberfläche) bei geöffneter Lüftung und das entsprechende Pendant bei geschlossener Lüftung. Aus der Differenz der beiden mittleren Temperaturen der Histogramme wurde in Abschnitt 7.2.1 der Temperaturgradient berechnet. Der Fit der theoretischen Temperaturverteilung (Gleichung 4.5) an die gemittelten Histogramme bei geöffneter Lüftung liefert ebenfalls den Temperaturgradienten  $\Delta T$ . Mit diesen beiden voneinander unabhängigen Methoden wurden die gemittelten Temperaturgradienten für alle Serien bestimmt und gegenseitig verifiziert.

In Abbildung 7.13 sind die mittleren Histogramme der Serien I-L (mit Oberflächenfilm) gezeigt. Aus den jeweils fünf Perioden pro Serie wurde ebenfalls ein mittlerer  $\Delta T$ -Wert berechnet und mit den Ergebnissen aus Abschnitt 7.2.1 verglichen. Die Resultate der beiden verschiedenen Methoden sind in Tabelle 7.6 gegenüber gestellt.

Bei sauberer Oberfläche (Serien A-D) stimmen die  $\Delta T$ -Werte der beiden Methoden innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut überein (vgl. Tabelle 7.6). Die bei der Berechnung der theoretischen Temperaturverteilung gemachte Annahme, daß Oberflächenerneuerungseffekte (Abschnitt 4.3) der dominante turbulente Transportmechanismus sind, wird durch die Resultate bestätigt. Auch bei niedrigen Windgeschwindigkeiten (Serie A) stimmt die theoretische Temperaturverteilung mit der gemessenen sehr gut überein und der Temperaturgradient wird richtig geschätzt. Dies steht in Einklang mit Beobachtungen von Oberflächenerneuerungseffekten (vgl. Abbildung 4.1), die sowohl im Feld als auch im Labor bei niedrigen Windgeschwindigkeiten gemacht wurden.

Bei einem starken Oberflächenfilm und niedrigen Windgeschwindigkeiten wird die oberflächennahe Turbulenz so stark gedämpft, daß Oberflächenerneuerungseffekte nicht mehr den dominierenden Transportmechanismus in der Grenzschicht darstellen. Dadurch unterschätzt der Fit den Temperaturgradienten (Abbildung 7.13, Serien I und K), und die Austauschrate wird zu hoch bestimmt. Bei mittleren und hohen Windgeschwindigkeiten, wenn ein erhöhter Impulstransport vom Wind in den Wasserkörper stattfindet, stellen Oberflächenerneuerungseffekte wieder den dominanten Transportmechanismus dar. Der Fit schätzt den Temperaturgradienten innerhalb der Fehlergrenzen richtig (Abbildung 7.13, Serien J und L), die Austauschrate wird korrekt bestimmt.

### 7.2.3 Skalenanalyse

Um einen Einblick in die turbulenten Transportmechanismen in der Luft-Wasser Phasengrenze zu erhalten werden die mikroskaligen Temperaturfluktuationen an der Wasseroberfläche mit Methoden der digitalen Bildverarbeitung analysiert (Abschnitt 6.2). Dabei wird die Größen- und Richtungsverteilung der auftretenden Muster statistisch ausgewertet. Im Vordergrund steht die Fragestellung, ob eine bestimmte Skalengröße den Transport in der Grenzschicht dominiert, und welche Bedeutung dabei der Größe des Impulsübertrages vom Windfeld in den Wasserkörper (Windgeschwindigkeit bzw. Schubspannungsgeschwindigkeit) zukommt. Weiterhin wird untersucht, in welcher Weise ein Oberflächenfilm die Größenverteilung und Orientierung der Temperaturfluktuationen auf der Wasseroberfläche modifiziert.

#### Schwerpunktwellenzahlen und Strukturgrößen auf der Laplacepyramide

Ebene	Schwerpunktwellenzahl $k$ [rad/m]	Schwerpunktwellenlänge $\lambda$ [cm]	Strukturgrößen von-bis [cm]	Bemerkung
0	2010.6	0.31	0.22 - 0.43	'kleine Skalen' (L0)
1	1005.3	0.62	0.44 - 0.84	
2	502.6	1.25	0.85 - 1.69	'mittlere Skalen' (L2)
3	251.3	2.50	1.70 - 3.42	
4	125.6	5.00	3.43 - 6.57	'große Skalen' (L4)

Tabelle 7.7: Berechnete Schwerpunktwellenzahlen, Schwerpunktwellenlängen und Strukturgrößen auf den Ebenen null bis vier der Laplacepyramide bei einem Bildausschnitt von  $20 \times 20$  cm.

Durch die Konstruktion der Laplacepyramide (Abschnitt 6.2.1) auf den Bildsequenzen wird eine logarithmische Bandpaßzerlegung der Strukturen in den Bildsequenzen erreicht. Der beobachtete Bildausschnitt auf der Wasseroberfläche im Heidelberger Wind-Wellenkanal hatte eine Größe von  $20 \times 20$  cm. Aus den Transferfunktionen (Abbildung 6.6) des verwendeten Glättungsfilters (Gleichung 6.9) zur Berechnung der verschiedenen Ebenen der

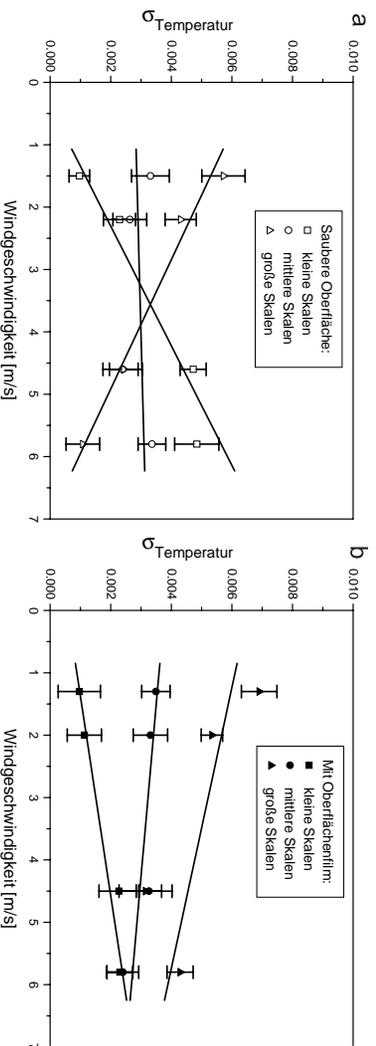


Abbildung 7.14: Standardabweichung der Temperatur der kleinen, mittleren und großen Skalen (Ebenen 0, 2, und 4 der Laplacepyramide) in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit für (a) eine saubere Oberfläche und (b) in Gegenwart eines Oberflächenfilms.

Laplacepyramide ergeben sich für die einzelnen Ebenen der Laplacepyramide die in Tabelle 7.7 aufgeführten Schwerpunktzahlen, bzw. Strukturgrößen.

In Abbildung 7.14 ist die Standardabweichung der Temperatur für verschiedene Ebenen der Laplacepyramide gegen die Windgeschwindigkeit für eine saubere Oberfläche (a) und in Gegenwart eines Oberflächenfilms (b) aufgetragen. Eine hohe Standardabweichung auf einer Ebene bedeutet hohe Fluktuation der Temperatur in dieser Größenskala, da jede Ebene der Laplacepyramide ein bestimmtes Intervall von Strukturgrößen darstellt (siehe Tabelle 7.7).

Die Standardabweichung wurde für jede der 300 Bildsequenzen pro Serie berechnet. Aus den Werten bei geöffneter Lüftung wurde eine mittlere Standardabweichung für jede Pyramidenstufe bei einer Windgeschwindigkeit berechnet. Dabei wurde von jeder Pyramidenstufe die Rauschvarianz der entsprechenden Ebene subtrahiert, die sich aus der Temperaturkalibrierung der Infrarot-Kamera (Abschnitt 7.1) ergeben hat. Nur auf diese Weise ist ein quantitativer Vergleich der Häufigkeit der verschiedenen Skalen möglich.

Das prinzipielle Verhalten der Temperaturfluktuationen ist bei sauberer Oberfläche und in Gegenwart eines Oberflächenfilm gleich. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit nimmt die Häufigkeit der kleinen Skalen zu, die der großen Skalen nimmt ab, und die der mittleren Skalen liegt bei allen Windgeschwindigkeiten in der gleichen Größenordnung (Abbildung 7.14). Bei sauberer Oberfläche ist die Abnahme bzw. die Zunahme der Häufigkeit jedoch wesentlich stärker als in der Gegenwart eines Oberflächenfilms. Der Oberflächenfilm dämpft die oberflächennahe Turbulenz. Erst bei einer Windgeschwindigkeit von 6 bis 7 m/s ist die Standardabweichung der großen und kleinen Skalen in der gleichen Größenordnung, während dies bei sauberer Oberfläche schon bei 3 bis 4 m/s der Fall ist. [LEE et al. 1980] beobachten ebenfalls bei Untersuchungen in turbulenten Systemen, daß Oberflächenfilme die oberflächennahe Turbulenz beeinflussen, indem sie die Größen- und Geschwindigkeitskaskalen verändern.

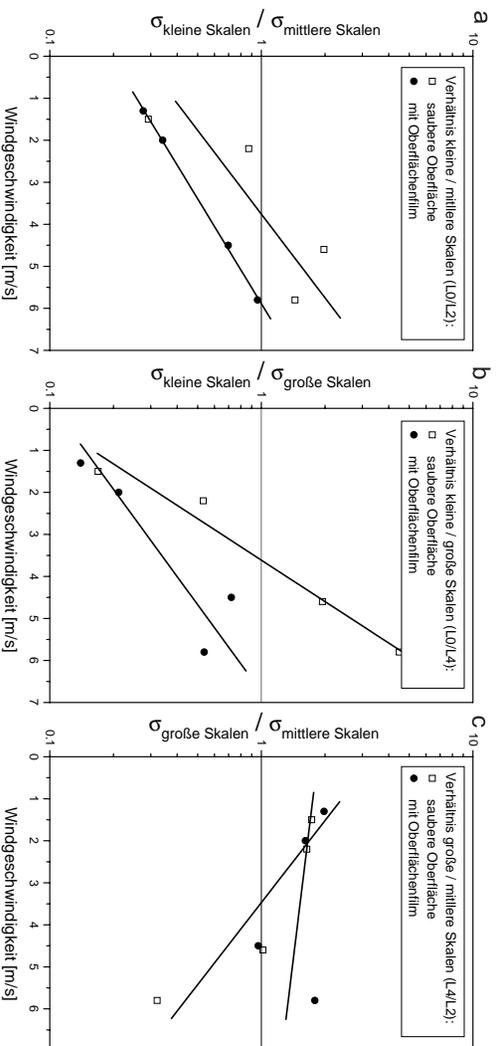


Abbildung 7.15: Verhältnisse der Standardabweichungen der Temperaturen von: **(a)** kleinen zu mittleren Skalen, **(b)** kleinen zu großen Skalen und **(c)** mittleren zu großen Skalen, jeweils im Vergleich saubere Oberfläche/Oberflächenfilm.

Um eine Aussage über die Dominanz der verschiedenen Skalen machen zu können, bzw. die Ergebnisse mit den Daten der Feldmessungen (Abschnitt 7.3) zu vergleichen, wurden die Verhältnisse der Standardabweichungen der Temperaturen auf den verschiedenen Pyramidenstufen berechnet. Abbildung 7.15 zeigt die Verhältnisse der Standardabweichungen von: **(a)** kleinen zu mittleren Skalen, **(b)** kleinen zu großen Skalen und **(c)** mittleren zu großen Skalen, jeweils im Vergleich saubere Oberfläche/Oberflächenfilm.

Bei einer niedrigen Windgeschwindigkeit (1-2m/s) sind die großen Skalen absolut dominant im Vergleich zu den kleinen Skalen (Faktor  $\approx 8$ ), unabhängig davon ob die Oberfläche sauber oder ein Oberflächenfilm vorhanden ist. Während bei sauberer Oberfläche und einer Windgeschwindigkeit von 3-4m/s die kleinen und großen Skalen etwa gleich häufig vorkommen, dominieren in der Gegenwart eines Oberflächenfilms in diesem Regime der Windgeschwindigkeit immer noch die großen Skalen (Faktor  $\approx 5$ ). Mit zunehmender Windgeschwindigkeit treten die kleiner Skalen immer häufiger auf und dominieren gegenüber den großen Skalen bei 6-7m/s und sauberer Oberfläche um einen Faktor von ungefähr 5. Im Gegensatz dazu dämpft ein Oberflächenfilm die Turbulenz so stark, daß bei hohen Windgeschwindigkeiten die kleinen Skalen nicht häufiger auftreten als die großen Skalen.

Anschaulich kann dieses Verhalten so erklärt werden, daß der erhöhte Impulsbeitrag im den Wasserkörper bei höherer Windgeschwindigkeit eine stärkere oberflächennahe Turbulenz induziert, die für eine effektivere Durchmischung der Grenzschicht sorgt. Dadurch nimmt die Häufigkeit der kleinen Skalen zu, während die der großen Skalen abnimmt.

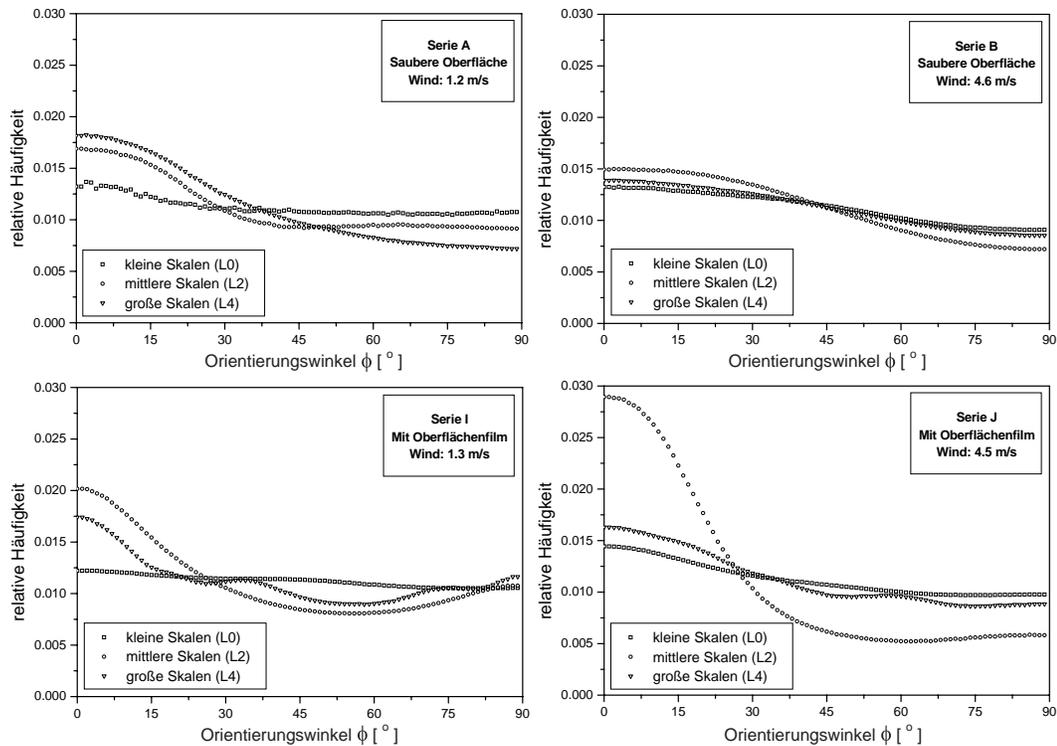


Abbildung 7.16: Aus der lokalen Orientierung berechnete Häufigkeitsverteilung der Orientierungswinkel für kleine, mittlere und große Skalen. Es sind die Verteilungen für eine niedrige und hohe Windgeschwindigkeit, jeweils bei sauberer Oberfläche und in Gegenwart eines Oberflächenfilms gezeigt. Ein Orientierungswinkel von  $\phi=0^\circ$  entspricht der Windrichtung, bzw. der Richtung der Strömung im Wind-Wellen-Kanal.

Bei sauberer Oberfläche findet der Übergang in der Dominanz (Verhältnis der Häufigkeiten gleich eins) von den großen zu den kleinen Skalen bei 3-4 m/s statt (siehe Abbildung 7.15). Faszinierend dabei ist die Tatsache, daß sich dieser Übergang gleichzeitig mit der plötzlichen Zunahme der Gasaustauschrate (vgl. Abbildung 7.8) durch das Einsetzen von Kapillarwellen und dem Übergang des Schmidtzahl Exponenten von  $n=1/2$  auf  $n=3/2$  vollzieht (vgl. Abschnitt 7.2.1). Die Modifikation des Transportmechanismus durch das Einsetzen von Kapillarwellen spiegelt sich in den turbulenten Temperaturfluktuation wieder und kann bei der Skalenanalyse identifiziert werden. In Gegenwart eines Oberflächenfilms findet kein solcher Übergang statt, die Gasaustauschrate folgt den theoretischen Werten für eine glatte Oberfläche (Abbildung 7.10). Hier ergibt die Skalenanalyse, daß die kleinen Skalen es nicht schaffen, über die großen Skalen zu dominieren (siehe Abbildung 7.15).

## 7.2.4 Orientierungsanalyse

Um einen weiteren Einblick in die turbulenten Transportvorgänge an der Wasseroberfläche zu erhalten, wird die lokale Orientierung (Abschnitt 6.2.2) der Temperaturmuster auf den

verschiedenen Ebenen der Laplacepyramide berechnet. Bei dieser Orientierungsanalyse der Temperaturmuster auf der Wasseroberfläche wird untersucht, ob eine bevorzugte Richtung der Muster auftritt und welche Unterschiede sich dabei auf den verschiedenen Skalen ergeben.

Für jede Auflösungsstufe des Bildes einer Sequenz wurden mit Hilfe des *Struktur-Tensor* Verfahrens die Orientierungswinkel  $\phi$  einer Ebene berechnet. Aus allen auftretenden Orientierungswinkel wurde eine Häufigkeitsverteilung berechnet, wobei diese mit dem Kohärenzmaß der lokalen Orientierung gewichtet wurde (vgl. Abschnitt 6.2.2). Aus den 300 Häufigkeitsverteilungen einer Serie wurde ein gemittelttes Orientierungswinkel-Histogramm berechnet.

In Abbildung 7.16 sind die gemittelten Häufigkeitsverteilungen der Orientierungswinkel für eine niedrige und hohe Windgeschwindigkeit, jeweils bei sauberer Oberfläche und in Anwesenheit eines Oberflächenfilms gezeigt. Ein Orientierungswinkel von  $\phi=0^\circ$  entspricht dabei der Windrichtung (entspricht Ausbreitungsrichtung der Wellen), bzw. der Richtung der Strömung im Wind-Wellen-Kanal.

Bei sauberer Oberfläche und niedriger Windgeschwindigkeit (Serie A) sind die Orientierungswinkel  $\phi$  der kleinen Skalen gleich häufig über den ganzen Bereich von  $[0^\circ - 90^\circ]$  verteilt, es existiert keine bevorzugte Richtung in der sich diese Temperaturfluktuationen orientieren. Die mittleren und großen Skalen zeigen bei dieser Windgeschwindigkeit eine bevorzugte Orientierung in Windrichtung. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit (Serie C) gleichen sich die Häufigkeitsverteilungen aller Skalen aneinander an. Die Orientierung der kleinen Skalen nimmt in Windrichtung leicht zu, die der mittleren und großen Skalen nimmt ab.

