

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



vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Horst Haußecker  
aus Eppingen  
Tag der mündl. Prüfung 15.05.1996  
doi: 10.5281/zenodo.14789



# Messung und Simulation von kleinskaligen Austauschvorgängen an der Ozeanoberfläche mittels Thermographie

Gutachter: Prof. Dr. Bernd Jähne  
Prof. Dr. Ulrich Platt



## Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung eines feldgängigen Meßinstrumentes, welches erstmals eine Messung der Transfergeschwindigkeit des Gasaustausches auf der freien Meeresoberfläche mit einer zeitlichen Auflösung von wenigen Minuten ermöglichte. Unter Verwendung einer hochempfindlichen Infrarotkamera und eines CO<sub>2</sub>-Infrarotlasers stand ein Meßaufbau zur Verfügung, mit dessen Hilfe die Transportprozesse an der freien Meeresoberfläche durch verschiedenartige passive und aktive Meßverfahren untersucht werden konnten. Dieses Instrument wurde im Rahmen einer internationalen Meßkampagne an Bord des Forschungsschiffes 'New Horizon' entlang der kalifornischen Küste im April/Mai 1995 eingesetzt. Zur quantitativen, thermographischen Bestimmung der Wasseroberflächentemperatur mit einer absoluten Genauigkeit von weniger als 0.1 K und einer relativen Genauigkeit von etwa 0.025 K wurde eine neuartige Kalibriereinrichtung entwickelt. Neben der Realisierung des Meßinstrumentes wurden umfangreiche numerische Simulationen der Vorgänge innerhalb der thermischen Grenzschicht durchgeführt. Es zeigte sich, daß die gemessenen Abklingkurven einer lokalen Erwärmung der Wasseroberfläche durch den Laser von der numerischen Simulation vorhergesagt werden konnten. Gleichzeitig lieferte die Simulation ein Kriterium für die Stabilität der Auswertung der gemessenen Abklingkurven. Daraus ergab sich, daß die Bestimmung der Transfergeschwindigkeit aus diesen Messungen auf dem Ozean nicht für alle Meßbedingungen möglich ist. Dies liefert wichtige Anforderungen an die Entwicklung zukünftiger Meßinstrumente. Ausgehend von einer statistischen Analyse der Temperaturverteilung auf der Meeresoberfläche wurden zwei weitere, von der Auswertung der Laser-Abklingkurven unabhängige Verfahren, zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit entwickelt. Damit konnten die Ergebnisse der Messungen gegenseitig verifiziert werden. Es zeigte sich, daß alle Methoden in sich konsistente Werte der Gastransfergeschwindigkeit lieferten. Zusätzliche Messungen im Windkanal der Delft Hydraulics, Niederlande, lieferten eine gute Übereinstimmung der Resultate der Labor- und Ozeanmessungen. Ein weiteres, wichtiges Resultat war die Tatsache, daß sich die Ergebnisse der Messungen mit einem einfachen Oberflächenerneuerungsmodell überraschend gut simulieren lassen. Unter Verwendung dieses Modelles konnte die Statistik der Erneuerungseffekte aus den Meßdaten ermittelt werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Strahlungstheorie</b>	<b>15</b>
2.1	Nomenklatur . . . . .	16
2.2	Strahlung eines schwarzen Körpers . . . . .	18
2.2.1	Eigenschaften der Planck'schen Strahlungskurve . . . . .	18
2.2.2	Näherungslösungen der Planckkurve . . . . .	19
2.2.3	Das Lambertsche Cosinus-Gesetz . . . . .	21
2.2.4	Zusammenstellung der Planck'schen Strahlungskurven . . . . .	23
2.3	Thermischer Kontrast und thermisches Differential . . . . .	24
2.3.1	Thermischer Kontrast . . . . .	24
2.3.2	Thermisches Differential . . . . .	25
2.4	Emissivität . . . . .	25
2.4.1	Probleme mit der Emissivität . . . . .	27
2.4.2	Probleme mit der Reflektivität und der Transmissivität . . . . .	28
2.4.3	Emission teilweise transparenter Körper . . . . .	29
2.5	Energieaustausch durch Strahlung . . . . .	31
2.5.1	Parallele Oberflächen . . . . .	32
2.5.2	Parallele Oberflächen teilweise transparenter Medien . . . . .	33
2.6	Optische Eigenschaften der Wasseroberfläche . . . . .	37
2.6.1	Komplexer Brechungsindex . . . . .	37
2.6.2	Zusammenstellung der optischen Eigenschaften von Wasser . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Infrarot Radiometrie</b>	<b>47</b>
3.1	Einfaches Strahlungsthermometer . . . . .	47
3.2	Entstehung des Kamerabildes . . . . .	48
3.2.1	Optische Abbildung . . . . .	49