Anschaulich betrachtet ist dieses Resultat zu erwarten, da mit höherer Windgeschwindigkeit die oberflächennahe Turbulenz zunimmt. Die daraus resultierende bessere Durchmischung des Wasserkörpers sorgt dafür, daß keine Vorzugsrichtung der Temperaturmuster mehr existiert. Bei niedriger Windgeschwindigkeit, also schwächerer Durchmischung des Wasserkörpers, können die großen Skalen orientiert sein, während eine bevorzugte Orientierung der kleinen Skalen durch die schwache, aber vorhandene Turbulenz verhindert wird.

In Anwesenheit eines Oberflächenfilms sieht die Verteilung der Orientierungswinkel bei niedrigen Windgeschwindigkeiten (Serie I) ähnlich der bei sauberer Oberfläche aus. Die Orientierung der kleinen Skalen ist über den kompletten Winkelbereich verteilt, und die mittleren und großen Skalen sind in Windrichtung orientiert. Zusätzlich ist dabei eine Zunahme der Häufigkeit der Orientierung der Muster bei  $\phi=90^\circ$ , also senkrecht zur Windrichtung, zu beobachten. Bei höherer Windgeschwindigkeit (Serie K) tritt eine ausgeprägte Orientierung der mittleren Skalen in Windrichtung auf. Die Orientierung der mittleren und großen Skalen nimmt leicht ab, ist aber im Vergleich gegenüber einer sauberen Oberfläche wesentlich ausgeprägter.

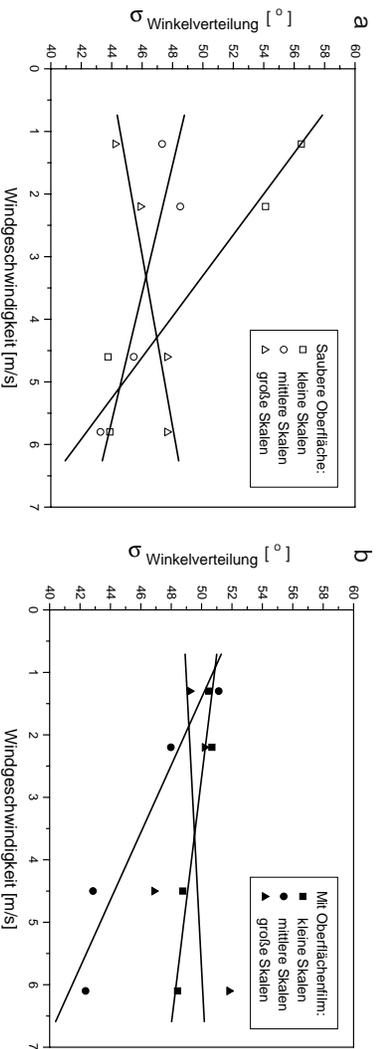


Abbildung 7.17: Standardabweichung der Häufigkeitsverteilung der Orientierungswinkel für kleine, mittlere und große Skalen, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit. **(a)** Saubere Oberfläche und **(b)** in Gegenwart eines Oberflächenfilms.

Um die Häufigkeitsverteilungen aller Serien miteinander zu vergleichen, wurden die Standardabweichungen der Winkelverteilungen bezüglich der Windrichtung ( $\phi = 0^\circ$ ) jeder Serie berechnet. In Abbildung 7.17 sind die Standardabweichungen der Winkelverteilungen gegen die Windgeschwindigkeit für (a) eine saubere Oberfläche und (b) in Anwesenheit eines Oberflächenfilms aufgetragen. Eine niedrige Standardabweichung bedeutet eine schmale Verteilung, d.h. es tritt eine bevorzugte Orientierung in Windrichtung auf. Eine hohe Standardabweichung ist gleichbedeutend mit einer breiten Verteilung, d.h. es tritt keine bevorzugte Richtung der Temperaturmuster auf.

Bei sauberer Oberfläche (Abbildung 7.17a) orientieren sich die kleinen Skalen sehr stark mit zunehmender Windgeschwindigkeit, die mittleren Skalen nur ein wenig, und die großen Skalen deorientieren sich. Durch die erhöhte Turbulenz treten die großen Skalen weniger häufig auf (vgl. Abschnitt 7.2.3) und haben keine bevorzugte Orientierung. Ein anderes Verhalten zeigt sich in Gegenwart eines Oberflächenfilms (Abbildung 7.17a). Die Orientierung der kleinen Skalen in Windrichtung nimmt nur leicht zu, die der großen Skalen sogar leicht ab. Die mittleren Skalen orientieren sich jedoch sehr stark in Windrichtung (vgl. dazu auch Abbildung 7.16).

In Gegenwart eines Oberflächenfilms findet eine Art 'Austausch' im Verhalten der Skalen statt. Im Gegensatz zu sauberer Oberfläche orientieren sich nicht mehr die kleinen Skalen, sondern die mittleren Skalen. Abbildung 7.18 zeigt das Verhältnis der Varianzen der Winkelverteilung von kleinen zu mittleren Skalen, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit. Trotz Modifikation der Transportprozesse durch den Oberflächenfilm ändert sich nichts an den Verhältnissen, da die kleinen Skalen sich bei sauberer Oberfläche wie die mittleren Skalen in Anwesenheit eines Oberflächenfilms in Windrichtung orientieren und umgekehrt.

In der Abwesenheit von Kapillarwellen können abwechselnde links und rechts drehende

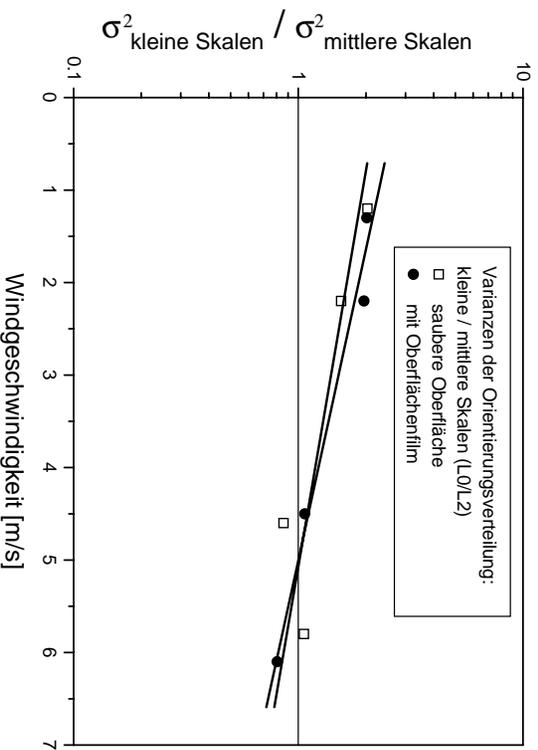


Abbildung 7.18: Verhältnis der Varianzen der Winkelverteilung von kleinen zu mittleren Skalen, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit. Trotz Modifikation der Transportprozesse durch den Oberflächenfilm ändert sich nichts an den Verhältnissen, da die kleinen Skalen bei sauberer Oberfläche sich wie die mittleren Skalen in Anwesenheit eines Oberflächenfilms verhalten und umgekehrt.

spiralenförmige Zirkulationen im Wasser Linien auf der Wasseroberfläche verursachen, die parallel zur Windrichtung orientiert sind. Dieses Phänomen wird als *Langmuir-Zirkulation* bezeichnet, und als erstes von [LANGMUIR 1938] beobachtet. Die auftretenden Linienstrukturen können eine Länge bis zu mehreren hundert Metern und einen Abstand einigen Metern haben. In Labor und Feldstudien mit Sulfur-Staub als Tracer auf der Wasseroberfläche zeigte [MCLEISH 1968], daß nicht notwendigerweise ein Oberflächenfilm (der die Kapillarwellen dämpft) vorhanden sein muß, um die charakteristischen Linienformationen von Mustern auf der Wasseroberfläche zu beobachten. Bei Untersuchungen im Labor mit einer sauberen Oberfläche traten kleinskalige *wind-sticks* auf, deren Größenordnungen im Bereich von Zentimetern lagen. Aus seinen Untersuchern schließt [MCLEISH 1968]:

- Obwohl die durch *wind-sticks* entstehenden Muster eine Dominanz von parallelen Linien zur Windrichtung aufweisen, ist die Formation der kompletten Muster ein sich ständig änderndes Netzwerk mit irregulären Linienbreiten, Abständen und Richtungen.
- Kein anderer Faktor als durch den Wind induzierte Turbulenz im Wasser ist notwendig für die Formation dieser Muster.
- Die bisher gemachten Beobachtungen weisen darauf hin, daß alleine die Turbulenz im Wasser alle bisher erkannten Eigenschaften von *wind-stick* Mustern verursachen könnte.

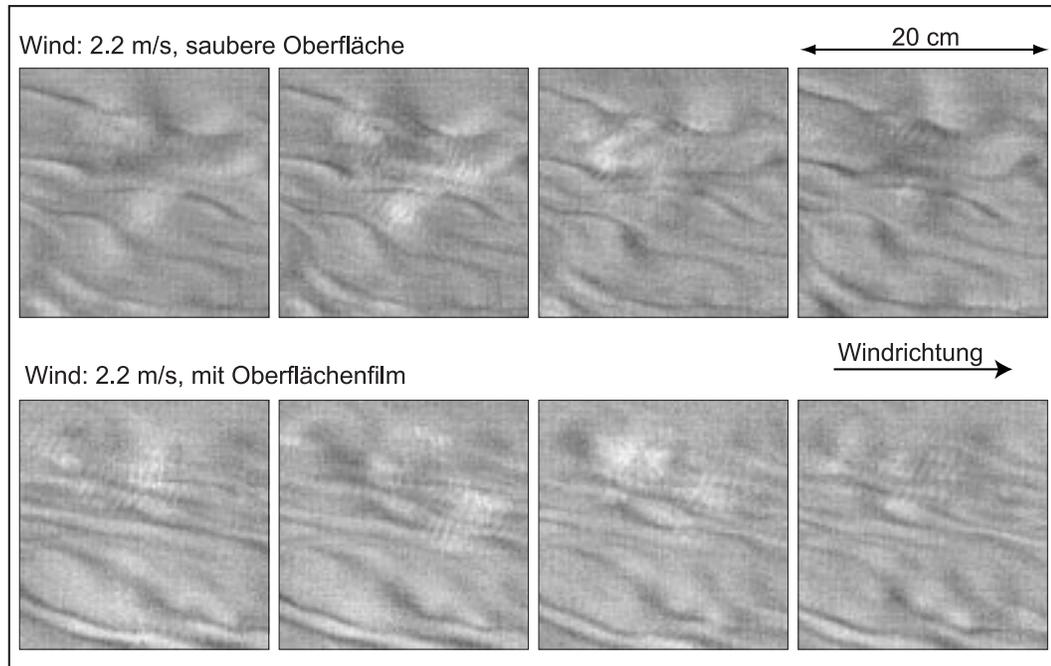


Abbildung 7.19: Beispiel für die Formation von Linienstrukturen auf der Wasseroberfläche, die sich parallel zur Windrichtung orientieren. Nach [MCLEISH 1968] muß kein Oberflächenfilm vorhanden sein, um die charakteristische Formation zu beobachten. Die Wechselwirkung zwischen wasser- und luftseitiger Turbulenz mit den Kapillarwellen ist ausreichend für die Formation dieser Muster.

In Abbildung 7.19 sind jeweils vier Bilder einer Sequenz gezeigt, die im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal bei einer Windgeschwindigkeit von 2.2 m/s aufgenommen wurden. Die von [LANGMUIR 1938] und [MCLEISH 1968] beschriebenen Linienstrukturen parallel zur Windrichtung treten bei sauberer Oberfläche, als auch in Anwesenheit eines Oberflächenfilms auf und können als mikroskalige Langmuir-Zirkulation beschrieben werden. Dabei ist zu bemerken, daß in Gegenwart eines Oberflächenfilms die Linienstrukturen länger sind und die Formation der Strukturen 'geordneter' erscheint. Die genauen Mechanismen, die zur Formation solcher Muster führen, sind bis heute im Detail noch nicht verstanden. Das komplexe Wechselspiel zwischen wasser- und luftseitiger Turbulenz mit den Kapillarwellen, sowie ein eventuell vorhandener Oberflächenfilm, beeinflusst die Transportvorgänge in der Grenzschicht in ein solcher Art und Weise, daß diese faszinierenden Muster entstehen.





Abbildung 7.20: Forschungsschiff *R/V Oceanus* im Juli 1997 im Golfstrom. Das Meßinstrument ist an einem Ausleger am Bug des Schiffes montiert.

### 7.3 Resultate und Diskussion der Messungen während der Forschungsfahrt im Nordatlantik

Die Forschungsfahrt im Juli 1997 war Bestandteil des *Costal Ocean Processes Experiment* der *National Science Foundation*, USA. Wissenschaftler der *Scripps Institution of Oceanography*, der *Woods Hole Oceanographic Institution*, der *University of Rhode Island* und der *Heidelberger Universität* haben bei dieser Forschungsfahrt im Nordatlantik des Gasaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre im Hinblick auf unterschiedliche Umweltbedingungen untersucht. Eine Beschreibung des *science plan* für das *CoOP*-Programm findet sich in [BOCK et al. 1995].

Für die Messungen während der Forschungsfahrt wurde das in Abschnitt 5.1 beschriebene Feldinstrument an einem Ausleger am Bug des Schiffes montiert (Abbildung 7.20). Mit der Infrarot-Kamera wurden alle 10 s Sequenzen mit jeweils 8 Bilder aufgenommen. Eine Meßreihe dauerte ungefähr eine Stunde, dabei entstanden etwa 390 MByte an Bilddaten. Während der gesamten Forschungsfahrt wurden ungefähr 10 GByte Bilddaten aufgenommen, die systematisch ausgewertet wurden. Eine Übersicht der unterschiedlichen Meßbedingungen ist in Tabelle 7.8 gegeben.

**Meßbedingungen während der Forschungsfahrt**

Datum [Jahrestag]	Messung [Name]	Zeit [hh:mm]	Sequenzen [Anzahl]	Wind [m/s]	W.-Richt. [Grad]	Bemerkungen
188	188#0	00:48	271	1.12±0.29	85.3	hohe Luftfeucht.
	188#1	09:17	329	2.41±0.28	10.3	bewölkt
189	189#1	01:32	191	5.15±0.21	9.0	Nebel, sehr warm
190	190#1	02:47	325	1.97±0.16	35.1	klarer Himmel
	190#2	04:13	331	2.91±0.69	40.5	klarer Himmel
191	191#1	00:08	325	7.32±0.29	3.8	wechsel. bewölkt
	191#2	01:23	324	7.95±0.21	3.0	teilw. Reflexe
192	192#1	10:12	325	3.27±0.91	11.2	Regen
	192#2	12:21	195	2.31±0.45	3.7	geschl. Wolkend.
193	193#1	09:22	325	3.80±0.41	3.5	klarer Himmel
	193#2	10:43	427	5.03±0.53	12.8	klarer Himmel
194	194#2	09:05	390	4.22±0.54	16.8	leicht neblig
	194#3	10:02	370	4.44±0.31	3.8	Slick sichtbar
	194#4	18:43	325	5.53±0.34	6.4	viele Reflexe
195	195#1	08:50	390	5.84±0.32	1.8	hohe Luftfeucht.
	195#2	10:02	115	6.33±0.45	3.7	sehr neblig
196	196#1	09:31	325	6.18±0.15	2.0	klarer Himmel
	196#2	10:39	390	6.26±0.41	4.2	Reflexe
197	197#1	00:53	331	5.73±0.39	0.1	klarer Himmel
	197#2	02:17	260	6.20±0.27	5.2	klarer Himmel
198	198#1	00:41	390	8.23±0.13	63.2	viele Reflexe
	198#2	03:54	390	8.58±0.34	7.6	klarer Himmel
199	199#1	00:44	325	7.51±0.38	4.1	hohe Luftfeucht.

Tabelle 7.8: Zusammenfassung der Meßbedingungen während der Forschungsfahrt im nordatlantischen Ozean im Juli 1997. Während der vier Wochen konnte ein breites Spektrum an meteorologischen Parametern abgedeckt werden.

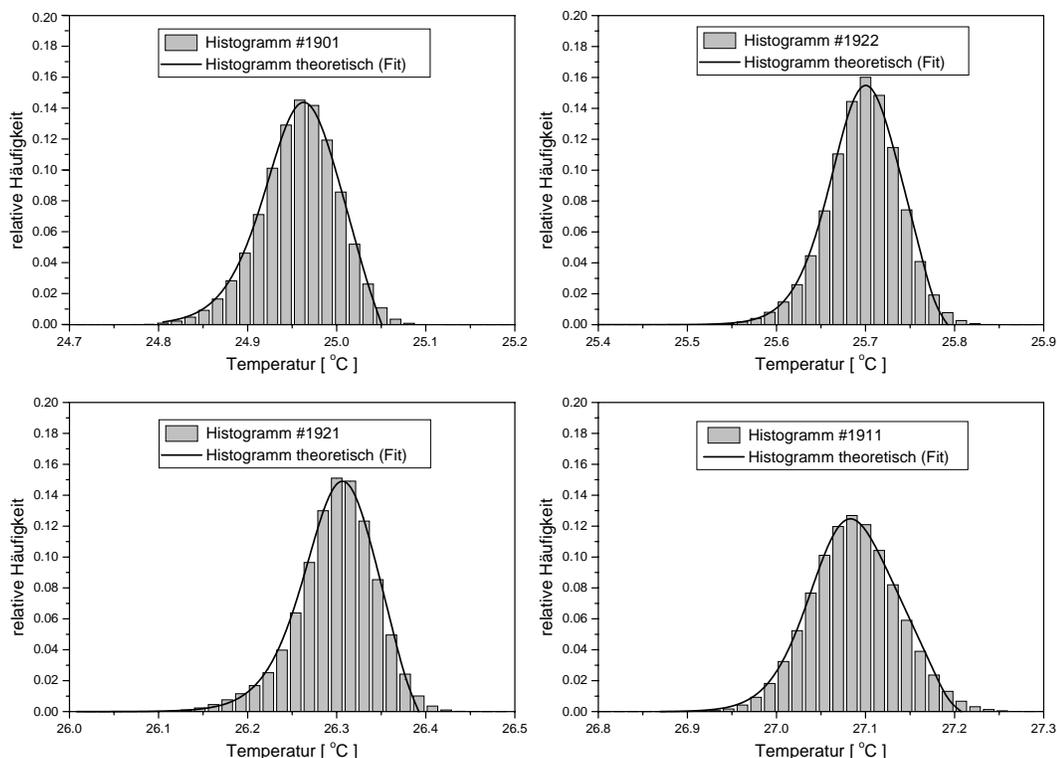


Abbildung 7.21: Histogramme einer Bildsequenz der Temperaturverteilung an der Ozeanoberfläche. Die theoretische Temperaturverteilung wird an die Histogramme gefittet, wobei für die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Zeit zwischen zwei Erneuerungseffekten eine logarithmische Normalverteilung angenommen wurde.

In Abschnitt 7.3.1 wird die theoretische Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche mit den gemessenen Histogrammen verglichen und die der theoretischen Temperaturverteilung zugrunde liegenden Annahme von Oberflächenerneuerungseffekten anhand der Daten diskutiert. Danach werden alle während der Forschungsfahrt gemessenen Transfargeschwindigkeiten vorgestellt und erläutert, sowie einzelne Zeitserien von Gasaustauschraten diskutiert (Abschnitt 7.3.2). Die gleichen Methoden der digitalen Bildverarbeitung zur Untersuchung der Mikroturbulenz an der Wasseroberfläche mit denen die Daten der Messungen im Wind-Wellen-Kanal analysiert worden sind, wurden auch auf die Felddaten angewendet. Die Resultate dieser Analyse hinsichtlich der Größenverteilung der Skalen und deren lokalen Orientierung, sowie der Vergleich der Ergebnisse mit denen der Labormessungen im Heidelberg Wind-Wellen-Kanal finden sich in Abschnitt 7.3.3 und 7.3.4.

### 7.3.1 Temperaturverteilung an der Ozeanoberfläche

Zuerst werden die 8 Bilder einer Sequenz bezüglich der Zuordnung Grauwert  $\Leftrightarrow$  Temperatur kalibriert (vgl. Abschnitt 7.1). Danach werden für jede Bildfolge statistische Parameter

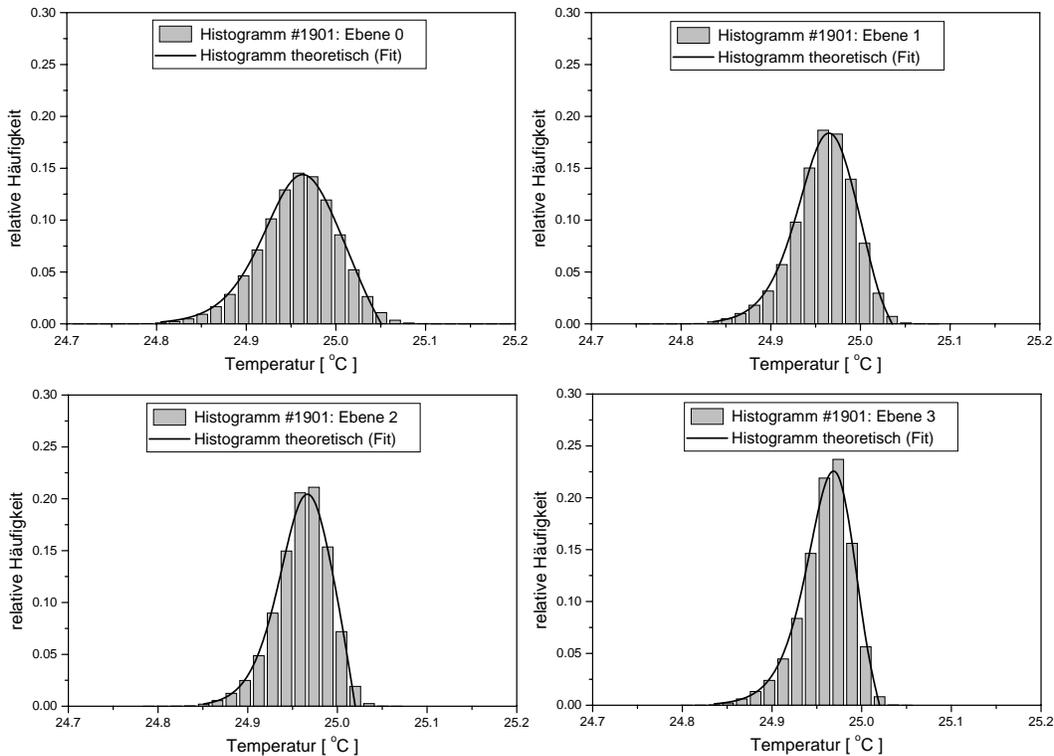


Abbildung 7.22: Histogramme einer Bildsequenz auf den verschiedenen Stufen der Gausspyramide. Auf allen Ebenen lassen sich die gemessenen Histogramme mit der theoretischen Temperaturverteilung (basierend auf log-normal verteilten Oberflächenerneuerungseffekten) am besten fiten.

(Mittelwert und Varianz), sowie die Temperaturverteilung (Histogramm) berechnet. In Abbildung 7.21 sind die Histogramme verschiedener Bildsequenzen gezeigt. Die theoretische Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche (Abschnitt 4.3) wurde an die Histogramme gefittet. Für die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Zeit zwischen zwei Erneuerungseffekten wurde die logarithmische Normalverteilung (Gleichung 4.4) verwendet. Andere statistische Verteilungen, wie z.B. die  $\delta$ -Distribution (periodische Erneuerung), oder eine exponentielle Verteilung (instantane Erneuerungen treten häufiger auf als lange Lebensdauer), erlauben es nicht die Histogramme mit der theoretischen Temperaturverteilung zu fiten [HAUSSECKER et al. 1998], [SCHIMPF et al. 1999b].

Die bei der Berechnung der theoretischen Temperaturverteilung (Abschnitt 4.3) zugrunde liegende Annahme, daß Oberflächenerneuerung den dominanten turbulenten Transportmechanismus in der Grenzschicht darstellt, kann in zweierlei Hinsicht bestätigt werden. Zum einen lassen sich alle gemessenen Histogramme nahezu perfekt mit der theoretischen Temperaturverteilung für log-normal verteilte Oberflächenerneuerung fiten. Weiterhin sind Oberflächenerneuerungseffekte in zahlreichen Bildsequenzen visuell beobachtbar (siehe Abbildung

4.1). Es konnten isolierte Erneuerungsereignisse, Erneuerungseffekte während und nach dem Brechen einer Welle, sowie Oberflächenerneuerung bei dem Aufschlag von Regentropfen auf der Wasseroberfläche entdeckt werden.

An der Art der Erneuerungseffekte läßt sich erkennen, daß diese Ereignisse eine breite Größenskala überdecken. Bei dem Aufschlag der Regentropfen auf der Wasseroberfläche hat die erneuerte Fläche eine Größe der Ordnung  $\mathcal{O}(\text{mm}^2)$ , bei einzelnen Erneuerungseffekten in der Ordnung  $\mathcal{O}(\text{cm}^2)$ , und bei brechenden Wellen bis zur Ordnung  $\mathcal{O}(\text{m}^2)$ . Um ein Verständnis für Oberflächenerneuerungseffekte auf verschiedenen Größenskalen zu erhalten, wurden Histogramme auf den verschiedenen Ebenen der Gausspyramide (Abschnitt 6.2.1) einer Bildsequenz berechnet.

Abbildung 7.22 zeigt die Histogramme einer Bildsequenz auf den verschiedenen Stufen der Gausspyramide. Auf allen Ebenen der Gausspyramide lassen sich die gemessenen Histogramme mit der theoretischen Temperaturverteilung (basierend auf Oberflächenerneuerung) am besten fitten. Daraus läßt sich schließen, daß auf allen beobachteten Größenskalen Oberflächenerneuerungsereignisse den dominanten turbulenten Transportprozeß darstellen. Anhand der Resultate der gemessenen Temperaturverteilung auf den verschiedenen Skalen, sowie den visuell beobachteten Erneuerungseffekten bei den Labor- und Feldmessungen, favorisiert der Autor das Oberflächenerneuerungsmodell zur Beschreibung der Transportprozesse in der viskosen Grenzschicht.

### 7.3.2 Gastransferraten auf dem Ozean

Die Ergebnisse der Labormessungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (Abschnitt 7.2.2) belegen, daß durch den Fit der theoretischen Temperaturverteilung der Wasseroberfläche an die gemessenen Histogramme der Temperaturgradient über die Grenzschicht (und somit die Transferrate) zuverlässig bestimmt werden kann. Lediglich in Gegenwart eines starken Oberflächenfilms bei niedriger Windgeschwindigkeit (1-2 m/s) unterschätzt der Fit den Temperaturgradienten (Abbildung 7.13). Diese Einschränkung hat keinerlei Bedeutung für die Ergebnisse der Feldmessungen, da bei nur 2 der 23 Meßreihen die Windgeschwindigkeit bei 2 m/s und darunter lag (siehe Tabelle 7.8) und nicht notwendigerweise in diesen Zeiträumen ein starker Oberflächenfilm vorhanden gewesen sein muß (vgl. Diskussion in Abschnitt 7.3.2).

Wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, kann durch den Fit der theoretischen Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche an die gemessenen Histogramme die Temperatur des Wasserkörpers  $T_b$  abgeschätzt werden. Der Temperaturgradient  $\Delta T$  über die thermische Grenzschicht ergibt sich aus der Differenz zwischen mittlerer Oberflächen- und der Wasserkörpertemperatur (Abschnitt 6.1). Wie bei den Messungen im Labor (Abschnitt 7.2.1) wird aus den Wärmeflüssen an der Wasseroberfläche und dem Temperaturgradienten die Transferrate für Wärme bestimmt und die Gasaustauschrate für  $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ$  (Schmidtzahl  $Sc=600$ ) berechnet. Der netto Wärmefluß  $j_Q$ , welcher zur Berechnung der Wärmetransfergeschwindigkeit benötigt wird (Gleichung 3.4) ergibt sich an der Ozeanoberfläche aus der

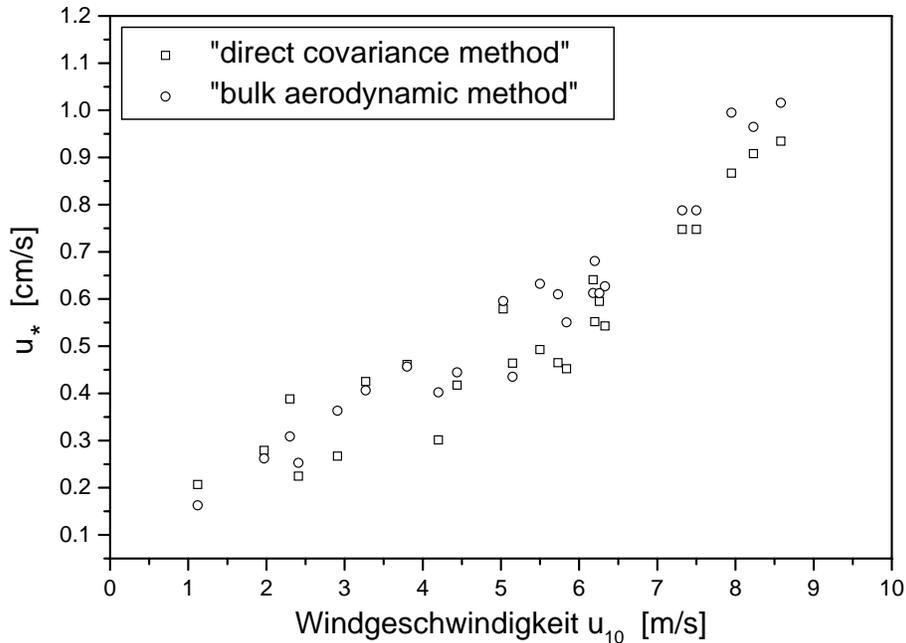


Abbildung 7.23: Wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  berechnet nach der 'bulk aerodynamic method' und der 'direct covariance method', aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  in 10 m Höhe. Die Daten stammen von [EDSON 1999].

Summe von latentem und sensiblem Wärmefluß, sowie solarer Einstrahlung. Die Meteorologischen Parameter (z.B. Wärmeflüsse, Windgeschwindigkeit, Schubspannungsgeschwindigkeiten, Windrichtung) während der Forschungsfahrt wurden von [EDSON 1999] gemessen und zur Verfügung gestellt. Der latente und sensible Wärmefluß, sowie die Schubspannungsgeschwindigkeiten (siehe Abbildung 7.23) wurden mit der *bulk aerodynamic method*, sowie der *direct covariance method*, die solare Einstrahlung mit einem breitbandigen Photodetektor bestimmt. Die Windgeschwindigkeit und Richtung wurde mit einem *sonic anemometer* gemessen. Die vorliegenden meteorologischen Daten sind alle über einen Zeitraum von 15 Minuten gemittelt.

In Abbildung 7.24 sind alle während der Forschungsfahrt gemessenen Transfargeschwindigkeiten gegen die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe aufgetragen. Zum Vergleich sind die beiden empirischen Beziehungen von [LISS und MERLIVAT 1986] und [WANNINKHOF 1992] eingezeichnet. Die Transferraten decken sich mit Messungen anderer Autoren (siehe z.B. Zusammenfassung von Gasaustauschraten bei [HAUSSECKER und JÄHNE 1995]) und folgen der generell beobachteten Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit steigt die Gasaustauschraten immer stärker an.

Die große Streuung der Daten spiegelt die hohe zeitliche und räumliche Variabilität der meteorologischen Parameter wieder. Eine kurzzeitige Variation der Windgeschwindigkeit

impliziert eine instantane Änderung der Austauschrate. Fluktuationen in der Windrichtung ändern ebenso das lokale Wellenfeld, welches wiederum einen entscheidenden Einfluß auf die Transferrate hat (vgl. Diskussion in Abschnitt 7.2.1). Die Windgeschwindigkeit ist nicht der einzige Faktor, der die Transferrate beeinflusst. Im wesentlichen wird der Gasaustausch durch die oberflächennahe Turbulenz reguliert [JÄHNE et al. 1987].

Biologische und chemische Oberflächenfilme modifizieren die Größenskalen (siehe Abschnitt 7.2.3) der turbulenten Transportprozesse in der Grenzschicht und verlangsamen den Transport durch die Grenzschicht (vgl. Abschnitt 2.1). Bei dem in Abbildung 7.8 markierten Bereich liegen die Transferraten relativ niedrig für eine Windgeschwindigkeit im Bereich von  $u_{10}=5-6$  m/s. Während einer Meßreihe (194#3) konnte ein *slick* auf der Ozeanoberfläche visuell beobachtet werden. Obwohl noch keine Resultate über die Konzentration von oberflächenaktiven Substanzen vorliegen, liegt die Vermutung nahe, daß bei den markierten Meßreihen ein Oberflächenfilm gegenwärtig war, der die Transferrate wesentlich erniedrigte.

Die Stabilität der Grenzschicht, der Beitrag von Blasen und Regen sind weitere Faktoren, welche die oberflächennahe Turbulenz und somit die Austauschprozesse in der Grenzschicht beeinflussen. Viele dieser Faktoren sind nicht direkt an die Windgeschwindigkeit gekoppelt, so daß eine Beziehung, die nur die Windgeschwindigkeit berücksichtigt um Transferraten vorherzusagen, wahrscheinlich fehlerhaft ist. Bisher stehen nur wenige systematische Untersuchungen über Turbulenz und deren regulierenden Parameter im Ozean zur Verfügung. Experimente in Wind-Wellen-Kanälen und auf Seen haben gezeigt, daß der Wind einen wesentlichen Effekt auf die Austauschprozesse hat. Folglich werden Beziehungen zwischen Transferrate und Windgeschwindigkeit weiter verwendet werden, bis eine umfassendere Beschreibung verfügbar wird.

Die breite Abdeckung der während der Forschungsfahrt aufgetretenen Windgeschwindigkeiten von 1-9 m/s erlaubt eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit der Transferrate von der Windgeschwindigkeit und deren Variabilität. Für alle aufgetretenen Windgeschwindigkeiten wurde eine gemittelte Transferrate berechnet. In Abbildung 7.25 sind die gemittelten Transferraten gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen. Zum Vergleich sind ebenfalls die beiden empirischen Beziehungen von [LISS und MERLIVAT 1986] und [WANNINKHOF 1992] eingezeichnet.

Die *Liss-Merlivat* Beziehung unterschätzt die gemessenen Austauschraten substantiell. Dafür lassen sich zwei Gründe anführen. Gegenüber der *Wanninkhof* Beziehung zeigt die *Liss-Merlivat* Beziehung eine schwächere Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, da diese auf Daten von *Fetch*-limitierten Systemen (Seen und Wind-Wellen-Kanäle) basiert. Experimente in Wind-Wellen-Kanälen haben gezeigt, daß der *Fetch* einen Einfluß auf das Wellenfeld und die Transferrate hat [JÄHNE et al. 1989], [WANNINKHOF und BLIVEN 1991]. Somit könnte auch die oberflächennahe Turbulenz, die den Gasaustausch reguliert, von der Überstreichlänge des Windes abhängen. Die Varianz der Windgeschwindigkeit während des

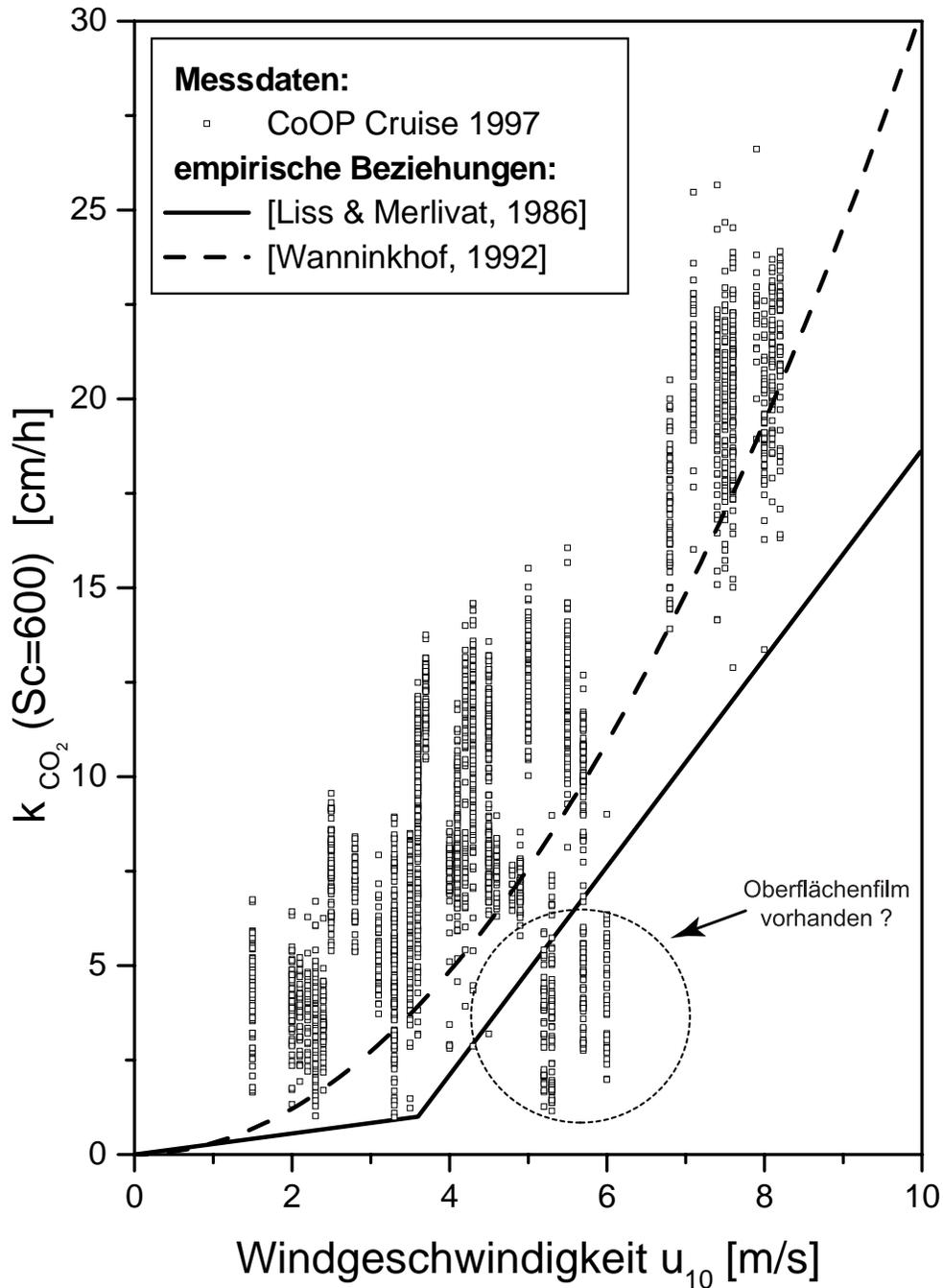


Abbildung 7.24: Alle während der Forschungsfahrt gemessenen Transferraten aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe. Die Transferraten sind auf eine Schmidtzahl von  $\text{Sc}=600$  ( $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ$ ) normiert. Zum Vergleich sind die beiden empirischen Beziehungen von [LISS und MERLIVAT 1986] und [WANNINKHOF 1992] eingezeichnet. Die Transferraten folgen der generell beobachteten Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit steigt die Gasaustauschrate immer stärker. Bei dem markierten Bereich liegen die Transferraten relativ niedrig für den Bereich von 5-6 m/s. Die Vermutung liegt nahe, daß ein Oberflächenfilm gegenwärtig war, der die Transferrate wesentlich erniedrigte. Das *binning* der Transferraten kommt zustande, da die Daten der Windgeschwindigkeit als 15 Minuten Mittelwerte vorliegen und die Gasaustauschraten mit höherer zeitlicher Auflösung gemessen wurde.