3.2.2	Die radiometrische Kette . . . . .	52
3.2.3	Eigenschaften des Detektormaterials . . . . .	56
3.2.4	Die Intensität des Kamerabildes . . . . .	58
3.3	Temperaturkalibrierung der Kamera . . . . .	60
3.3.1	Eigenentwicklung einer Kalibriereinrichtung . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Transportvorgänge an der Wasseroberfläche</b>	<b>73</b>
4.1	Transportgleichung . . . . .	74
4.1.1	Transportgleichung für Wärme . . . . .	74
4.2	Modellierung des konvektiven Transports . . . . .	75
4.2.1	Modellierung des laminaren Transportterms . . . . .	76
4.2.2	Modellierung des turbulenten Transportterms . . . . .	78
4.3	Berechnung der Quellen und Senken . . . . .	80
4.3.1	Absorption von Laserstrahlung . . . . .	80
4.3.2	Volumenemission langwelliger Strahlung . . . . .	81
4.3.3	Oberflächenflüsse . . . . .	82
4.4	Vollständige Differentialgleichung des Wärmetransportes . . . . .	84
4.5	Folgerungen aus der Linearität der Transportgleichung . . . . .	85
4.5.1	Transfergeschwindigkeit . . . . .	85
4.5.2	Green'sche Funktion . . . . .	85
4.5.3	Analyse des Transportvorganges im Fourierraum . . . . .	86
4.6	Skalierungsparameter des Gasaustausches . . . . .	88
4.6.1	Transfergeschwindigkeit und daraus abgeleitete Größen . . . . .	88
4.6.2	Analogie zwischen Gasaustausch, Impuls- und Wärmetransfer . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Numerische Simulation der Grenzschicht</b>	<b>91</b>
5.1	Allgemeine Beschreibung . . . . .	91
5.2	Differentialgleichung der Simulation . . . . .	92
5.2.1	Randbedingungen und Anfangsverteilung . . . . .	93
5.3	Diskretisierung und Implementierung . . . . .	93
5.3.1	Diskretisierung des Simulationsvolumens . . . . .	93
5.3.2	Diskretisierung der Differentialgleichung . . . . .	95
5.4	Berechnung des theoretischen Kamerabildes . . . . .	107
5.5	Ergebnisse der Simulation . . . . .	110
5.5.1	Zeitliche Entwicklung der Wärmeverteilung . . . . .	110
5.5.2	Abklingkurven . . . . .	115
5.5.3	Fit der Abklingkurven . . . . .	117



<b>6</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>121</b>
6.1	Labora Aufbau . . . . .	121
6.1.1	Laser . . . . .	122
6.1.2	Kamera . . . . .	125
6.2	Ozeaninstrument . . . . .	129
6.2.1	Aufbau und Montierung des Instrumentes . . . . .	129
6.2.2	Laser . . . . .	130
6.2.3	Kamera . . . . .	130
6.2.4	x-y Scanner . . . . .	131
6.2.5	Kalibriereinrichtung . . . . .	132
6.2.6	Strahlteiler . . . . .	132
6.2.7	Infrarot Laseroptik . . . . .	132
6.2.8	Kühlung und Klimatisierung der Maschine . . . . .	134
6.2.9	Steuerung des Instrumentes . . . . .	134
<b>7</b>	<b>Zusammenfassende Beschreibung der Messungen</b>	<b>137</b>
7.1	Windkanalmessungen . . . . .	137
7.2	Ozeanmessungen . . . . .	138
<b>8</b>	<b>Auswertung der Messungen</b>	<b>143</b>
8.1	Auswertung der Abklingkurven . . . . .	143
8.2	Statistische Auswertung der Temperaturmuster . . . . .	147
8.2.1	Modellierung der Oberflächenerneuerung . . . . .	149
8.2.2	Berechnung der Transfargeschwindigkeit . . . . .	161
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>165</b>
9.1	Numerische Simulation . . . . .	165
9.2	Laser-Abklingkurven . . . . .	165
9.3	Statistische Analyse der Thermographiebilder . . . . .	167
9.4	Zusammenstellung der Meßdaten . . . . .	171
<b>10</b>	<b>Resümee und Ausblick</b>	<b>175</b>
<b>11</b>	<b>Farbtafeln</b>	<b>177</b>

<b>A</b>	<b>Tabellarischer Anhang</b>	<b>193</b>
A.1	Optische Eigenschaften von reinem Wasser . . . . .	193
A.2	Korrekturen für Meerwasser . . . . .	196
A.3	Driftgeschwindigkeiten . . . . .	196
A.4	Schubspannungsgeschwindigkeiten . . . . .	197
A.5	Transfargeschwindigkeiten . . . . .	197
A.5.1	Statistische Analyse . . . . .	197
A.5.2	Laser-Abklingkurven . . . . .	198
<b>B</b>	<b>Implementierung der Simulation</b>	<b>199</b>
B.1	Heurisko Workspace . . . . .	199

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Erforschung von Klimaveränderungen gewinnt zunehmend an Bedeutung. Um langfristige Vorhersagen über zukünftige Entwicklungen machen zu können, ist es notwendig, die komplexen Vorgänge des Zusammenspiels teilweise unterschiedlicher Prozesse im Detail zu verstehen. Ein aktuelles Beispiel solcher Bemühungen ist die Erforschung der globalen Erwärmung der Erdatmosphäre – der sogenannte Treibhauseffekt – der langfristig zu gravierenden Klimaveränderungen führen kann.