Meßzeitraums hat ebenfalls einen signifikanten Einfluß auf die Austauschrate. Wenn die Beziehung zwischen Austauschrate und Windgeschwindigkeit nicht linear ist, oder nicht durch den Ursprung verläuft, sind die berechneten Transfargeschwindigkeiten bei einer bestimmten mittleren Windgeschwindigkeit abhängig von der Verteilung der Windgeschwindigkeit. Die meisten experimentellen Resultate schlagen eine positive Krümmung für die Beziehung vor, so daß eine Transfargeschwindigkeit, gemittelt über eine lange Zeitperiode mit variablem Wind, höher ist als eine Transfargeschwindigkeit, die bei der selben, allerdings gleichbleibender Windgeschwindigkeit gemessen wurde. Die Beziehung von *Liss-Merlivat* basiert auf Transferraten, die bei beständigen Bedingungen und im Vergleich zu anderen Messungen bei relativ kurzen Zeitintervallen gemessen wurden. Folglich ist es nicht verwunderlich, daß diese Beziehung Gasaustauschraten auf dem Ozean, bei denen eine hohe Variation in der Windgeschwindigkeit auftritt, zu niedrig voraussagt.

Die *Wanninkhof* Beziehung berücksichtigt die Variation in der Windgeschwindigkeit und legt dafür die *Rayleigh* Verteilung zugrunde, die eine vernünftige Näherung für die globale Verteilung der Windgeschwindigkeit über dem Ozean darstellt [WENTZ et al. 1984]. Die während der Forschungsfahrt für jede der aufgetretenen Windgeschwindigkeiten gemittelten Transferraten folgen dem Verlauf der *Wanninkhof* Beziehung, wobei die Abweichung von dieser mit zunehmender Windgeschwindigkeit immer kleiner wird und bei höheren Windgeschwindigkeiten eine gute Übereinstimmung zeigt (siehe Abbildung 7.25).

Bei den beiden empirischen Beziehungen geht die Transferrate gegen Null, wenn kein Wind vorhanden ist. Bei allen empirischen Beziehungen wird die Erhöhung der Austauschrate bei niedrigen Windgeschwindigkeiten für CO<sub>2</sub> durch chemische Reaktion vernachlässigt [WANNINKHOF 1992]. Die auf dem Ozean gemessenen Transferraten zeigen einen Offset bei niedrigen Windgeschwindigkeiten. Da Wärme als Tracer für Gases verwendet wurde, ist dieser Offset nicht durch chemische Reaktion, wie beim CO<sub>2</sub>-Austausch, zu erklären. Im Labor [OCAMPO-TORRES et al. 1994], sowie auf Seen [CLARK et al. 1995b] ist bei den Daten verschiedener Autoren ebenfalls ein Offset der Transferrate bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten zu beobachten. Folglich muß eine nicht direkt vom Wind getriebene Quelle für oberflächennahe Turbulenz existieren. Unter der Annahme, daß eine solche Quelle auch in Flußmündungen vorhanden ist, schlägt [CLARK et al. 1995a] anhand von Messungen mit Dual Tracer Techniken im *Hudson River* und Massenbilanzmethoden im *San Francisco Bay* folgende Abhängigkeit der Transferrate  $k$  von der Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  vor:

$$k_{600} = 2.0 + 0.24 u_{10}^2, \quad (7.9)$$

wobei  $k_{600}$  in der Einheit von [cm/h] und  $u_{10}$  in [m/s] angegeben ist. Auch bei den auf dem Ozean gemessenen Austauschraten findet sich eine bessere Korrelation mit der Windgeschwindigkeit, wenn ein Offset der Transfargeschwindigkeit bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten angenommen wird. Aus den gemittelten Transferraten in Abbildung 7.25 ergibt sich durch fitten:

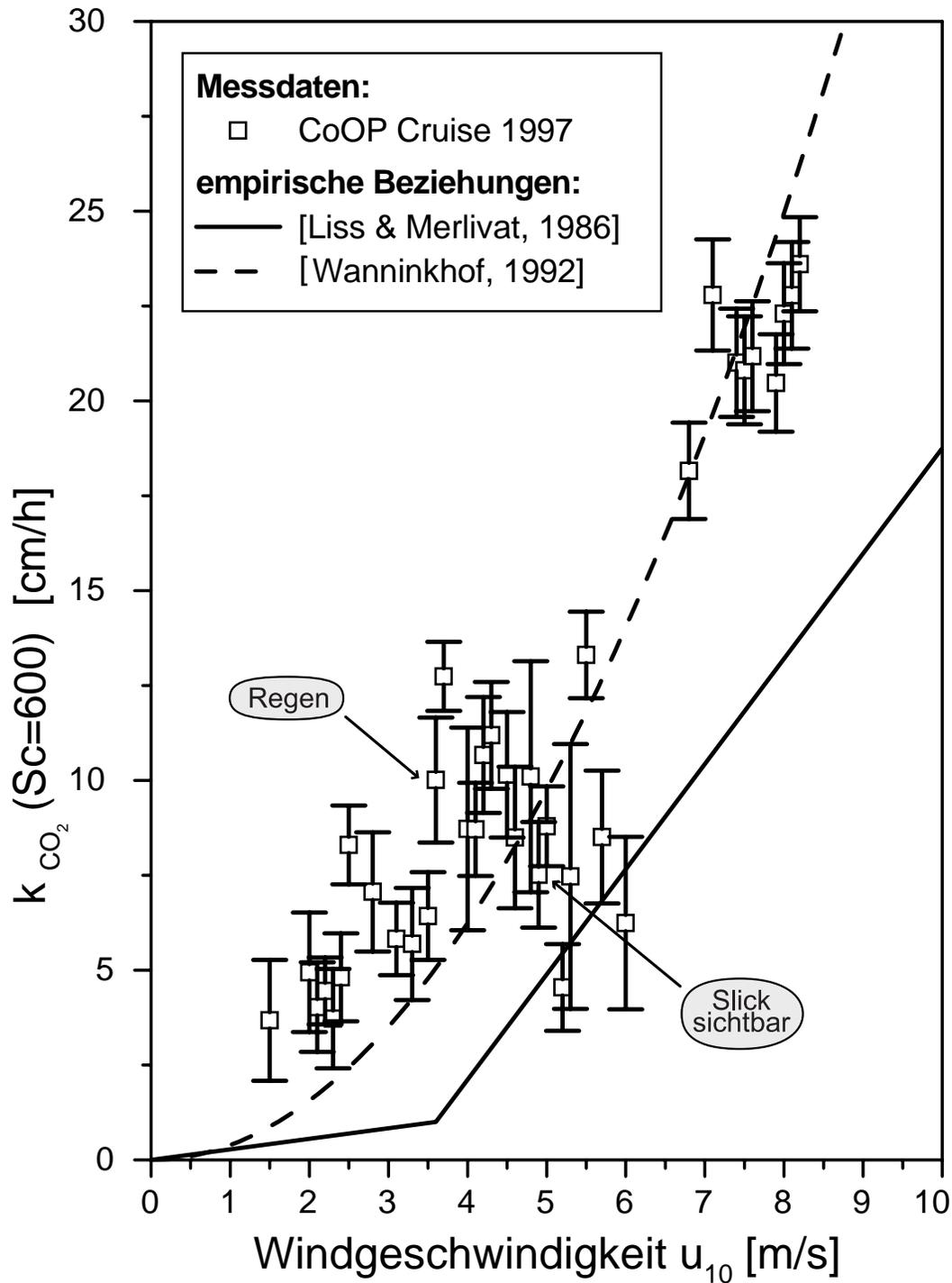


Abbildung 7.25: Für alle Windgeschwindigkeiten gemittelte Transferraten, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit. Die empirischen Beziehungen von [LISS und MERLIVAT 1986] und [WANNINKHOF 1992] sind ebenfalls eingezeichnet. Die Liss-Merlivat Beziehung unterschätzt die gemessenen Austauschraten substantiell. Die Transferraten folgen dem Verlauf der Wanninkhof-Beziehung, wobei die Abweichung von dieser mit zunehmender Windgeschwindigkeit immer kleiner wird. Bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten zeigen die gemessenen Daten einen Offset der Transferraten gegenüber den beiden empirischen Beziehungen.

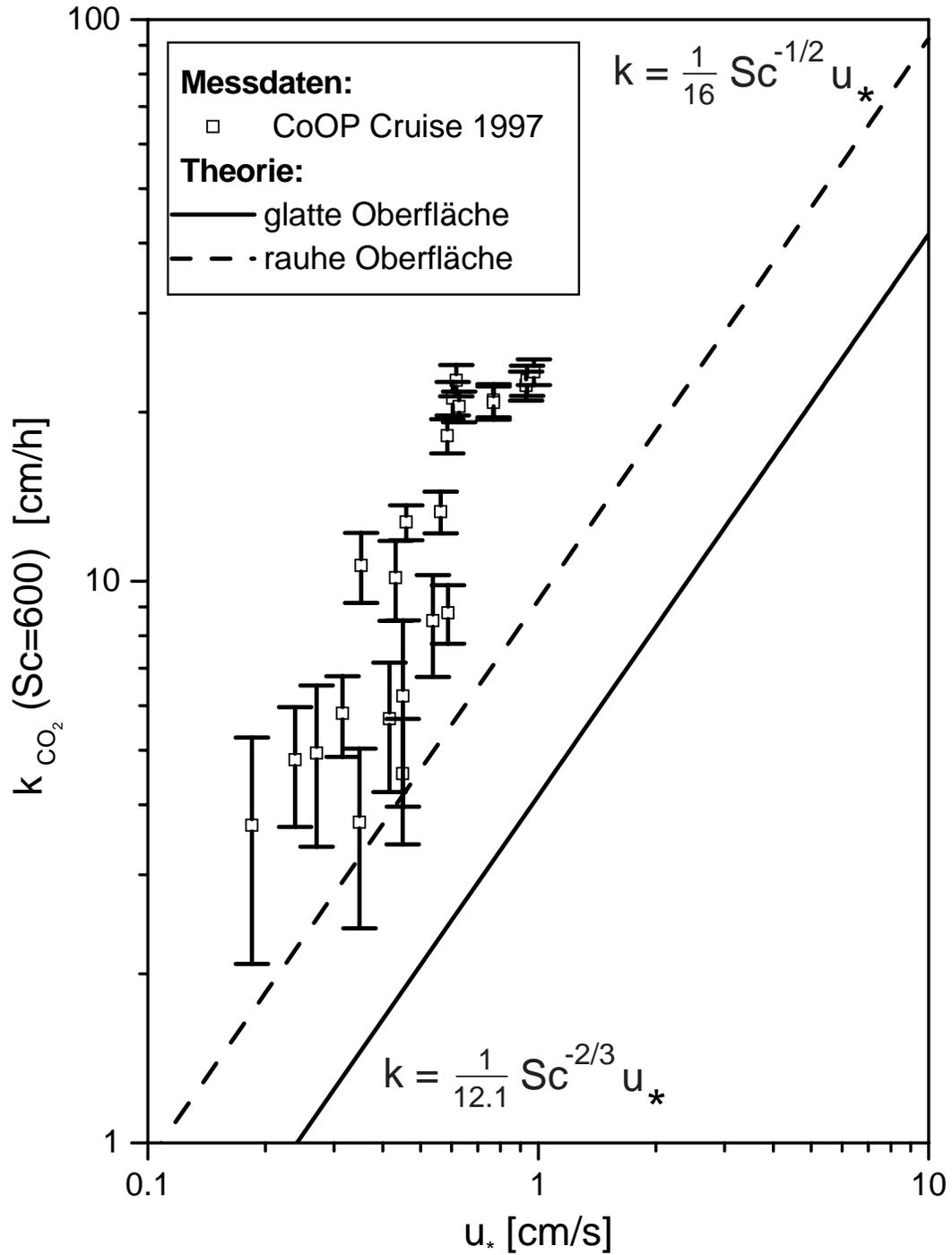


Abbildung 7.26: Transferraten als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit im Wasser in doppelt-logarithmischer Darstellung. Die Transferraten sind auf eine Schmidtzahl von  $Sc=600$  ( $CO_2$  bei  $20^\circ$ ) normiert. Eingezeichnet sind ebenfalls die theoretischen Werte für eine glatte Wasseroberfläche nach dem Diffusionsmodell und für eine raue Wasseroberfläche nach dem Oberflächenenerneuerungsmodell.

$$k_{600} = 3.1 + 0.395 u_{10}^{1.9}. \quad (7.10)$$

Bei bisherigen Felddaten wurde die Beziehung Gasaustauschrate/Windgeschwindigkeit mit Potenzen gefittet, wobei Exponenten im Bereich von 1.5 [HARTMAN und HAMMOND 1984] bis 2.2 [BROECKER et al. 1985] vorgeschlagen wurden.

Als Ursache für den Offset bei niedrigen Windgeschwindigkeiten lassen sich mehrere Gründe anführen. Zum einen verursacht reine Diffusion in einem ruhenden Medium molekularen Transport durch die Grenzschicht. Bei einem Experiment im Tank des *NASA Rain-Sea Interaction Facility* [HO et al. 1997], ergab sich eine Austauschrate von  $k_{600}=0.5$  cm/h in Abwesenheit von Wind und bei keinerlei Bewegung des Wasserkörpers. Auf dem Ozean sind Gravitationswellen immer anwesend und die Wasseroberfläche kommt im Gegensatz zu einem Tank oder Wind-Wellen-Kanal nie zur Ruhe. Die ständige Bewegung des Wasserkörpers induziert oberflächennahe Turbulenz, die den Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean verstärkt, auch wenn kein Wind über die Wasseroberfläche streicht.

In Abbildung 7.26 sind die gemessenen Austauschraten in doppelt-logarithmischer Darstellung als Funktion gegen die Schubspannungsgeschwindigkeit im Wasser aufgetragen. Eingezeichnet sind ebenfalls die theoretischen Werte für eine glatte und raue Wasseroberfläche. Die Werte für eine glatte Oberfläche stellen auf dem Ozean eine Untergrenze für die Transferraten dar. Es ist zu beobachten, daß die Streuung der Daten mit steigender Schubspannungsgeschwindigkeit geringer wird. Bis zu einer Schubspannungsgeschwindigkeit von  $u_* \approx 0.5-0.7$  cm/s liegen die Transferraten im Bereich der theoretischen Werte für eine raue Oberfläche. Danach ist ein Sprung in der Transferrate zu erkennen, d.h. der Transferwiderstand  $\beta$  des Impulses über die Grenzschicht wird kleiner. Dieser Übergangsbereich deckt sich mit den Resultaten der Skalenanalyse (Abschnitt 7.3.3), bei denen ein Übergang der Dominanz der Größenskalen der Temperaturfluktuationen in diesem Bereich ( $u_{10} \approx 4.5-5.5$  m/s) zu erkennen ist.

In Abbildung 7.27 ist die Transferrate für vier verschiedene Meßreihen gegen die Zeit aufgetragen. Die beiden Zeitserien in Abbildung 7.27a und 7.27b sind bei annähernd gleicher Windgeschwindigkeit ( $u_{10}=4.2$  m/s und 3.8 m/s) aufgenommen worden. Während bei 7.27a die Austauschrate innerhalb einer Stunde nahezu konstant bleibt ( $k_{600}=6.25 \pm 0.65$  cm/h) fluktuiert die Transferrate bei der Zeitserie 7.27b zwischen  $k_{600}=4$  und 9 cm/h. Konventionelle Methoden, die den Gasaustausch mit einer wesentlich geringeren zeitlichen Auflösung untersuchen, sind nicht in der Lage solche Fluktuationen in der Transferrate aufzulösen. Ein zeitliches Mittel der beiden Serien liefert anähernd das gleiche Resultat für die Transferrate ( $k_{600}=6.25$  cm/h und 6.05 cm/h). Das gleiche Verhalten ist in Abbildung 7.27c und 7.27d bei wesentlich höheren Windgeschwindigkeiten ( $u_{10}=7.9$  m/s und 7.3 m/s) zu beobachten. Die Variation in der Austauschrate ist bei der Zeitserie in Abbildung 7.27d um ungefähr einen Faktor zwei größer als bei der Zeitserie in 7.27c.

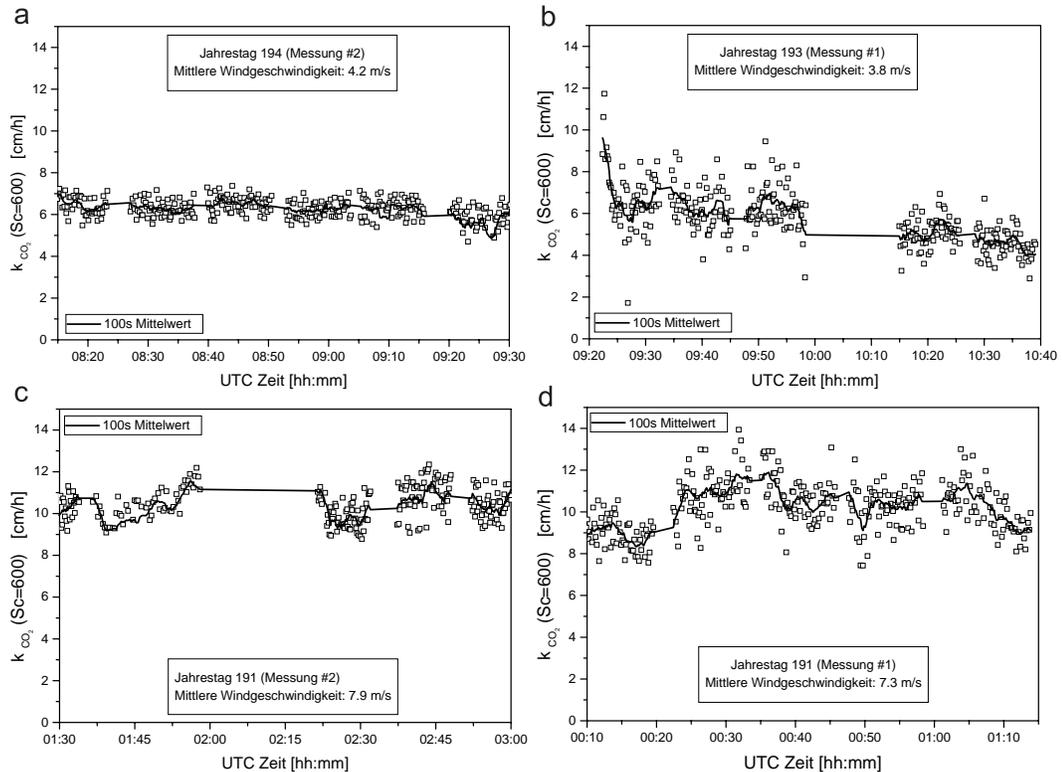


Abbildung 7.27: Transferrate für verschiedene Meßreihen gegen die Zeit aufgetragen. Die beiden Zeitserien (a) und (b), sowie (c) und (d) sind jeweils bei annähernd gleicher Windgeschwindigkeit aufgenommen. Während bei (a) die Austauschrate innerhalb einer Stunde nahezu konstant bleibt fluktuiert die Transferrgeschwindigkeit bei (b) sehr stark. Das gleiche Verhalten ist in (c) und (d) bei wesentlich höheren Windgeschwindigkeiten zu beobachten.

Abbildung 7.28 zeigt das zeitliche Verhalten der Gasaustauschrate während einer Meßreihe bei der leichter und starker Regenfall auftrat. Nach Ende eines leichten Regenschauers fällt die Transferrate von  $k_{600}=9.1 cm/h$  auf  $k_{600}=5.7 cm/h$  und steigt mit dem Einsetzen von starkem Regen sogar bis auf  $k_{600}=20 cm/h$  an. Während der gesamten Meßreihe war die Windgeschwindigkeit nahezu konstant ( $u_{10}=3.3\pm 0.41 m/s$ ) und eine Transferrate von  $k_{600}=5.8 cm/h$  stellt bei dieser Windgeschwindigkeit einen realistischen Wert da (vgl. Abbildung 7.25). Die Gasaustauschrate zeigt eine signifikante Erhöhung bei Regenfall, und zwar um so mehr, je stärker der Regen ist.

Bisher wurden relativ wenige Studien zur Untersuchung des Einflusses von Regen auf die Gasaustauschrate durchgeführt. Bei Messungen in einem Fjord vermutete [BOPP et al. 1981],

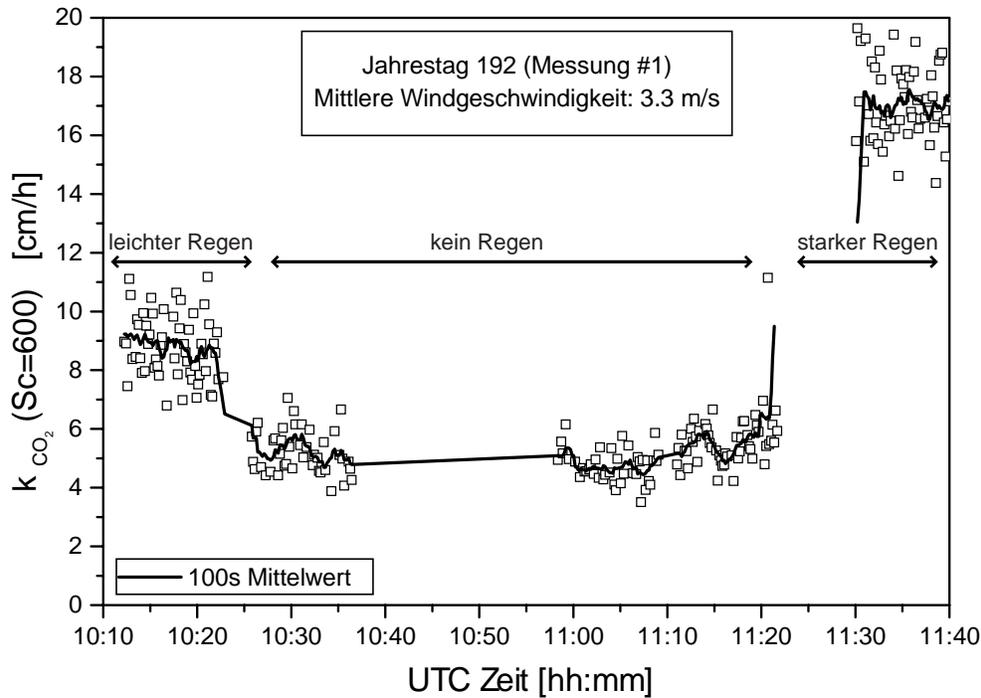


Abbildung 7.28: Zeitliches Verhalten der Gasaustauschrate während einer Messreihe bei der leichter und starker Regenfall auftrat. Nach Ende eines leichten Regenschauers fällt die Transferrate von  $k_{600}=9.1$  cm/h auf  $k_{600}=5.7$  cm/h und steigt mit dem Einsetzen von starkem Regen sogar bis auf  $k_{600}=20$  cm/h an. [BANKS et al. 1984] und [BELANGER und KORZUN 1991] beobachteten ebenfalls eine signifikante Erhöhung der Gasaustauschrate bei Regen.

daß Regen für das schnelle ansteigen der Gasaustauschrate während des Experiment verantwortlich sein könnte. Für leichten Regen schlägt [BANKS et al. 1984], basierend auf Laborergebnissen eine Potenzabhängigkeit, [BELANGER und KORZUN 1991] aus Felduntersuchungen eine lineare Beziehung zwischen Gasaustausch und Regenrate vor. Systematische Untersuchung mit zwei Tropfengrößen und verschiedenen Regenraten im *NASA Rain-Sea Interaction Facility* (RSIF) von [HO et al. 1997] bestätigen eine signifikante Erhöhung der Austauschrate bei Regenfall. Im Vergleich zu einem Kontrollexperiment erhöht leichter Regen (10-30 mm/h) die Transferrate um  $k_{600}=10-20$  cm/h, starker Regen (60-80 mm/h) die Transferrate um  $k_{600}=50-60$  cm/h. Diese Transferrateschwindigkeiten korrespondieren bei reiner windinduzierter Turbulenz einer Windgeschwindigkeit von ungefähr  $u_{10}=7$  m/s bzw. 12 m/s (vgl. Abbildung 7.25).

Die beobachtete Erhöhung der Transferrateschwindigkeit auf dem Ozean während des Regenfalls ( $k_{600}=3.4$  cm/h bei leichtem und  $k_{600}=14.3$  cm/h bei starkem Regen, siehe Abbildung 7.28) erweist sich als nicht ganz so stark wie bei dem Experiment von [HO et al. 1997].

Im Gegensatz zum Labor haben bei Regen auf dem Ozean weitere Faktoren (z.B. Anwesenheit von Wellen, Salzgehalt nahe der Oberfläche, Temperatur der Regentropfen) einen entscheidenden Einfluß auf die Austauschvorgänge in der Grenzschicht. Die dabei konkurrierenden Prozesse, welche die Transferrate erniedrigen bzw. erhöhen sind in Abschnitt 4.1 beschrieben. Die Erhöhung der Turbulenz durch den Einschlag der Regentropfen in die Wasseroberfläche scheint der dominierende Effekt zu sein. Die Einschläge sind tiefer als die Grenzschicht und führen zu einer Erneuerung der Oberfläche durch tiefer liegende Wasserschichten. Die bessere Durchmischung des Wasserkörpers führt zu einer Erhöhung der Austauschrate.

[SCHLÜSSEL et al. 1997] und [CRAEYE und SCHLÜSSEL 1998] untersuchten den Einfluß von Regenfall auf der Ozeanoberfläche in Bezug auf Oberflächenerneuerungseffekte. Nach detaillierter Betrachtung der direkten und indirekten Effekte des Regen kommen die Autoren ebenfalls zu dem Schluß, daß mit steigender Regenrate die Zeitperiode zwischen zwei Erneuerungseffekten an der Oberfläche verkürzt und dem entsprechend die Austauschrate signifikant erhöht wird.

### 7.3.3 Skalenanalyse

Die Motivation für eine Skalenanalyse ist analog zu der bei den Labormessungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal. Um einen Einblick in die turbulenten Transportprozesse in der Grenzschicht zu erhalten, wird die Größen- und Richtungsverteilung der auftretenden Temperaturmuster statistisch ausgewertet. Im Vordergrund steht die Fragestellung, ob sich auf dem Ozean ein ähnliches Verhalten der Skalen wie im Labor zeigt, bzw. wo Unterschiede auftreten und wie diese zu erklären sind. Die verwendete Methode sowie die Auswertung der Daten ist die gleiche wie bei den Labordaten (Abschnitt 7.2.3).

Der beobachtete Bildausschnitt auf der Ozeanoberfläche betrug während der Forschungsfahrt  $70 \times 70$  cm. Aus den Transferfunktionen (Abbildung 6.6) des verwendeten Glättungsfilters (Gleichung 6.9) zur Berechnung der verschiedenen Ebenen der Laplacepyramide ergeben sich für die einzelnen Ebenen der Laplacepyramide die in Tabelle 7.9 aufgeführten Schwerpunktwellenzahlen, bzw. Strukturgrößen.

Für jede der 7369 während der Forschungsfahrt aufgenommenen Bildsequenzen wurde die Standardabweichung auf jeder Pyramidenstufe berechnet und die Rauschvarianz der entsprechenden Ebene subtrahiert, die sich aus der Temperaturkalibrierung der Infrarot-Kamera (Abschnitt 7.1) ergeben hat. Eine hohe Standardabweichung auf einer Ebene bedeutet hohe Temperaturfluktuationen in dieser Größenskala, da jede Ebene der Laplacepyramide ein bestimmtes Intervall von Strukturgrößen darstellt (siehe Tabelle 7.9).

In Abbildung 7.29 ist die Standardabweichung der Temperatur der kleinen Skalen (a), der mittleren Skalen (b), und der großen Skalen (c) gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen.

### Schwerpunktwellenzahlen und Strukturgrößen auf der Laplacepyramide

Ebene	Schwerpunktwellenzahl k [rad/m]	Schwerpunktwellenlänge $\lambda$ [cm]	Strukturgrößen von-bis [cm]	Bemerkung
0	574.5	1.09	0.85 - 1.45	'kleine Skalen' (L0)
1	287.2	2.18	1.68 - 3.13	
2	143.6	4.37	3.37 - 6.25	'mittlere Skalen' (L2)
3	71.8	8.75	6.75 - 12.5	
4	35.9	17.5	13.5 - 25.0	'große Skalen' (L4)

Tabelle 7.9: Berechnete Schwerpunktwellenzahlen, Schwerpunktwellenlängen und Strukturgrößen auf den Ebenen null bis vier der Laplacepyramide bei einem Bildausschnitt auf der Wasseroberfläche von  $70 \times 70$  cm.

Die Streuung der Daten ist wesentlich größer als bei den Labormessungen im Wind-Wellen-Kanal. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Bedingungen bei den Experimenten im Labor konstant gehalten wurden, während auf dem Ozean die Umweltbedingungen häufig großen Fluktuationen unterworfen waren (vgl. Diskussion Abschnitt 7.3.2). Im Wind-Wellen-Kanal war die Wasseroberfläche entweder sauber oder ein starker Oberflächenfilm gegenwärtig. Die Ergebnisse der Skalenanalyse der Labormessungen belegen, daß ein Oberflächenfilm die Größenskalen der turbulenten Temperaturfluktuationen modifiziert (vgl. Abschnitt 7.2.3). Auf dem Ozean läßt sich nicht so einfach zwischen sauberer Oberfläche und der Anwesenheit eines Oberflächenfilm unterscheiden. Eine Vielzahl biologischer und chemischer Vorgänge im Ozean beeinflussen die Beschaffenheit der Oberfläche.

Trotz des immensen Unterschiedes zwischen Ozean und Wind-Wellen-Kanal zeigen die Temperaturfluktuationen das gleiche Verhalten auf den verschiedenen Skalen. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit nimmt die Häufigkeit der kleinen Skalen zu, die der großen Skalen nimmt ab, und die der mittleren Skalen liegt bei allen Windgeschwindigkeiten etwa in der gleichen Größenordnung (siehe Abbildung 7.29). Die Absolutwerte der Standardabweichung sind bei den Felddaten ungefähr einen Faktor zwei größer und die Abnahme bzw. Zunahme der Häufigkeit ebenfalls wesentlich größer als bei den Labordaten (vgl. Abbildung 7.14).

Um eine Aussage über die Dominanz der verschiedenen Skalen machen zu können, bzw. die Ergebnisse mit den Daten der Labormessungen (Abschnitt 7.2.3) vergleichen zu können, wurden die Verhältnisse der Standardabweichungen der Temperaturen auf den verschiedenen Pyramidenstufen berechnet. Abbildung 7.30 zeigt die Verhältnisse der Standardabweichungen von: (a) kleinen zu mittleren Skalen, (b) kleinen zu großen Skalen und (c) großen zu mittleren Skalen, jeweils gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen.

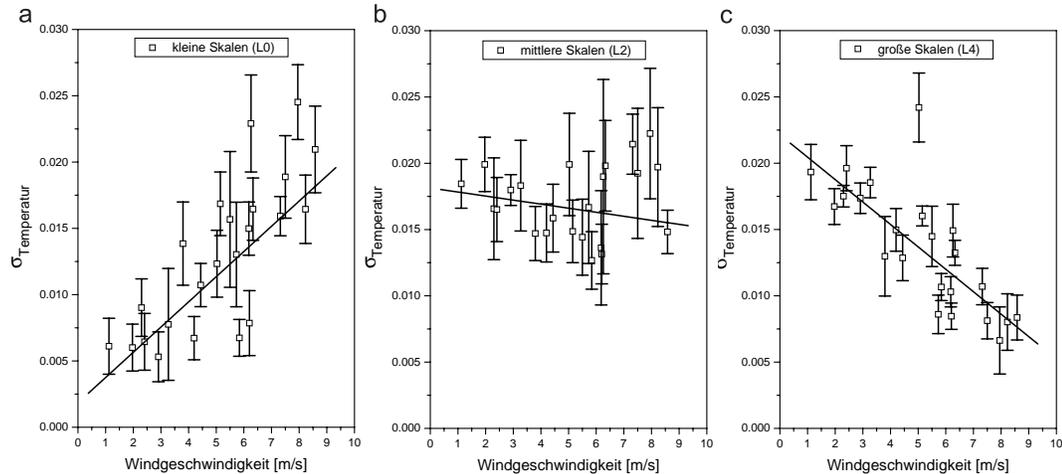


Abbildung 7.29: Standardabweichung der Temperatur der **(a)** kleinen Skalen (Ebene 0), **(b)** mittleren Skalen (Ebene 2) und **(c)** großen Skalen (Ebene 4) in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Die Temperaturfluktuationen zeigen auf dem Ozean das gleiche Verhalten auf den verschiedenen Skalen wie im Wind-Wellen-Kanal.

Die Ähnlichkeit im Verhalten der Skalen zwischen den Labor- und Felddaten wird besonders bei den Verhältnissen der Standardabweichungen der Temperaturfluktuationen deutlich. Auch auf dem Ozean sind bei niedrigen Windgeschwindigkeiten (1-2 m/s) die großen Skalen gegenüber den kleinen Skalen absolut dominant (Faktor  $\approx 8$ , wie im Wind-Wellen-Kanal). Bei einer Windgeschwindigkeit von 4-6 m/s kommen die kleinen und großen Skalen auf dem Ozean etwa gleich häufig vor. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit treten die kleiner Skalen immer häufiger auf und dominieren gegenüber den großen Skalen (Faktor  $\approx 4$  bei 8-10 m/s, im Wind-Wellen-Kanal: Faktor  $\approx 4$  bei 6-7 m/s und sauberer Oberfläche).

Ein Unterschied zwischen Ozean und Wind-Wellen-Kanal ergibt sich jedoch beim Übergang der Dominanz (Verhältnis der Häufigkeiten gleich eins) der verschiedenen Skalen. Dieser 'Equilibrium'-Bereich liegt bei sauberer Oberfläche im Wind-Wellen-Kanal bei 3-4 m/s (vgl. Abbildung 7.14a) und verschiebt sich in Gegenwart eines starken Oberflächenfilms in ein Windgeschwindigkeitsregime von 6-7 m/s (vgl. Abbildung 7.14b). Auf dem Ozean findet dieser Übergang je nach Skala in einem Bereich der Windgeschwindigkeit von 4-6 m/s statt. Verglichen mit den Resultaten aus dem Laborexperiment liegt der Equilibrium-Bereich bei den Ozeandaten genau zwischen dem bei sauberer Oberfläche und in Gegenwart eines starken Oberflächenfilms im Wind-Wellen-Kanal.

Die Ozeandaten spiegeln die Variabilität der Oberflächenbeschaffenheit während der Forschungsfahrt wieder. Im Golfstrom ist das Wasser meistens sehr sauber, während in Küstengewässern oft eine hohe chemische und biologische Aktivität vorherrscht. Einzelne *slicks* (Regionen auf der Wasseroberfläche die mit einem Oberflächenfilm bedeckt sind) können

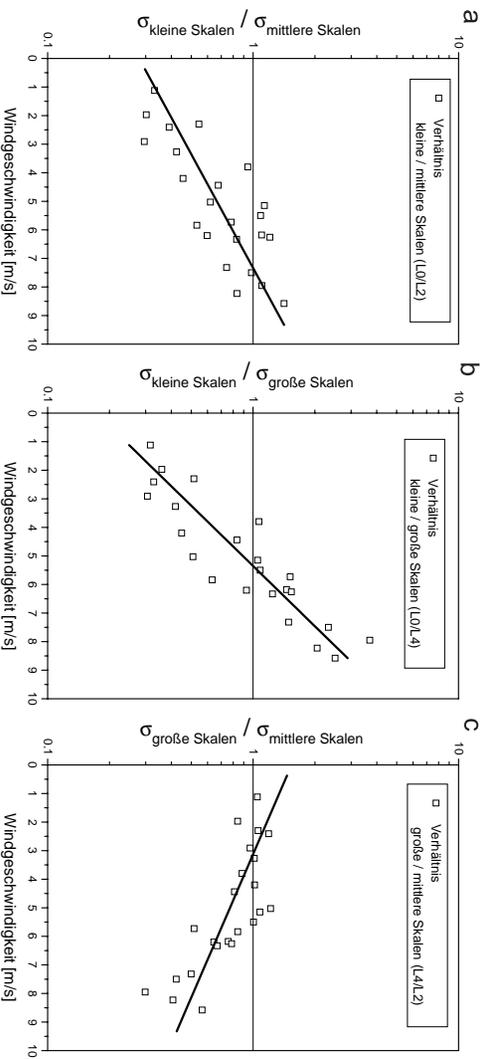


Abbildung 7.30: Verhältnisse der Standardabweichung der Temperaturen von: **(a)** kleinen zu mittleren Skalen, **(b)** kleinen zu großen Skalen und **(c)** mittleren zu großen Skalen, jeweils gegen die Windgeschwindigkeit auftragen. Die Dominanz der verschiedenen Skalen zeigt auf dem Ozean die gleiche Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit wie im Wind-Wellen-Kanal.