Zur Berechnung der langfristigen Tendenz der Temperaturzunahme ist es notwendig, eine globale Bilanzierung der für den Treibhauseffekt relevanten Spurengase, wie z. B.  $\text{CO}_2$ , durchzuführen. Die Konzentration dieses Gases steigt kontinuierlich an, was auf eine weltweite Zunahme der Verbrennung fossiler Brennstoffe und die Abholzung tropischer Regenwälder zurückzuführen ist. Jährlich werden insgesamt etwa 7 Gt C (Gigatonnen Kohlenstoff, 1 Gt =  $10^{15}$  g) freigesetzt. Die  $\text{CO}_2$ -Konzentration in der Erdatmosphäre erhöht sich dabei jedoch nur um ca. 3.4 Gt C pro Jahr [Siegenthaler und Sarmiento, 93]. Der Verbleib der restlichen 3.6 Gt C ist bislang noch nicht vollständig geklärt. In diesem Zusammenhang ist die Rolle der Weltmeere als Senke für das Treibhausgas  $\text{CO}_2$  von entscheidender Bedeutung. Schätzungen der jährlichen Aufnahmekapazität der Ozeane belaufen sich auf ca.  $2.0 \pm 0.6$  Gt C ([Siegenthaler und Sarmiento, 93]) und  $3.0 \pm 2.0$  Gt C ([Keeling, Shertz, 92]). Falls die  $\text{CO}_2$ -Aufnahme der Ozeane tatsächlich nur bei etwa 2.0 Gt C pro Jahr liegen würde, so müßte eine weitere Senke für  $\text{CO}_2$  existieren, welche in der Lage ist, die Menge von 1.6 Gt C – und damit in etwa die gleiche Menge wie die gesamten Weltozeane – pro Jahr aufzunehmen. Noch ist nicht klar, ob es sich bei dieser *fehlenden Senke* (engl. missing sink) um einen Effekt handelt, der längerfristig den katastrophalen Anstieg verhindern kann, oder ob dies eine kurzfristige Pufferwirkung des Systems Erdatmosphäre–Ozean–Biomasse darstellt, die den Anstieg nur verzögert. Eine mögliche Erklärung wäre, daß die Landvegetation durch den Überschuß an  $\text{CO}_2$  und Stickstoffverbindungen eine Art künstlicher Düngung erfährt, die zu einem verstärkten globalen Wachstum der Pflanzen führt. Diese These konnte bisher jedoch noch nicht bestätigt werden.

Aufgrund der Abweichungen zwischen den verschiedenen Schätzungen der jährlichen  $\text{CO}_2$ -Aufnahme der Ozeane ist es notwendig, zuverlässige Meßmethoden für Austauschraten von Gasen zwischen Ozean und Atmosphäre zu entwickeln und die zugrunde liegenden Mechanismen des Gasaustausches im Detail zu verstehen. Die Erforschung der Transportvorgänge an der Ozeanoberfläche liefert somit einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der globalen Bilanz klimarelevanter Gase. Es zeigt sich, daß diese Vorgänge von einer mikroskopischen Schicht an der Wasseroberfläche dominiert werden. Innerhalb weniger 10 bis 100  $\mu\text{m}$  wird die dreidimensionale, freie Konvektion auf Bewegungen entlang der zweidimensionalen Wasseroberfläche eingeschränkt. Turbulenzen können durch die Luft–Wasser–Phasengrenze nicht hindurchgreifen. Dies führt dazu, daß Konvektion direkt an der Wasseroberfläche nicht mehr zum Transport von Gasen von der Oberfläche in die Tiefe beitragen kann. Innerhalb der obersten Wasserschicht kann ein Gas nur durch die viel langsamere Diffusion transportiert werden. Die Dicke der Schicht innerhalb derer diffusive Transport den konvektiven Transport überwiegt, wird als *Grenzschicht* bezeichnet. Sie stellt den Hauptwiderstand für den Austausch

gering löslicher Gase, wie z. B.  $\text{CO}_2$ , zwischen Ozean und Atmosphäre dar. Damit kontrollieren Vorgänge, die sich innerhalb einer mikroskopischen Schicht an der Wasseroberfläche abspielen, ein globales Phänomen.

Die detaillierten Transportmechanismen innerhalb dieser Grenzschicht sind noch weitgehend unverstanden. Obwohl der Einfluß der Turbulenz bei Annäherung an die Wasseroberfläche zunehmend unterdrückt wird, sind Restturbulenzen auch innerhalb der Grenzschicht vorhanden. Da die turbulente Mischung um mehrere Größenordnungen schneller vonstatten geht, als der diffusive Transport, wird jede Form von Restturbulenz den Austausch von Gasen über die Grenzschicht stark beschleunigen. Ein wesentliches Ziel der Erforschung von Transportvorgängen an der Wasseroberfläche ist es, das komplexe Wechselspiel zwischen Turbulenz und Diffusion zu verstehen. Nur so können die Transportmechanismen aufgedeckt und die Abhängigkeit des Gasaustausches von Parametern, wie z. B. der Windgeschwindigkeit und Oberflächenbeschaffenheit, über eine heuristische Modellierung hinaus verstanden werden.

Eine zentrale Größe zur quantitativen Beschreibung des Nettotransportes stellt die sogenannte *Transfergeschwindigkeit*  $k$  dar. Sie liefert ein Maß für die Geschwindigkeit, mit der ein Gas über die Grenzschicht transportiert wird. Über die Beziehung

$$k = \frac{j}{\Delta C}$$

verknüpft sie den Gasfluß  $j$  über die Wasseroberfläche mit der Konzentrationsdifferenz  $\Delta C$  zwischen der obersten Wasserschicht und dem Tiefenwasser (engl. bulk). Obwohl die Transfergeschwindigkeit nur die mittlere Geschwindigkeit des Gasaustausches beschreibt und damit keine Aussagen über die zugrunde liegenden Transportmechanismen zuläßt, stellt sie eine wichtige Meßgröße zur Bilanzierung der globalen Gaskonzentrationen dar.

Zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit wurden bisher sogenannte *Massenbilanzmethoden* verwendet. Dabei wird die Konzentration eines Gases im Wasser künstlich erhöht oder erniedrigt und die zeitliche Konzentrationsänderung gemessen. Aus der Zeitkonstanten des Ausgleichsvorganges läßt sich der Gasfluß über die Grenzschicht ermitteln und damit – bei vorgegebener Konzentrationsdifferenz – die Transfergeschwindigkeit berechnen. Da sich die Konzentration des gesamten Wasserkörpers nur langsam ändert, sind lange Meßzeiten nötig, um eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen. Während Messungen der Transfergeschwindigkeiten mit Massenbilanzmethoden im Labor kein allzu großes Problem darstellen, ergeben sich große Schwierigkeiten bei der Entwicklung feldgängiger Meßmethoden. In Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit liegen die Einstellzeiten in typischen Windkanälen im Bereich von Minuten bis zu mehreren Stunden. Auf dem Ozean hingegen sind Meßdauern über mehrere Tage bis Wochen notwendig, um einen Wert der Transfergeschwindigkeit zu ermitteln. Es liegt auf der Hand, daß innerhalb dieser Zeit die meteorologischen Bedingungen keinesfalls konstant sind. Die Transfergeschwindigkeit liefert somit nur ein Maß für die mittleren Gasaustauschraten über den Zeitraum der Messung. Eine Parametrisierung des Gasaustausches anhand der äußeren Bedingungen, wie z. B. der Windgeschwindigkeit wird damit unmöglich.

Ein zusätzliches Problem stellt bei Ozeanmessungen die Tatsache dar, daß sich die Bereiche der Wasseroberfläche, in denen die Gaskonzentration verändert wurde, mit der Meeresströmung ausbreiten. Es läßt sich nicht eindeutig feststellen, inwieweit eine Abnahme der Gaskonzentration auf Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre oder auf eine Ausbreitung in horizontaler Richtung bzw. auf Austausch mit dem Tiefenwasser zurückzuführen ist. Dieses Problem wurde durch die Verbesserung sogenannter Dual-Tracer-Methoden teilweise gelöst. Dabei werden zwei verschiedene Gase mit unterschiedlichen Diffusionskonstanten verwendet und die relative Änderung des Mischungsverhältnisses gemessen ([Watson et al., 91], [Wanninkhof et al., 93]). Es besteht jedoch weiterhin das Problem der langen Zeitkonstanten.

Die grundlegende Idee der sogenannten *Controlled Flux Technique* (CFT) besteht darin, die Flußrate  $j$  über die Grenzschicht fest einzustellen und den resultierenden Konzentrationsgradienten über die viskose Grenzschicht zu messen ([Jähne, 80], [Jähne et al., 89]). Da sich die Konzentrationsdifferenz ohne Zeitverzögerung auf den Tracerfluß einstellt, läßt sich die Messung innerhalb weniger Minuten durchführen. Unter Verwendung von Wärme, anstelle von Gasen, wird der Konzentrationsgradient  $\Delta C/\Delta z$  durch den Temperaturgra-

dienten  $\Delta T/\Delta z$  über die thermische Grenzschicht ersetzt. Diese kann mit Hilfe eines Strahlungsthermometers gemessen werden. Der Tracerfluß wird dabei durch den Fluß von Wärmestrahlung ersetzt. Diese kann durch leistungsstarke Infrarotstrahler erzeugt werden. Mit dieser Technik war es erstmals möglich, die Gasaustauschraten berührungslos und mit hoher zeitlicher Auflösung zu messen ([Libner, 87]). In einer Weiterentwicklung des Verfahrens wurde das Strahlungsthermometer durch eine abbildende Infrarotkamera ersetzt und ein Infrarotlaser anstelle der Heizstrahler verwendet ([Reinelt, 94]). Beide Verfahren waren jedoch nicht zum Einsatz auf der Ozeanoberfläche geeignet.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein feldgängiges Meßinstrument zu entwickeln, um damit die Transferprozesse an der freien Ozeanoberfläche durch verschiedenartige aktive und passive thermographische Meßverfahren im Detail zu untersuchen. Neben der Bestimmung der Transfergeschwindigkeit als Maß für die Geschwindigkeit der Austauschvorgänge, sollten dabei auch die verschiedenen Modelle der zugrunde liegenden Transportmechanismen auf ihre Gültigkeit hin überprüft werden. Dazu wurde die Reaktion der thermischen Grenzschicht auf eine lokale Erwärmung untersucht und die zeitlichen Abklingkurven der Temperaturerhöhung mit den theoretischen Vorhersagen verschiedener Transportmodelle und den Ergebnissen einer numerischen Simulation verglichen. Zusätzlich wurde die statistische Verteilung der natürlichen Oberflächentemperaturen auf der Meeresoberfläche analysiert, woraus sich Aussagen über die zugrunde liegenden Transportmodelle ergaben und eine direkte Bestimmung der Transfergeschwindigkeit aus thermographischen Aufnahmen der Ozeanoberfläche, ohne zusätzliche Erwärmung, möglich wurde. Insgesamt wurde die Grenzschicht an der Wasseroberfläche als *blackbox* betrachtet und mit verschiedenartigen Meßmethoden die Reaktion dieses Systems auf künstliche Wärmeflüsse und Änderungen der meteorologischen Randbedingungen analysiert. Neben der Möglichkeit, erstmals die Transfergeschwindigkeit auf der Ozeanoberfläche mit einer Zeitauflösung von wenigen Minuten zu messen, ergaben sich neue Erkenntnisse über die Transportmechanismen an der freien Meeresoberfläche.