überall auftreten und deren räumliche Ausdehnung kann um Größenordnungen (Meter bis Kilometer) variieren. Obwohl noch keine Information über die lokale chemische und biologische Aktivität der Ozeanoberfläche während der Forschungsfahrt vorliegt, läßt sich aus den Resultaten der Skalenanalyse und dem Anstieg in der Austauschrate (Abbildung 7.25) der Übergang des Schmidtzahl Exponenten abschätzen. Die Skalenanalyse der Labordaten (Abschnitt 7.2.3) ergab, daß sich der Übergang in dem Equilibrium-Bereich der verschiedenen Skalen vollzieht. Überträgt man diesen Mechanismus auf die Transportvorgänge im Ozean, findet dort die Änderung des Schmidtzahl Exponenten von  $n=2/3$  auf  $n=1/2$  bei einer Windgeschwindigkeit von  $4.5\text{--}5.5\text{ m/s}$  statt. Die größere Zunahme der Transferate bei einer Windgeschwindigkeit von  $\approx 5\text{ m/s}$  (vgl. Abbildung 7.25), bzw. bei einer Schubspannungsgeschwindigkeit von  $u_* \approx 0.5\text{--}0.7\text{ cm/s}$  (vgl. Abbildung 7.26) bestätigt ebenfalls die Modifikation der turbulenten Transportmechanismen in der Grenzschicht.

### 7.3.4 Orientierungsanalyse

Im Ozean führt das komplexe Wechselspiel zwischen Impulseintrag des Windes in den Wasserkörper, luft- und wasserseitiger Turbulenz, Wellen und oberflächenaktiven Substanzen zu den verschiedenartigsten Temperaturmustern in den Infrarot-Aufnahmen der Wasseroberfläche. Die Bilder in Abbildung 7.31 illustrieren diese Vielfalt eindrucksvoll. Es existieren groß- und kleinskalige Muster, manche haben eine bevorzugte Orientierung, bei Anderen ist keine Richtung ausgeprägt. Auch die von [LANGMUIR 1938] und [MCLEISH 1968] beschriebenen Linienstrukturen (vgl. Diskussion in Abschnitt 7.2.4) wurden auf dem Ozean beobachtet.

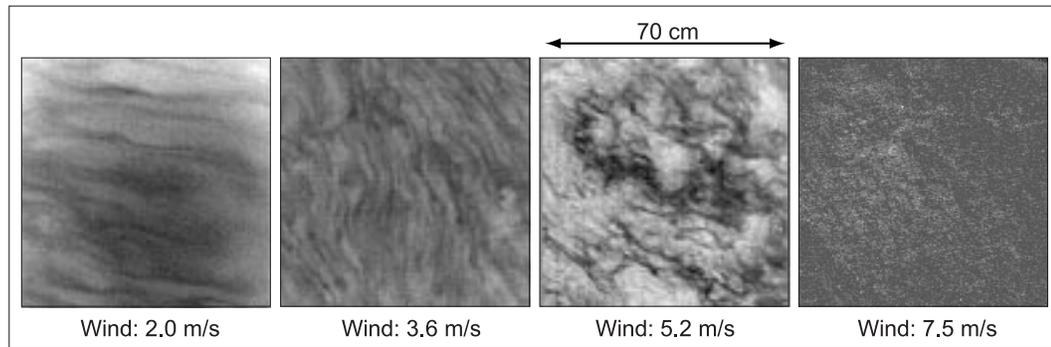


Abbildung 7.31: Die Infrarot-Aufnahmen der Wasseroberfläche demonstrieren die Vielfalt der auftretenden Temperaturmustern. Es existieren groß- und kleinskalige Muster, manche haben eine bevorzugte Orientierung, bei Anderen ist keine Richtung ausgeprägt.

Mit der Orientierungsanalyse der Temperaturfluktuationen soll wie bei den Labormessungen im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal untersucht werden, ob unter bestimmten Bedingungen eine Orientierung der Muster bevorzugt auftritt und ob sich dabei Unterschiede für die verschiedenen Größenskalen ergeben. Bei der Auswertung der lokalen Orientierung in den Bilddaten wird wie bei den Labordaten (Abschnitt 7.2.4) vorgegangen. Für jede Auflösungsstufe des Bildes einer Sequenz werden die Orientierungswinkel  $\phi$  einer Ebene berechnet. Aus allen auftretenden Orientierungswinkel wird eine gewichtete Häufigkeitsverteilung berechnet (vgl. Abschnitt 6.2.2). Aus den Häufigkeitsverteilungen einer Meßreihe wird dann ein mittleres Orientierungswinkel-Histogramm berechnet.

In Abbildung 7.32 sind die gemittelten Häufigkeitsverteilungen der Orientierungswinkel für verschiedene Meßreihen gezeigt. Die mittlere Windrichtung während der Messung ist jeweils als Balken eingezeichnet. Am generellen Verlauf der Verteilungen fällt auf, daß alle Skalen das gleiche Verhalten bezüglich ihrer Orientierung zeigen. Es existieren zwar Unterschiede, diese sind aber nicht besonders groß. Der Vergleich mit den Labormessungen ergibt, daß das Verhalten der Orientierung der Skalen auf dem Ozean dem im Wind-Wellen-Kanal bei sauberer Oberfläche gleicht (Abbildung 7.16). In Abbildung 7.32 sind die verschiedenen Skalen bei niedriger (a) und hoher Windgeschwindigkeit (b) alle in Windrichtung orientiert. Die Winkelverteilungen in (c) und (d) zeigen ebenfalls bei niedriger und hoher Windgeschwindigkeit eine bevorzugte Orientierung, die jedoch nicht mit der Windrichtung übereinstimmt. Die Orientierungswinkel in (e) und (f) sind fast gleich häufig über den gesamten Winkelbereich verteilt, es existiert weder bei niedriger noch bei hoher Windgeschwindigkeit eine bevorzugte Orientierung.

Im ringförmigen Wind-Wellen-Kanal orientieren sich die Strukturen auf der Wasseroberfläche alle in Windrichtung (siehe Abbildung 7.16). Im Gegensatz zum Ozean bildet sich dort nach kurzer Zeit ein homogenes und stationäres Wellenfeld aus, da der *Fetch* unendlich ist und der Wind mit konstanter Geschwindigkeit aus einer Richtung bläst. Auf dem Ozean

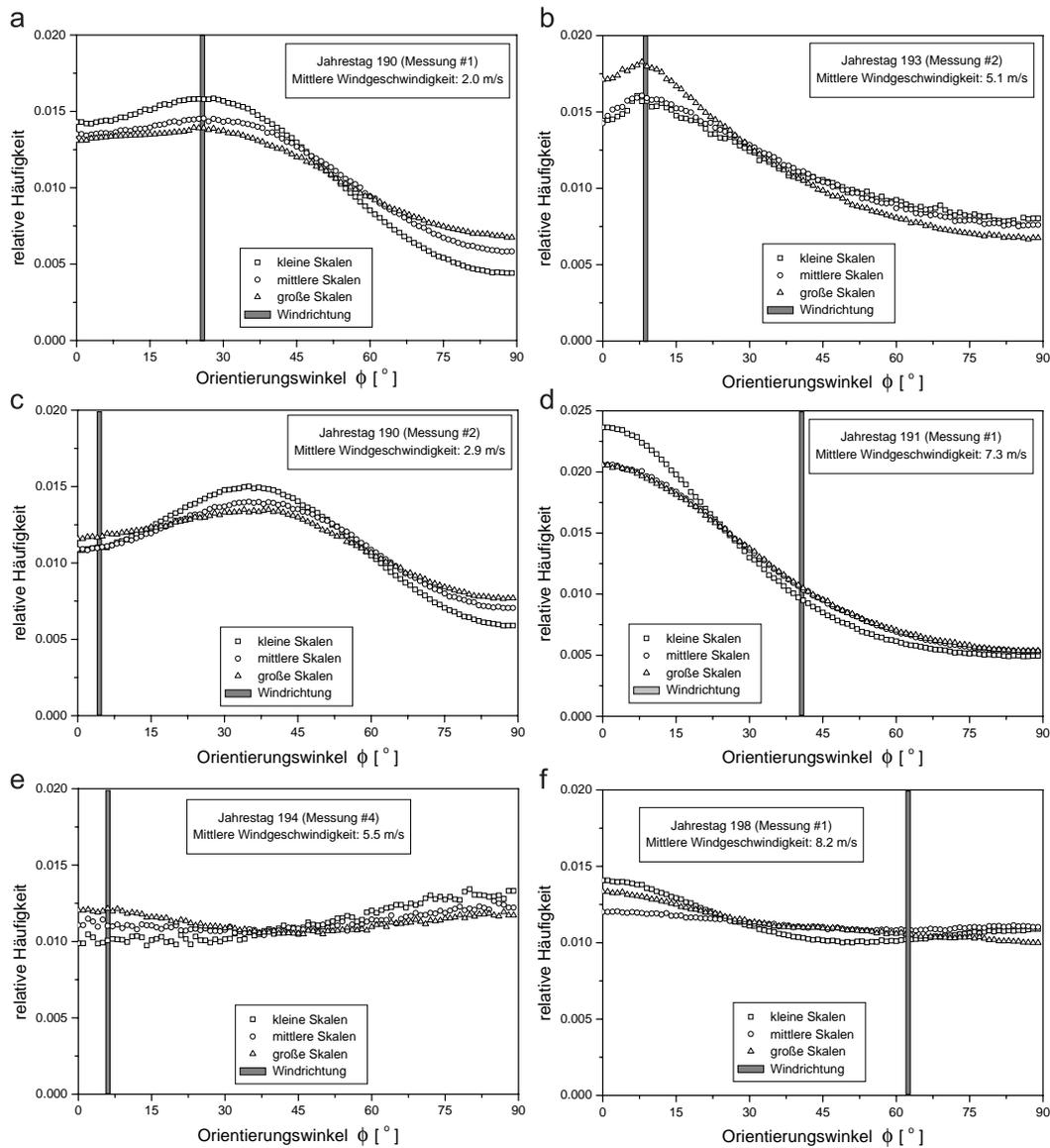


Abbildung 7.32: Aus der lokalen Orientierung berechnete Häufigkeitsverteilungen der Orientierungswinkel für kleine, mittlere und große Skalen. In den Verteilungen (a) und (b) sind alle Skalen bei niedriger und hoher Windgeschwindigkeit in Windrichtung orientiert. Die Winkelverteilungen in (c) und (d) zeigen ebenfalls bei niedriger und hoher Windgeschwindigkeit eine bevorzugte Orientierung, die jedoch nicht mit der Windrichtung übereinstimmt. Die Orientierungswinkel in (e) und (f) sind fast gleich häufig über den gesamten Winkelbereich verteilt, es existiert weder bei niedriger noch bei hoher Windgeschwindigkeit eine bevorzugte Orientierung.

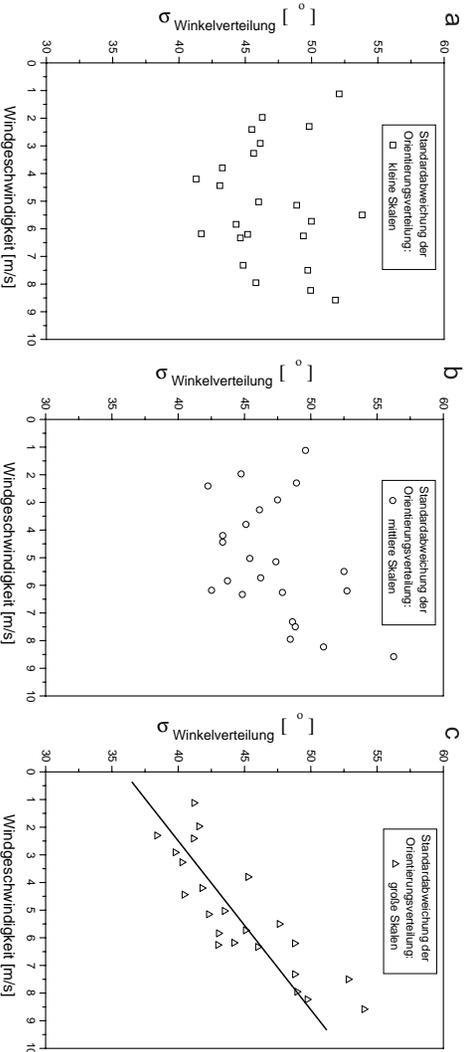


Abbildung 7.33: Standardabweichung der Häufigkeitsverteilung der Orientierungswinkel für **(a)** kleine, **(b)** mittlere und **(c)** große Skalen, aufgetragen gegen die Windgeschwindigkeit. Die Standardabweichungen bei den kleinen und mittleren Skalen ist breit gestreut, es ist keine Korrelation zur Windgeschwindigkeit vorhanden. Bei den großen Skalen nimmt die Standardabweichung mit der Windgeschwindigkeit zu, d.h. die Orientierung der Muster auf den großen Skalen nimmt ab.

hängt der Zustand des Wellenfeldes unter anderem von der Windgeschwindigkeit und deren Änderung im Laufe der Zeit, dem Fetch und der Oberflächenspannung ab. Ist die Windschwindigkeit über lange Zeit konstant, wird von einem *stationären* Wellenfeld gesprochen. Ist der Fetch groß genug stellt sich ein *homogenes* Wellenfeld ein. Bei einer *fully developed sea* müssen beide Bedingungen erfüllt werden, Homogenität und Stationarität. Dafür muß z.B. bei einer Windgeschwindigkeit von 10m/s der Wind für 18Stunden bei einem Fetch von 320 km wehen [APER 1995]. Häufig treten lokal hohe Fluktuationen der Windrichtung und Geschwindigkeit auf, die zwar nichts an dem *sea state* ändern, aber lokal und instantan die oberflächennahe Turbulenz (auf den gleichen räumlichen und zeitlichen Skalen) beeinflussen. So kann eine bevorzugte Orientierung der Temperaturmuster auftreten, die nicht notwendigerweise mit der Windrichtung korreliert ist.

Um die Häufigkeitsverteilungen aller Mesreihen miteinander zu vergleichen, wurden die Standardabweichungen der Winkelverteilungen jeder Mesreihe berechnet. Bei der Orientierungsanalyse der Labordaten wurde die Varianz der Verteilung bezüglich der Windrichtung (welche der Ausbreitungsrichtung der Wellen im Kanal entspricht) berechnet. Aufgrund der oben diskutierten Unterschiede im Wind- und Wellenfeld zwischen Labor und Ozean wurde bei den Felddaten die Standardabweichung bezüglich des Mittelwertes der Winkelverteilung berechnet. In Abbildung 7.33 sind die Standardabweichungen der Winkelverteilungen gegen die Windgeschwindigkeit für (a) kleine Skalen, (b) mittlere Skalen und (c) große Skalen aufgetragen. Eine niedrige Standardabweichung bedeutet eine schmale Verteilung, d.h. es

tritt eine bevorzugte Orientierung in Richtung des Mittelwertes auf. Eine hohe Standardabweichung ist gleichbedeutend mit einer breiten Verteilung, d.h. es tritt keine bevorzugte Richtung der Temperaturmuster auf.

Die Standardabweichungen der Winkelverteilungen ist bei den kleinen (a) und mittleren Skalen (b) breit gestreut, es ist keine Korrelation zur Windgeschwindigkeit vorhanden. Bei den großen Skalen (c) nimmt die Standardabweichung mit der Windgeschwindigkeit zu, d.h. die Orientierung der Muster auf den großen Skalen nimmt ab. Das gleiche Verhalten zeigen die großen Skalen im Wind-Wellen-Kanal bei sauberer Oberfläche (vgl. Abbildung 7.17a), jedoch ist dort die Zunahme der Standardabweichung geringer. Für die Transportprozesse in der Grenzschicht gelten auf dem Ozean die selben Überlegungen wie im Wind-Wellen-Kanal. Der erhöhte Impulsübertrag in den Wasserkörper bei höherer Windgeschwindigkeit induziert eine stärkere oberflächennahe Turbulenz, die für eine effektivere Durchmischung der Grenzschicht sorgt. Dadurch nimmt die Häufigkeit der kleinen Skalen zu, während die der großen Skalen abnimmt. Weiterhin verursacht die erhöhte Turbulenz eine Deorientierung der großen Skalen. Durch die zeitliche und räumliche Fluktuation des Wind- und Wellenfeldes sind diese Prozesse im Ozean wesentlich ausgeprägter, so daß dort im Vergleich zum Wind-Wellen-Kanal die Deorientierung der großen Skalen mit zunehmender Windgeschwindigkeit wesentlich größer ist.

## Kapitel 8

# Resümee und Ausblick

Die Untersuchung von Austauschprozessen an der Luft-Wasser Phasengrenze bei den Feldmessungen im Nord Atlantik und den Laborexperimenten im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal mit der *controlled flux technique* haben gezeigt, daß die verwendete Methode in der Lage ist Gasaustauschraten zuverlässig zu bestimmen. Die Skalen und Orientierungsanalyse der Bildfolgen gibt darüber hinaus einen ersten Einblick in die turbulenten Transportmechanismen in der Grenzschicht und erlaubt erstmals eine zweidimensionale quantitative Untersuchung der Temperaturfluktuationen auf der Wasseroberfläche. Im Gegensatz zu klassischen Massenbilanzmethoden wird die Transfargeschwindigkeit lokal mit hoher zeitlicher Auflösung bestimmt, so daß eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des Austauschrate von der Windgeschwindigkeit und anderen meteorologischen Parametern möglich ist.

Die im Labor und Feld gemessenen Transferraten zeigen die gleiche Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und folgen dem Verlauf der empirischen *Wanninkhof* Beziehung. Im Gegensatz dazu unterschätzt die *Liss-Merlivat* Beziehung die Austauschraten im Wind-Wellen-Kanal sowie auf dem Ozean substantiell. Bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten zeigt die Transferrate im Labor sowie im Feld einen Offset, d.h. sie wird nicht Null wenn kein Wind vorhanden ist. Die ständige Bewegung des Wasserkörpers (z.B. Gravitationswellen) induziert oberflächennahe Turbulenz die den Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean verstärken, auch wenn kein Wind über die Wasseroberfläche streicht. Dies trifft zwar nicht für den Wind-Wellen-Kanal zu, aber dort verursacht reine Diffusion und Konvektion auch in einem ruhenden Medium molekularen Transport durch die Grenzschicht. Verschiedene Experimente anderer Autoren bestätigen dieses Verhalten.

Bei denen im Labor bestimmten Transfargeschwindigkeiten findet sich eine sehr gute Übereinstimmung mit anderen Techniken die bisher im Heidelberger Wind-Wellen-Kanal verwendet wurden um Austauschprozesse in der Grenzschicht zu untersuchen. In Anwesenheit eines starken Oberflächenfilms stimmt die gemessene Abhängigkeit der Transferrate von der Windgeschwindigkeit mit der von *Deacon* theoretisch vorhergesagten überein.



Abbildung 8.1: Katamaran 'LADAS' während dem Aussetzen im Nord Atlantik. Mit der am Bug montierten *laser slope gauge* [BOCK 1999] wird die Neigung der Kapillarwellen auf der Ozeanoberfläche gemessen.

Die hohe zeitliche Auflösung der verwendeten Methode ermöglicht Einblicke in die einzelnen Mechanismen die zum Gasaustausch beitragen. Bisher gab es sehr wenige Studien im Feld, die den Einfluß von Regen auf den Gasaustausch quantifizieren konnten. Die Resultate während der Forschungsfahrt deuten darauf hin, daß auch leichter Regen die Gasaustauschrate signifikant erhöht. Die *controlled flux technique* mißt nicht den durch Blaseneintrag vermittelten Austausch. Dieser wird erst bei hohen Windgeschwindigkeiten und für Gase mit geringer Löslichkeit relevant. Wird die verwendete Methode mit anderen Techniken kombiniert, ergibt sich die Möglichkeit die einzelnen Transportmechanismen zu separieren und zu quantifizieren.

Die gemessenen Temperaturverteilungen auf der Wasseroberfläche lassen sich auf allen Skalen am besten mit der theoretischen Verteilung für log-normal verteilte Oberflächenerneuerungseffekte fitten. Ebenso konnten in den Bildsequenzen Oberflächenerneuerungseffekte auf unterschiedlichen Größenskalen visuell beobachtet werden. Das Oberflächenerneuerungsmodell scheint die Transportprozesse in der Grenzschicht am besten zu beschreiben und der Realität am nächsten zu kommen.

Die Skalenanalyse zeigte, daß sich die Temperaturfluktuationen auf allen Skalen im Labor genau so wie im Feld verhalten. Bei kleinen Windgeschwindigkeiten sind die großen

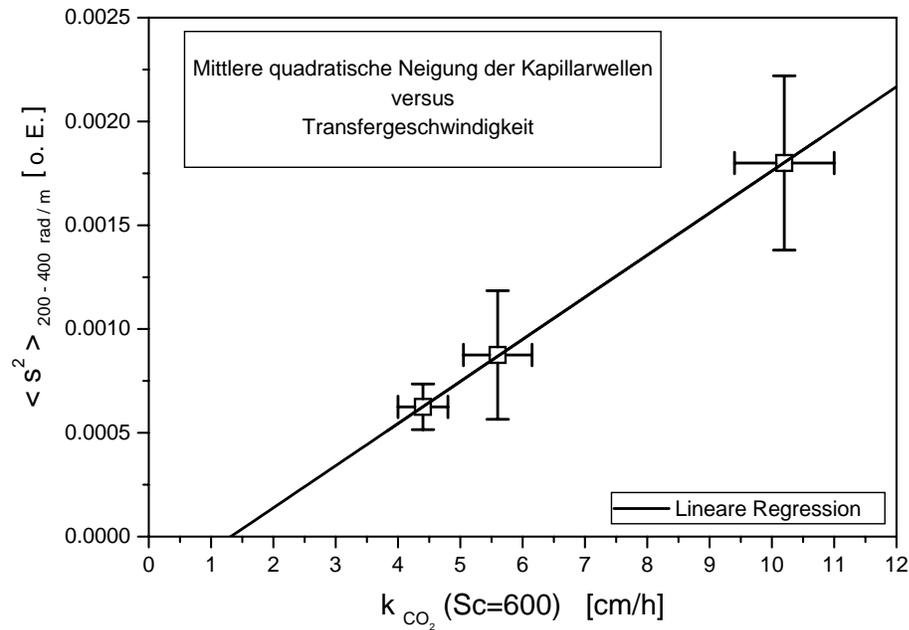


Abbildung 8.2: Mittlere quadratische Neigung  $\langle s \rangle^2$  der Kapillarwellen gegen die Transfergeschwindigkeit  $k$  aufgetragen. Die Neigung wurde mit einer *laser slope gauge* bestimmt [Bock 1999], die Transferate mit der *controlled flux technique* gemessen.

Skalen für den Transport dominant, während bei hohen Windgeschwindigkeit die kleinen Skalen vorherrschen. In dem Bereich, in welchem alle Skalen gleich häufig auftreten vollzieht sich der Übergang des Schmidtzahl Exponenten und der turbulente Transport in der Grenzschicht wird verstärkt. In Gegenwart eines Oberflächenfilms tritt dieser Übergang erst bei wesentlich höheren Windgeschwindigkeiten auf, im Ozean bei einer Windgeschwindigkeit die genau zwischen der bei sauberer Oberfläche und in Anwesenheit eines Oberflächenfilm liegt.

Im Labor sind alle Skalen immer in Windrichtung orientiert, wobei die mittleren und großen Skalen in Anwesenheit eines Oberflächenfilms eine ausgeprägtere Orientierung aufweisen. Die Interpretation der Orientierungsanalyse der Felddaten erwies sich als schwierig, da die Windrichtung nicht notwendigerweise gleich der Richtung der Wellen auf dem Ozean ist und das Wind- und Wellenfeld zeitlich und räumlich hohen Fluktuation unterworfen war. Trotzdem zeigt sich bei den großen Skalen die gleiche Korrelation der Orientierung mit der Windgeschwindigkeit wie im Wind-Wellen-Kanal. Diese nimmt mit zunehmender Windgeschwindigkeit stark ab. Ebenfalls konnten mikroskalige *Langmuir-Zirkulationen* im Labor, als auch im Feld beobachtet werden.

Aus der Konsistenz der Ergebnisse im Feld und Labor, sowie den Übereinstimmungen mit der Theorie läßt sich schließen, daß die *controlled flux method* ein geeignetes Werkzeug

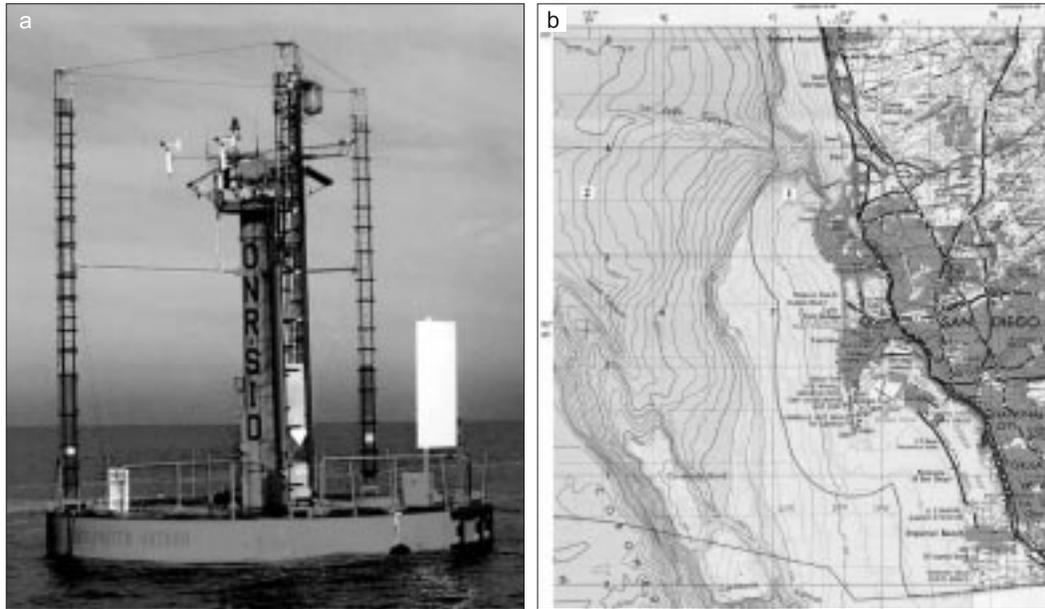


Abbildung 8.3: **(a)** Eine der beiden Bojen des *SIO Marine Observatory Laboratory* der *Scripps Institution of Oceanography*. Die beiden Diskusbojen mit einem Durchmesser von 10 m liefern kontinuierlich meteorologische Daten des küstennahen Gewässers. **(b)** Die beiden Bojen sind 6.5 Meilen und 20 Meilen vor der Küste von *San Diego* verankert. Die exakten Positionen der Bojen in der Nähe von *La Jolla* sind in der Karte mit (1) und (2) markiert.

darstellt um Austauschprozesse in der Grenzschicht im Detail zu untersuchen. Der Wind-Wellen-Kanal erwies sich als geeignetes Instrumentarium, da sich in der Grenzschicht die selben turbulenten Transportprozesse wie im Ozean abspielen. Der Neubau des Wind-Wellen-Kanals, das *Heidelberger Aelotron*, wurde für Messungen mit Infrarot-Techniken optimiert. Eine nahezu ideale Isolierung und eine leistungsstarke Kombination von Klimaanlage und Lüftungssystem erlauben im Gegensatz zum 'alten' Wind-Wellen-Kanal wesentlich höhere und in der Größe kontrollierbare Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche.

Ein wesentlicher Faktor, der die oberflächennahe Turbulenz beeinflusst, stellt das lokale Wellenfeld der Kapillarwellen dar. Der entscheidende Schlüsselparameter für den Gasaustausch ist dabei die mittlere quadratische Neigung der Kapillarwellen. In Abbildung 8.2 ist die mittlere quadratische Neigung gegen die Transfergeschwindigkeit aufgetragen. Beide Größen wurde zur gleichen Zeit, aber an einem unterschiedlichen Ort gemessen. Die Neigung wurde mit einer auf dem Katamaran 'LADAS' (Abbildung 8.1) montierten *laser slope gauge* bestimmt, die Transferate an einem Ausleger auf dem Bug des Forschungsschiffes mit der *controlled flux technique* gemessen.

Bei zukünftigen Forschungsvorhaben soll die räumliche und zeitliche Korrelation zwischen Austauschrate und mittlerer quadratischer Neigung im Detail untersucht werden. Die

in Zusammenarbeit mit dem *Scripps Institution of Oceanography* entwickelte freischwimmende Boje steht nun für systematische Untersuchungen zu Verfügung und soll in naher Zukunft regelmäßig für Messungen zum *SIO Marine Observatory* (Abbildung 8.3) geschleppt werden. Der Katamaran 'LADAS' soll mit einem feldgängigen Infrarot-System, wie es während der Forschungsfahrt im Nordatlantik verwendet wurde, ausgestattet werden und für Messungen auf *Neckar* und *Rhein* eingesetzt werden. Bei den zukünftigen Forschungsprojekten steht die synchrone Untersuchung von lokaler Transfergeschwindigkeit und lokalem Wellenfeld, sowie deren zeitlichen Variabilität in Bezug auf fluktuierende meteorologische Parameter im Vordergrund.



# Literaturverzeichnis

- [AIM 1999] AIM (1999). *Persönliche Mitteilung, Dipl.-Ing. (FH) H. Breitner*. AEG Infrarot Module GmbH, Heilbronn.
- [APEL 1995] APEL, JOHN R. (1995). *Principles of Ocean Physics*, Bd. 38 d. Reihe *International Geophysics Series*. Academic Press, London.
- [ASHER et al. 1992] ASHER, W.E., P. FARLEY, R. WANNINKHOF, E. MONAHAN und C. BATES (1992). *Laboratory and Field Measurements Concerning the Correlation of Fractional Area Whitecap Coverage with Air/Sea Gas Transport*. Precipitation Scavenging and Atmosphere-Surface Exchange. Volume II: Atmosphere-Surface Exchange Processes.
- [BANKS et al. 1984] BANKS, R.B., G. WICKRAMANAYAKE und B. LOHANI (1984). *Effect of Rain on Surface Reaeration*. Journal of Environmental Engineering, 110:1–14.
- [BELANGER und KORZUN 1991] BELANGER, T.V und E. KORZUN (1991). *Rainfall Reaeration Effects*. In: WILMHELMS, S.C. und J. GULLIVER, Hrsg.: *Air-water mass transfer, Proceedings from the 2nd International Symposium on gas transfer at water surfaces*, New York. ASCE.
- [BIGÜN und GRANLUND 1987] BIGÜN, J. und G. GRANLUND (1987). *Optimal Orientation Detection of Linear Symmetry*. In: *Proc. 1st Int. Conf. Comp. Vis. London*, S. 433–438, Washington: IEEE Computer Society Press 1987.
- [BOCK 1999] BOCK, E. (1999). *Persönliche Mitteilung*. Woods Hole Oceanographic Institution, MA, USA und Interdisziplinäres Zentrum für wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [BOCK et al. 1995] BOCK, E.J., J. EDSON, N. FREW, A. KARACHINTSEV, W. MCGILLIS, R. NELSON, K. HANSEN, T. HARA, M. UZ, B. JÄHNE, J. DIETER, J. KLINKE und H. HAUSSECKER (1995). *Description of the Science Plan for the April 1995 CoOP Experiment, "Gas Transfer in Coastal Waters", Performed from the Research Vessel New Horizon*. In: JÄHNE, B. und E. MONAHAN, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.

- [BOCK und FREW 1993] BOCK, E.J. und N. FREW (1993). *Static and Dynamic Response of Natural Multicomponent Oceanic Surface Films to Compression and Dilation: Laboratory and Field Observations*. Journal of Geophysical Research, 98:14599–14617.
- [BOPP et al. 1981] BOPP, R.F., P. SANTOSCHI, Y. LI und B. DECK (1981). *Biodegradation and Gas-exchange of gaseous Alkanes in Model Estuarine Ecosystems*. Organic Geochemistry, 3:9–14.
- [BÖSINGER 1986] BÖSINGER, R. (1986). *Messungen zur Schmidtzahlabhängigkeit des Gasaustauschs*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [BRACEWELL 1965] BRACEWELL, R. (1965). *The Fourier Transform and its Application*. McGraw-Hill, Inc., New York, erste Aufl.
- [BROECKER et al. 1978] BROECKER, H.C., J. PETERMANN und W. SIEMS (1978). *The Influence of Wind on CO<sub>2</sub>-Exchange in a Wind-Wave Tunnel, Including the Effects of Monolayers*. Journal of Marine Research, 36:595.
- [BROECKER und SIEMS 1984] BROECKER, H.C. und W. SIEMS (1984). *The Role of Bubbles for Gas Transfer from Water to Air at higher Wind Speeds: Experiments in the Wind-Wave Facility in Hamburg*. In: BRUETSART, W. und G. JIRKA, Hrsg.: *Gas Transfer at Water Surfaces*, Hingham, MA. Dordrecht Reidel.
- [BROECKER et al. 1985] BROECKER, W.S., T. PENG, G. ÖSTLUND und M. STUIVER (1985). *The Distribution of Bomb Radiocarbon in the Ocean*. Journal of Geophysical Research, 90:6953–6970.
- [BRUTSAERT 1965] BRUTSAERT, W. (1965). *A Model for Evaporation as a Molecular Diffusion Process into a Turbulent Atmosphere*. Journal of Geophysical Research, 70:5017–5024.
- [BUNDESAMT 1999] BUNDESAMT (1999). *Umweltstatistik Schweiz, Nr. 7*. Bundesamt für Umwelt, Wald und Landschaft, Bern.
- [CEMBER 1985] CEMBER, R. (1985). *Bomb Radiocarbon in the Red Sea: a Medium-Scale Gas Exchange Experiment*. Journal of Geophysical Research, 90:6953–6970.
- [CLARK et al. 1995a] CLARK, J.F., P. SCHLOSSER, S. H.J., M. STUTE, R. WANNINKHOF und D. HO (1995a). *Relationship between Gas Transfer Velocities and Wind Speeds in the Tidal Hudson River Determined by the Dual Tracer Technique*. In: JÄHNE, B. und E. MONAHAN, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.
- [CLARK et al. 1995b] CLARK, J.F., P. SCHLOSSER, R. WANNINKHOF, S. H.J., W. SCHUSTER und D. HO (1995b). *Gas Transfer Velocities for SF<sub>6</sub> and <sup>3</sup>He in a Small Pond at low Wind Speeds*. Geophysical Research Letters, 19:93–96.

- [COANTIC 1986] COANTIC, M. (1986). *A Model of Gas Transfer Across Air-Water Interfaces with Capillary Waves*. Journal of Geophysical Research, 91:3925–3943.
- [CRAEYE und SCHLÜSSEL 1998] CRAEYE, C und P. SCHLÜSSEL (1998). *Rain on the Sea Surface: Surface Renewals and Wave Damping*. Boundary-Layer Meteorology, in press.
- [CRANK 1975] CRANK, J. (1975). *The Mathematics of Diffusion*. Oxford University Press Inc., New York, zweite Aufl.
- [CSANADY 1990a] CSANADY, G.T. (1990a). *The Role of Breaking Wavelets in Air-Sea Gas Transfer*. Journal of Geophysical Research, 95:749–759.
- [CSANADY 1990b] CSANADY, G.T. (1990b). *The Role of Breaking Wavelets in Air-Sea Gas Transfer*. Journal of Geophysical Research, 95:749–759.
- [DANCKWERTS 1951] DANCKWERTS, P.V. (1951). *Significance of Liquid-film Coefficients in Gas Absorption*. Industrial and Engineering Chemistry, 43:1460–1467.
- [DANCKWERTS 1970] DANCKWERTS, P.V. (1970). *Gas-liquid Reactions*. McGraw-Hill, New York.
- [DEACON 1977] DEACON, E.L. (1977). *Gas Transfer to and across an Air-Water Interface*. Tellus, 29:363–374.
- [DONLON et al. 1999] DONLON, C.J., W. EIFLER und T. NIGHTINGALE (1999). *The Thermal Skin Temperature of the Ocean at High Wind Speed*. Proc. IGARSS '99, Remote Sensing of the System Earth - A challenge for the 21st Century, IEEE, Hamburg.
- [EDSON 1999] EDSON, J.B. (1999). *Austausch der atmosphärischen Daten der CoOP Cruise 1997*. Woodshole Oceanographic Institution (WHOI), MA, USA.
- [EICHKORN 1997] EICHKORN, S. (1997). *Visualisierung und Quantifizierung des CO<sub>2</sub> Gas-austausches mittels laserinduzierter Fluoreszenz (LIF)*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [EMERSON et al. 1991] EMERSON, S., P. QUAY, C. STUMP, D. WILBUR und M. KNOX (1991). *O<sub>2</sub>, Ar, N<sub>2</sub>, and RN-222 in Surface Waters of the Subarctic Ocean: Net Biological Production*. Global Biochemical Cycles, 5:49–49.
- [EMERY und BALDWIN 1999] EMERY, W.J. und D. BALDWIN (1999). *In Situ Calibration of Satellite Sea Surface Temperature*. Proc. IGARSS '99, Remote Sensing of the System Earth - A challenge for the 21st Century, IEEE, Hamburg.
- [EUROSTAT 1997] EUROSTAT (1997). *Eurostat Mitteilung Nr. 80/97*. Statistisches Amt der Europäischen Gemeinschaft, Luxemburg.
- [FEDOROV und GINZBURG 1992] FEDOROV, K.N. und A. GINZBURG (1992). *The Near Surface Layer of the Ocean*. Koninklijke Wohrmann, S. 259.