Die thermographische Untersuchung der Wasseroberfläche liefert ein Bild der Temperaturverteilung, wobei die Tiefeninformation durch Integration des Strahlungsflusses verschiedener Tiefenschichten verloren geht. Zur Interpretation der Messungen war es notwendig, die strahlungsphysikalischen Vorgänge innerhalb der oberen Schichten der Wasseroberfläche grundlegend zu verstehen. In den Kapiteln 2 und 3 wird daher eine ausführliche Einführung in die Strahlungstheorie und Infrarotradiometrie gegeben. Dabei wird speziell auf die Eigenschaften der Wasseroberfläche im Infraroten eingegangen. Ein weiterer Schwerpunkt wird auf die Beschreibung der verwendeten Infrarotkamera und der speziell entwickelten Temperatur-Kalibriereinrichtung gelegt.

Im Vergleich zum Transport nicht-reaktiver Gase wird die Verwendung von Wärme als Tracer durch zahlreiche Quellen und Senken für Wärme innerhalb der thermischen Grenzschicht erschwert. Die allgemeine Transportgleichung unter Berücksichtigung dieser Effekte wird in Kapitel 4 hergeleitet.

Zum besseren Verständnis der Ergebnisse der Messungen wurde eine dreidimensionale, numerische Simulation der Vorgänge innerhalb der thermischen Grenzschicht der Wasseroberfläche unter den gegebenen Meßbedingungen durchgeführt. In Kapitel 5 wird die Durchführung der Simulation beschrieben und die Ergebnisse im Hinblick auf die Auswertung der Messung diskutiert.

Die technische Realisierung des Ozeaninstrumentes und die damit durchgeführten Messungen werden in den Kapiteln 6 und 7 beschrieben. Den Abschluß bilden zwei Kapitel, in denen die verschiedenen Verfahren der Auswertung und die physikalischen Ergebnisse vorgestellt werden.



# Kapitel 2

## Strahlungstheorie

Der grundlegende Sensor, der in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, ist ein Infrarot-Radiometer in Form einer CCD-Infrarot-Kamera mit  $256 \times 256$  Sensorelementen. Jedes einzelne Sensorelement stellt einen Detektor für elektromagnetische Strahlung innerhalb des Wellenlängenintervalles von 3 bis  $5 \mu\text{m}$  dar. Die Temperaturabhängigkeit der Intensität dieser Strahlung ermöglicht es, die Temperatur der Strahlungsquelle zu messen. Die geometrische Anordnung des Detektorarrays zusammen mit der verwendeten Infrarotoptik macht die Infrarotkamera zum abbildenden System, das analog zu Kameras im sichtbaren Spektralbereich eine optische Abbildung der geometrischen Anordnung der Strahlungsquellen liefert.

Diese Eigenschaft ermöglicht es, mit einer abbildenden Infrarotkamera die Temperaturverteilung der beobachteten Objekte zu messen. Durch die Abbildungsoptik wird dies unabhängig von der Entfernung der Objekte ermöglicht (Kapitel 3.2). Eine wichtige Voraussetzung zum Verständnis des Bildinhaltes ist dabei jedoch, neben der optischen Abbildung, die Untersuchung des Zusammenhanges zwischen Bildhelligkeit und tatsächlicher Temperatur der Strahlungsquellen.

Im Gegensatz zu optischen Systemen im sichtbaren Spektralbereich können im Infraroten Beleuchtungsquellen nicht unabhängig voneinander gewählt werden. Da die Kamera im Spektralbereich empfindlich ist, in dem alle Objekte bei Raumtemperatur Strahlung emittieren, kann der Versuchsaufbau nicht ‘verdunkelt’ werden, um ihn gegen störende Strahlung abzuschirmen. Alle Objekte ‘leuchten’ im Infraroten und tragen daher zur Bildintensität bei und müssen bei der quantitativen Analyse berücksichtigt werden.

Die quantitative Messung von Strahlungsintensitäten - die Radiometrie - ist ein Gebiet der Physik, in dem große Konfusion über Einheiten und Meßgrößen herrscht. Über Generationen wurden die Meßgeräte dem Stand der Technik angepaßt. Anfängen vom menschlichen Auge als erstes quantitatives Meßinstrument zur Bestimmung der Helligkeit von selbstleuchtenden Gegenständen, über Bolometer<sup>1</sup> und Thermoelemente<sup>2</sup>, bzw. Thermosäulen<sup>3</sup> bis hin zu modernen Halbleiterdetektoren wurden zur Detektion von elektromagnetischer Strahlung die unterschiedlichsten physikalischen Effekte der Wechselwirkung von Strahlung und Materie verwendet. Die Einheiten der Radiometrie wurden diesen sich ständig ändernden Meßgeräten angepaßt. Die Bezeichnung der radiometrischen Größen in Abhängigkeit vom Emissionswinkel und der Bezug auf unterschiedliche Oberflächenelemente, führt oft zu Doppeldeutigkeit und Namensgleichheit verschiedener Strahlungsgrößen, selbst bei übereinstimmenden physikalischen Einheiten.

In diesem Kapitel sollen nun die grundlegenden Beziehungen für Infrarotstrahlung wiederholt und deren spezielle Form für die Wasseroberfläche hergeleitet werden. Die - zwar kleine, aber endliche - Eindringtiefe von Infrarotstrahlung in Wasser erschwert die quantitative Analyse von Thermographie-Bildern der Wasseroberfläche. Um den Einfluß von Temperaturprofilen innerhalb der oberen  $200 \mu\text{m}$  der Wasseroberfläche

---

<sup>1</sup>Die Erwärmung eines Widerstandes durch absorbierte Strahlung erzeugt eine Widerstandsänderung.