- [FREW et al. 1995] FREW, N.M., E. BOCK, W. MCGILLIS, A. KARACHINTSEV, T. HARA, T. MÜNSTERER und B. JÄHNE (1995). *Variation of Air-Water Gas Transfer with Wind Stress and Surface Viscoelasticity*. In: JÄHNE, B. und E. MONAHAN, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.
- [FREW et al. 1990] FREW, N.M., J. GOLDMANN, M. DENNETT und A. JOHNSON (1990). *Impact of phytoplankton-generated Surfactants on Air-Sea Gas Exchange*. *Journal of Geophysical Research*, 95:3337–3352.
- [GERTHSEN et al. 1989] GERTHSEN, C., H. KNESER und H. VOGEL (1989). *Physik*. Springer-Verlag, Heidelberg, sechszehnte Aufl.
- [HARIOTT 1962] HARIOTT, P. (1962). *A Random Eddy Modification of the Penetration Theory*. *Chemical Engineering Science*, 17:149–154.
- [HARRIS und WOODBRIDGE 1964] HARRIS, D.E. und C. WOODBRIDGE (1964). *Terrain Mapping by Use of Infrared Radiation*. *Photogramm. Engineering*, 30:134–139.
- [HARTMAN und HAMMOND 1984] HARTMAN, B. und D. HAMMOND (1984). *Gas Exchange Rates across the Sediment-Water and Air-Water Interfaces in south San Francisco Bay*. *Journal of Geophysical Research*, 89:3593–3603.
- [HAUSSECKER 1993] HAUSSECKER, H. (1993). *Mehrgitter-Bewegungssegmentierung in Bildfolgen mit Anwendung zur Detektion von Sedimentverlagerungen*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [HAUSSECKER 1996] HAUSSECKER, H. (1996). *Messung und Simulation von kleinskaligen Austauschvorgängen an der Ozeanoberfläche*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [HAUSSECKER und JÄHNE 1995] HAUSSECKER, H. und B. JÄHNE (1995). *In Situ Measurements of the Air-Sea Gas Transfer Rate during the MBL/CoOP West Coast Experiment*. In: E.C. MONAHAN, B. JÄHNE und, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.
- [HAUSSECKER et al. 1998] HAUSSECKER, H., U. SCHIMPF und B. JÄHNE (1998). *Measurements of the Air-Sea Gas Transfer and its Mechanisms by Active and Passive Thermography*. *Proc. IGARSS '98, sensing and managing the environment*, IEEE, Seattle.
- [HERING 1996] HERING, F. (1996). *Lagrangesche Untersuchungen des Strömungsfeldes unterhalb der wellenbewegten Wasseroberfläche mittels Bildfolgenanalyse*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [HIGBIE 1935] HIGBIE, R. (1935). *The Rate of Absorption of a Pure Gas Into a Still Liquid During Short Periods of Exposure*. *Trans. AIChE*, 31:365–389.

- [HO et al. 1997] HO, D.T., L. BLIVEN, R. WANNINKHOF und P. SCHLOSSER (1997). *The Effect of Rain on Air-Water Gas Exchange*. Tellus, 49B:149–158.
- [HUBER 1984] HUBER, W. (1984). *Aufbau eines gaschromatischen Meßsystems für Gasaustauschmessungen; Windkanalmessungen zur Schmidtzahl und Wellenbildabhängigkeit des Gasaustausches*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [JÄHNE 1980] JÄHNE, B. (1980). *Parametrisierung des Gasaustausches mit Hilfe von Laborexperimenten*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [JÄHNE 1991] JÄHNE, B. (1991). *Digital Image Processing - Concepts, Algorithmus and Scientific Applications*. Springer-Verlag, Heidelberg, erste Aufl.
- [JÄHNE 1997a] JÄHNE, B. (1997a). *Digitale Bildverarbeitung*. Springer-Verlag, Heidelberg, vierte Aufl.
- [JÄHNE 1997b] JÄHNE, B. (1997b). *Practical Handbook on Image Processing for Scientific Applications*. CRC Press, Boca Raton, Florida, erste Aufl.
- [JÄHNE 1999a] JÄHNE, B. (1999a). *Local Structure*. In: JÄHNE, B., H. HAUSSECKER und P. GEISLER, Hrsg.: *Handbook of Computer Vision and Applications, Vol. II*, San Diego, Kalifornien. Academic Press.
- [JÄHNE 1999b] JÄHNE, B. (1999b). *Persönliche Mitteilung*. Interdisziplinäres Zentrum für wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [JÄHNE und HAUSSECKER 1998] JÄHNE, B. und H. HAUSSECKER (1998). *Air-Water Gas Exchange*. Annual Review Fluid Mechanics, 30:443–468.
- [JÄHNE et al. 1999] JÄHNE, B., H. HAUSSECKER, U. SCHIMPF und G. BALSCHBACH (1999). *The Heidelberg Aelotron - a new Facility for Laboratory Investigations of Small-Scale Air-Sea Interaction*. In: BANNER, M.L., Hrsg.: *The Wind-Driven Air-Sea Interface: Electromagnetic and Acoustic Sensing, Wave Dynamics and Turbulent Fluxes*, Sydney, Australia. Poster presented at the Symposium on the Wind-Driven Air-Sea Interface, 11.-15. Januar 1999.
- [JÄHNE et al. 1989] JÄHNE, B., P. LIBNER, R. FISCHER, T. BILLEN und E. PLATE (1989). *Investigating the Transfer Process Across the Free Aqueous Viscous Boundary Layer by the Controlled Flux Method*. Tellus, 41B:177–195.
- [JÄHNE et al. 1987] JÄHNE, B., K. MÜNNICH, R. BÖSINGER, A. DUTZI, W. HUBER und P. LIBNER (1987). *On the Parameters Influencing Air-Water Gas Exchange*. Journal of Geophysical Research, 92(C2):1937–1949.
- [JÄHNE und SIEGENTHALER 1979] JÄHNE, MÜNNICH, K.O. und U. SIEGENTHALER (1979). *Measurements of Gas Exchange and Momentum Transfer in a Circular Wind-Water Tunnel*. Tellus, 31B:321.

- [JESSUP 1999] JESSUP, A.T. (1999). *CIRIMS: Calibrated InfraRed In Situ Measurement System*. Proc. IGARSS '99, Remote Sensing of the System Earth - A challenge for the 21st Century, IEEE, Hamburg.
- [KANDELBINDER 1994] KANDELBINDER, T. (1994). *Gasaustauschmessungen mit Sauerstoff*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [KANWISHER 1963] KANWISHER, J. (1963). *On the Exchange of Gases between the Atmosphere and the Sea*. Deep-Sea Research, 10:195.
- [KEELING und SHERTZ 1992] KEELING, R.F. und S. SHERTZ (1992). *Seasonal and Interannual Variations in Atmospheric Oxygen and Implications for the Global Carbon Cycle*. Nature, 365:723–727.
- [KLINKE 1996] KLINKE, J. (1996). *Optical Measurements of Small-Scale Wind-Generated Water Surface Waves in the Laboratory and the Field*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [KROMER und ROETHER 1983] KROMER, B. und W. ROETHER (1983). *Field Measurements of Air-Sea Gas Exchange by the Radon Deficit Method during JASIN (1978) and FGGE (1979)*. Journal of Geophysical Research, 24:55–75.
- [KUDRYAVTSEV und LUCHNIK 1979] KUDRYAVTSEV, V.N. und G. LUCHNIK (1979). *On Thermal State of the Cool Skin*. Proc. Marine Hydrophysics Inst., 3:105–112.
- [LANGMUIR 1938] LANGMUIR, I. (1938). *Surface Motion of Water Induced by Wind*. Science, 87:119–123.
- [LAUER 1998] LAUER, H. (1998). *Untersuchung der Neigungsstatistik von Wasseroberflächenwellen mittels eines schnellen bildaufnehmenden Verfahrens*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [LEE et al. 1980] LEE, Y.H., G. TSAO und P. WANKAT (1980). *Hydrodynamic Effect of Surfactants on Gas-liquid Oxygen Transfer*. AIChE Journal, 26:1008–1012.
- [LEIGHTON et al. 1999] LEIGHTON, R., G. SMITH, R. HANDLER und S. TANG (1999). *An Investigation of the Thermal Boundary Layer Structure at low to moderate Wind Speed*. In: BANNER, M.L., Hrsg.: *The Wind-Driven Air-Sea Interface: Electromagnetic and Acoustic Sensing, Wave Dynamics and Turbulent Fluxes*, Sydney, Australia. Proceedings of the Symposium on the Wind-Driven Air-Sea Interface, 11.-15. Januar 1999.
- [LIBNER 1987] LIBNER, P. (1987). *Die Konstantflußmethode: Ein Neuartiges, Schnelles und Lokales Meßverfahren zur Untersuchung von Austauschvorgängen an einer Luft-Wasser Phasengrenze*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [LISS und DUCE 1996] LISS, P.S. und R. DUCE (1996). *The Sea Surface and Global Change*. Cambridge University Press, erste Aufl.

- [LISS und MERLIVAT 1986] LISS, P.S. und L. MERLIVAT (1986). *Air-Sea Gasexchange Rates: Introduction and Synthesis*. Buat-Menard (ed), The Role of Air Sea Exchange in Geochemical Cycling:113-127.
- [LIU und BUSINGER 1985] LIU, W.T. und J. BUSINGER (1985). *Temperature Profil in Molecular Sea Surface Temperatures*. Journal of Geophysical Research, 90:11587–11601.
- [LONGUETT-HIGGINS 1992] LONGUETT-HIGGINS, M.S. (1992). *Capillary Rulers and Bores*. Journal of Fluid Mechanics, 144.
- [MCCLAIN et al. 1985] MCCLAIN, E.P., W. PICHEL und C. WALTON (1985). *Comparative Performance of AVHRR Based Multichannel Sea Surface Temperatures*. Journal of Geophysical Research, 90:11587–11601.
- [MCCLAIN et al. 1983] MCCLAIN, E.P., W. PICHEL, C. WALTON, Y. AHMAD und J. SUTTON (1983). *Multi-Channel Improvements to Satellite-Derived Global Sea Surface Temperatures*. Advanced Space Research, 2:43–47.
- [MCKOEWN 1999] MCKOEWN, W. (1999). *Remote Sensing of Air/Sea Interactions: Differential Absorption Techniques and Radiometric Satellite Calibration*. In: BANNER, M.L., Hrsg.: *The Wind-Driven Air-Sea Interface: Electromagnetic and Acoustic Sensing, Wave Dynamics and Turbulent Fluxes*, Sydney, Australia. Proceedings of the Symposium on the Wind-Driven Air-Sea Interface, 11.-15. Januar 1999.
- [MCLEISH 1968] MCLEISH, W. (1968). *On the Mechanisms of Wind-Slick Generation*. Deep-Sea Research, 15:461–469.
- [MÜNNICH und FLOTHMANN 1975] MÜNNICH, K.O. und D. FLOTHMANN (1975). *Gas Exchange in Relation to other Air-Sea Interaction Phenomena*. SCOR Workshop on Air-Sea Interaction Phenomena, Miami 8.-12. Dez 1975. Background Papers, prepared for the Ocean Science Board Natl. Res. Council, Washington, D.C. 1977.
- [MÜNSTERER 1996] MÜNSTERER, T. (1996). *LIF Investigation of the Mechanisms Controlling Air-Water Mass Transfer at a Free Interface*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [MÜNSTERER et al. 1995] MÜNSTERER, T., H. MAYER und B. JÄHNE (1995). *Dual-Tracer Measurements of Concentration Profiles in the Aqueous Mass Boundary Layer*. In: JÄHNE, B. und E. MONAHAN, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.
- [OCAMPO-TORRES et al. 1994] OCAMPO-TORRES, F.J., M. DONELAN, N. MERZI und F. JIA (1994). *Laboratory Measurements of Mass Transfer of Carbon Dioxide and Water Vapour for Smooth and Rough Flow Conditions*. Tellus, 46B:16.
- [OKUDA 1982] OKUDA, K. (1982). *The Internal Structure of Short Wind Waves. Part 1: On the Internal Vorticity Structure*. Journal of the Oceanographical Society of Japan, 38:28–42.

- [PENG et al. 1974] PENG, T.H., T. TAKAHASHI und W. BROECKER (1974). *Surface Radon Measurements in the North Pacific Ocean Station PAPA*. Journal of Geophysical Research, 79:1772–1780.
- [PHILLIPS 1969] PHILLIPS, O.M. (1969). *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, London, erste Aufl.
- [PRANDTL et al. 1969] PRANDTL, L., K. OSWATITISCH und K. WIEGHARDT (1969). *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg Verlag, Braunschweig, siebte Aufl.
- [RAO et al. 1971] RAO, K.N., M. NARASIMHA und B. NARAYANAN (1971). *The Bursting Phenomenon in a Turbulent Boundary Layer*. Journal of Fluid Mechanics, 48:339–352.
- [RAUSER 1993] RAUSER, P. (1993). *Zur Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung*. selbstverlegt vom Verfasser, Baden-Baden, erste Aufl.
- [RAYTHEON 1993] RAYTHEON (1993). *Radiance 1 Smart Infrared Camera System*. Amber Engineering, Goleta, CA, USA.
- [RAYTHEON 1995] RAYTHEON (1995). *User Manual Galileo Infrared Camera System*. Amber Engineering, Goleta, CA, USA.
- [SAUNDERS 1967] SAUNDERS, P.M (1967). *Aerial Measurements of Sea Surface Temperature in the Infrared*. Journal of Geophysical Research, 72:4109–4117.
- [SAUNDERS 1970] SAUNDERS, P.M (1970). *Corrections for Airborne Radiation Thermometry*. Journal of Geophysical Research, 75:7596–7601.
- [SAYLOR und HANDLER 1997] SAYLOR, J.R. und R. HANDLER (1997). *Gas Transport Across an Air/Water Interface Populated with Capillary Waves*. Physics of Fluids, 9:2529–2541.
- [SCHARR 1996] SCHARR, H. (1996). *Digitale Bildverarbeitung und Papier: Texturanalyse mittels Pyramiden und Grauwertstatistiken am Beispiel der Papierformation*. Diplomarbeit. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [SCHIMPF 1996] SCHIMPF, U. (1996). *Fourieranalyse mikroskaliger Temperaturfluktuationen der Wasseroberfläche*. Diplomarbeit. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [SCHIMPF et al. 1998a] SCHIMPF, U., H. HAUSSECKER und B. JÄHNE (1998a). *Measurements of Air-Sea Gas Transfer using Active and Passive Thermography*. Proceedings EUROMECH 387, Sea Surface Slick Meeting 98, in press, Birmingham, England.
- [SCHIMPF et al. 1999a] SCHIMPF, U., H. HAUSSECKER und B. JÄHNE (1999a). *Air-Sea Gas Transfer and Micro Turbulence at the Ocean Surface using Infrared Image Processing*. Proc. IGARSS '99, Remote Sensing of the System Earth - A challenge for the 21st Century, IEEE, Hamburg.

- [SCHIMPF et al. 1999b] SCHIMPF, U., H. HAUSSECKER und B. JÄHNE (1999b). *Studies of Air-Sea Gas Transfer and Micro Turbulence at the Ocean Surface using Passive Thermography*. In: BANNER, M.L., Hrsg.: *The Wind-Driven Air-Sea Interface: Electromagnetic and Acoustic Sensing, Wave Dynamics and Turbulent Fluxes*, Sydney, Australia. Proceedings of the Symposium on the Wind-Driven Air-Sea Interface, 11.-15. Januar 1999.
- [SCHIMPF et al. 1998b] SCHIMPF, U., J. KLINKE, H. HAUSSECKER und B. JÄHNE (1998b). *Novel Instrumentation for Synergetic Studies of Short Wind Waves, Microturbulence and Air Sea Gas Transfer*. Eos, Transactions, 79.
- [SCHLÜSSEL und HAUSSECKER 1999] SCHLÜSSEL, P. und H. HAUSSECKER (1999). *Skin Sea Surface Temperature (SSST)*. Remote Sensing of Environment, Special Issue edited by William J. Emry.
- [SCHLÜSSEL et al. 1997] SCHLÜSSEL, P., A. SOLOVIEW und W. EMERY (1997). *Cool and Freshwater Skin of the Ocean During Rainfall*. Boundary-Layer Meteorology, 82:437–472.
- [SCHMUNDT et al. 1995] SCHMUNDT, D., T. MÜNSTERER, H. LAUER und B. JÄHNE (1995). *The circular wind-wave facility at the University of Heidelberg*. In: JÄHNE, B. und E. MONAHAN, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.
- [SIEGENTHALER 1993] SIEGENTHALER, U. und SARMIENTO, J.L. (1993). *Atmospheric Carbon Dioxide and the Ocean*. Nature, 365:119–125.
- [SOLOVIEW und SCHLÜSSEL 1994] SOLOVIEW, A.V. und P. SCHLÜSSEL (1994). *Parameterization of the Cool Skin of the Ocean and of the Air-Ocean Gas Transfer on the Basis of Modeling Surface Renewal*. Journal of Physical Oceanography, 24:1339–13642.
- [WANNINKHOF und BLIVEN 1991] WANNINKHOF, R. und L. BLIVEN (1991). *Relationship between Gas Exchange, Wind Speed, and Radar Backscatter in a large Wind-Wave Tank*. Journal of Geophysical Research, 96:2785–2796.
- [WANNINKHOF et al. 1985] WANNINKHOF, R., J. LEDWELL und W. BROECKER (1985). *Gas Exchange-Wind Speed Relationship Measured with Sulfur Hexafluoride on a Lake*. Science, 227:1224–1226.
- [WANNINKHOF 1992] WANNINKHOF, R.W. (1992). *Relationship between Gas Exchange and Wind Speed over the Ocean*. Journal of Geophysical Research, 97:7373–7381.
- [WANNINKHOF et al. 1993] WANNINKHOF, R.W., W. ASHER, H. WEPPERLIG, P. SCHLOSSER, C. LANGDON und S. R. (1993). *Gas Transfer Experiment on Georges Bank Using two Volatile Deliberate Tracers*. Journal of Geophysical Research, 98:20237–20248.
- [WATSON et al. 1991] WATSON, A.J., R. UPSTILL-GODDARD und P. LISS (1991). *Air-Sea Exchange in rough and stormy Seas, Measured by a Dual Tracer Technique*. Nature, 349:145–147.

- [WENTZ et al. 1984] WENTZ, F.J., S. PETEHERYCH und L. THOMAS (1984). *A Model Function for Ocean Radar Cross Sections at 14.6 GHz*. Journal of Geophysical Research, 89:3689–3704.
- [WOLFE und ZISSIS 1978] WOLFE, W.L. und G. ZISSIS (1978). *The Infrared Handbook*. Environmental Research Institute of Michigan, Michigan, erste Aufl.
- [WOOLF und MONAHAN 1993] WOOLF, D.K. und E. MONAHAN (1993). *Bubbles and the Air-Sea Transfer Velocity of Gases*. Atmosphere-Ocean, 31:517–540.