<sup>2</sup>Die Erwärmung einer Sorte Lötstellen zwischen verschiedenen Metallen erzeugt eine Thermospannung.

<sup>3</sup>Viele hintereinandergeschaltete Thermoelemente.

auf die Helligkeit des Kamerabildes zu verstehen, müssen die Beziehungen für ideale – d. h. Lambertsche – Oberflächen auf transparente Objekte erweitert werden.

## 2.1 Strahlungsphysikalische Größen: Nomenklatur

Zur Formulierung der experimentellen Ergebnisse und theoretischen Überlegungen werden heute strahlungsphysikalische Größen benutzt, die in der folgenden Aufstellung erklärt werden. Die Nomenklatur wurde weitgehend dem deutschen Standard ([DIN 5496]) angepaßt. Während in der deutschsprachigen Literatur die Größen meist einheitlich bezeichnet werden, finden sich in der internationalen Literatur oft verschiedene Bezeichnungen und Abkürzungen für dieselbe physikalische Größe (vgl. [Gerthsen et al., 86], [Mester], [Rennert, 87], [Gaussorgues, 94], [Merrit, 59], [Wolfe, Zissis, 89]).

Abbildung 2.1 veranschaulicht die Beziehung der verwendeten geometrischen Größen. Der Strahlungsdetektor befindet sich dabei im Abstand  $r$  von der Strahlungsquelle. Mit  $dS$  und  $dA$  werden differentielle Oberflächenstücke der Quelle und des Detektors bezeichnet. Von der Quelle aus gesehen, nimmt die Detektorfläche  $dA$  den Raumwinkel  $d\Omega$  ein.

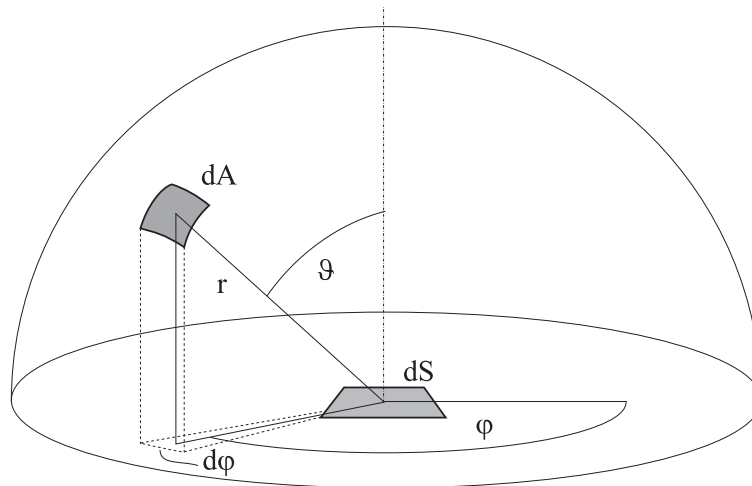


Abbildung 2.1: Geometrische Anordnung von Detektor (Oberflächenelement  $dA$ ) und Strahlungsquelle (Oberflächenelement  $dS$ ) zur Bestimmung der Winkelverteilung der Strahlung.

Die gebräuchlichsten, strahlungsphysikalischen Größen werden wie folgt definiert:

- *Strahlungsfluß* (engl. radiant flux, radiant power)

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad [\text{Watt}] \quad (2.1)$$

Der Strahlungsfluß ist das quantitative Maß der Strahlung. Er beschreibt die von einer Strahlungsquelle emittierte oder von einem Detektor empfangene Strahlungsenergie  $dW$  pro Zeiteinheit  $dt$ . Wird allgemein von Strahlung gesprochen, so ist immer der Strahlungsfluß als meßbare Größe gemeint.

- *Strahlstärke* (engl. radiant intensity)

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad [\text{Watt Steradian}^{-1}] \quad (2.2)$$

Die Strahlstärke bezeichnet den Strahlungsfluß  $\Phi$ , bezogen auf den Raumwinkel  $\Omega$ , in den der Fluß abgestrahlt wird. Die Winkelabhängigkeit von  $I$  ist für Lambertsche Strahler (Kapitel 2.2.3) durch das Lambertsche Cosinusetz gegeben.



- *Spezifische Ausstrahlung*, bzw. *Strahlungsflußdichte* (engl. radiant exitance)

$$R = \frac{d\Phi}{dS} \quad [\text{Watt m}^{-2}] \quad (2.3)$$

Mit spezifischer Ausstrahlung bezeichnet man den Fluß  $\Phi$ , der pro Flächenelement  $dS$  der Strahlungsquelle in die gesamte Hemisphäre (Halbraum über der Strahlerfläche) abgestrahlt wird.

- *Strahlungsdichte* (engl. steradiance, radiance)

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dS \cos\vartheta} \quad [\text{Watt m}^{-2} \text{ Steradian}^{-1}] \quad (2.4)$$

Die Strahlungsdichte bezeichnet den Fluß, der in das Raumwinkelement  $d\Omega$  in Richtung des Detektors abgestrahlt wird, bezogen auf die vom Detektor aus gesehene Fläche  $dS \cos\vartheta$  des strahlenden Flächenstückes  $dS$ . Für Lambertsche Strahler (Kapitel 2.2.3) ist die Strahlungsdichte unabhängig vom Emissionswinkel  $\vartheta$ .

Diese strahlungsphysikalischen Größen beziehen sich auf den Fluß, der von der Quelle abgestrahlt wird. Für den vom Detektor empfangenen Fluß definiert man als wichtigste Größe die

- *Bestrahlungsstärke* (engl. irradiance)

$$E = \frac{d\Phi}{dA} \quad [\text{Watt m}^{-2}] \quad (2.5)$$

Sie ist analog zur spezifischen Ausstrahlung der gesamte Fluß, der von der Detektorfläche  $dA$  empfangen wird.

Der gesamte abgestrahlte, bzw. empfangene Strahlungsfluß  $\Phi$  setzt sich aus einem Spektrum von Wellenlängen zusammen. Für jede Wellenlänge bezeichnet der *spektrale Strahlungsfluß*

$$\frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda} \quad [\text{Watt } \mu\text{m}^{-1}] \quad (2.6)$$

die Leistung, die innerhalb des Wellenlängenintervalls  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$  abgestrahlt, bzw. empfangen wird. Damit werden alle oben aufgeführten Größen wellenlängenabhängig. Man definiert analog zu (2.6) die *spektrale Strahlstärke*, die *spektrale spezifische Ausstrahlung*, die *spektrale Strahlungsdichte* und die *spektrale Bestrahlungsstärke*.

Den gesamten Strahlungsfluß erhält man durch Integration des spektralen Flusses über alle Wellenlängen:

$$\Phi = \int_0^{\infty} \frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda} d\lambda. \quad (2.7)$$

Analog dazu ergeben sich alle anderen strahlungsphysikalischen Größen zu:

$$I = \int_0^{\infty} \frac{dI(\lambda)}{d\lambda} d\lambda, \quad R = \int_0^{\infty} \frac{dR(\lambda)}{d\lambda} d\lambda, \quad L = \int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda)}{d\lambda} d\lambda. \quad (2.8)$$

Mit den Definitionen dieses Abschnitts lassen sich die Gesetze der Radiometrie quantitativ formulieren. Es sei hier darauf hingewiesen, daß sich die spektrale Form dieser Größen in den meisten Fällen nicht unterscheidet und auch die physikalischen Einheiten oft gleich oder ähnlich sind. Bei der Berechnung von tatsächlich empfangener Strahlungsleistung muß die Bedeutung der Größen sorgfältig beachtet werden, da sich sonst schnell Fehler einschleichen, die nicht ohne weiteres bemerkt werden. Insbesondere die Frage, auf welchen Raumwinkel man sich bezieht (von der Quelle oder vom Detektor aus gesehen) und welche Fläche gemeint ist, führt leicht zu Verwirrungen.

## 2.2 Strahlung eines schwarzen Körpers

Alle Objekte oberhalb des absoluten Nullpunkts emittieren Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung. Diese Strahlung kann wiederum von anderen Objekten zu einem bestimmten Anteil reabsorbiert werden, von deren Oberfläche reflektiert werden oder sie durchqueren. Kirchhoff demonstrierte bereits im Jahr 1860, daß ein gut absorbierender Körper auch ein guter Strahler ist und konsequenterweise ein perfekt absorbierender Körper ein perfekter Strahler. Ein Körper, der alle Strahlung, die auf ihn auftrifft absorbiert, wird als *schwarzer Strahler* bezeichnet.

Angenommen ein Körper mit – in diesem Sinne – perfekt schwarzer Oberfläche wird in einen Hohlraum mit konstanter Temperatur gebracht. Nachdem sich ein thermodynamisches Gleichgewicht eingestellt hat, wird der Körper die gleiche Temperatur annehmen, wie der ihn umgebende Hohlraum. Da seine Oberfläche perfekt schwarz ist, wird er keine Umgebungsstrahlung reflektieren, sondern nur Temperaturstrahlung emittieren. Wenn der Hohlraum nun plötzlich entfernt würde, wäre die Strahlung, die die Oberfläche des schwarzen Körpers verläßt, identisch zur Strahlung, die innerhalb eines Hohlraumes in dieselbe Richtung emittiert wird. Die Strahlung eines schwarzen Körpers und Hohlraumstrahlung sind somit mathematisch identisch und werden in der Literatur gleichbedeutend verwendet.

Der Strahlungsfluß  $d\Phi$ , der von einem schwarzen Strahler der Temperatur  $T$  bei einer Wellenlänge  $\lambda$  pro Einheitsfläche  $dS$  und pro Einheits-Wellenlänge  $d\lambda$  in die gesamte Hemisphäre über seiner Oberfläche emittiert wird, d. h. seine *spektrale spezifische Ausstrahlung*  $dR(\lambda, T)/d\lambda$ , hat die Form der *Planckschen Strahlungskurve*

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{d^2\Phi(\lambda, T)}{dSd\lambda} = c_1\lambda^{-5} \left[ e^{c_2/\lambda T} - 1 \right]^{-1} \quad (2.9)$$

mit

$$\begin{aligned} c_1 &= 2\pi c^2 h = 3.74 \cdot 10^8 \text{ Watt } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2} \\ c_2 &= ch/k = 1.4388 \cdot 10^4 \text{ } \mu\text{m K.} \end{aligned}$$

Dabei wird  $\lambda$  in der Einheit  $[\lambda] = 1 \mu\text{m}$  angegeben und  $T$  ist die absolute Temperatur des Körpers mit  $[T] = 1 \text{ K}$ . Die Lichtgeschwindigkeit  $c$  hat den Betrag  $c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ ,  $k$  bezeichnet die Boltzmann Konstante  $k = 1.38054 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  und  $h$  ist die Plancksche Konstante  $h = 6.6256 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ . Die beiden Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  werden als die erste und zweite Strahlungskonstante bezeichnet.

Herleitungen der Planckschen Strahlungskurve und der Konstanten finden sich in den meisten Lehrbüchern der klassischen und statistischen Thermodynamik (z. B. [Bergmann, Schäfer, 74], [Kittel, 89]).

Die Plancksche Strahlungskurve beschreibt die Verteilung des Strahlungsflusses eines Oberflächenelementes  $dS$  der Quelle auf das Spektrum der abgestrahlten Wellenlängen. Abbildung 2.2 zeigt die Plancksche Strahlungskurve für verschiedene Temperaturen. Die spezifische Ausstrahlung  $R(T)$  bei einer bestimmten Temperatur  $T$  erhält man durch Integration der spektralen spezifischen Ausstrahlung  $dR(\lambda, T)/d\lambda$  (2.9) über alle Wellenlängen (2.8).

Dieser Strahlungsfluß ist jedoch über den gesamten Halbraum verteilt, in den Strahlung emittiert wird. Um zu wissen, welcher Bruchteil in eine bestimmte Richtung emittiert wird, d. h. um die richtungsabhängige *Strahlstärke* zu ermitteln, muß die Abstrahlcharakteristik der Oberfläche und somit die Richtungsverteilung der Emission bekannt sein. In Abschnitt 2.2.3 wird dies für den Fall von Lambertschen Oberflächen hergeleitet.

### 2.2.1 Eigenschaften der Planck'schen Strahlungskurve

Wird  $dR(\lambda, T)/d\lambda$  über alle Wellenlängen integriert, so erhält man die spezifische Ausstrahlung, d. h. den Fluß, den ein schwarzer Körper pro Oberflächenelement in die gesamte Hemisphäre abstrahlt. Es ergibt sich

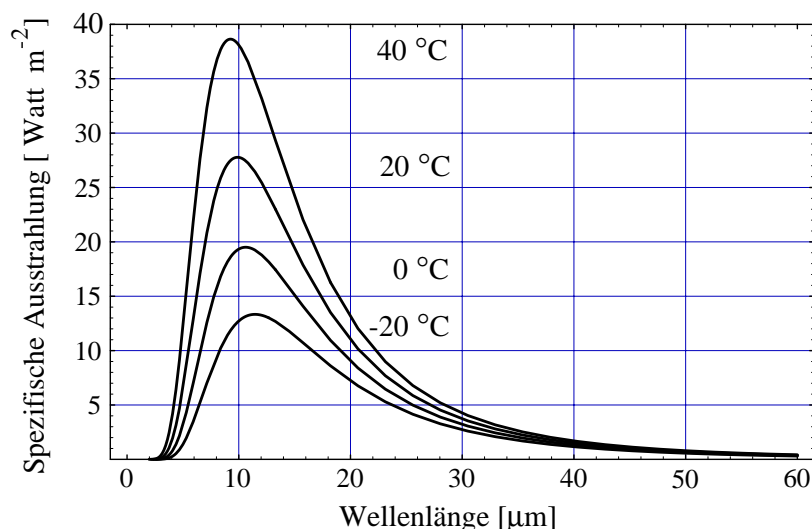


Abbildung 2.2: Plancksches Strahlungsgesetz, dargestellt als Kurvenschar für verschiedene Temperaturen. Erkennbar ist, daß die Fläche unter der Kurve mit zunehmender Temperatur stark anwächst (  $\rightarrow$  Stefan-Boltzmann Gesetz).

das *Stefan-Boltzmann Gesetz*:

$$R(T) = \int_0^{\infty} \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda = \sigma T^4, \quad (2.10)$$

mit der *Stefan-Boltzmann Konstanten*  $\sigma = 5.668 \cdot 10^{-8} \text{ Watt m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ . Die spezifische Ausstrahlung eines Körpers steigt mit der vierten Potenz der Temperatur. Diese Beziehung wurde ursprünglich von Josef Stefan 1879 postuliert und von Ludwig Boltzmann 1884 durch thermodynamische Überlegungen bestätigt. Mit der Planckschen Strahlungskurve ergibt sie sich direkt nach (2.10).

Eine weitere wichtige Eigenschaft der Planckschen Strahlungskurve ist das Maximum der Emissionsleistung  $\lambda_m$ . Man erhält es durch Differenzieren von  $dR(\lambda, T)/d\lambda$  nach der Wellenlänge:

$$\frac{d^2 R(\lambda, T)}{d\lambda^2} = 0 \iff \left(1 - \frac{c_2}{5\lambda T}\right) e^{c_2/\lambda T} = 1. \quad (2.11)$$

Neben der trivialen Lösung  $\lambda = 0$  ergibt sich für das lokale Maximum  $\lambda_m$  der Kurve die Beziehung

$$\lambda_m T = c_2/4.0965 = 2891 \mu\text{m K}. \quad (2.12)$$

Die Tatsache, daß das Produkt aus Temperatur und zugehöriger Maximums-Wellenlänge eine Konstante darstellt, ist als *Wiensches Verschiebungsgesetz* bekannt. Abbildung 2.3 zeigt die Planckkurven für verschiedene Temperaturen in doppelt-logarithmischen Koordinaten. In dieser Darstellung wird das Wiensche Verschiebungsgesetz zu einer Geraden, auf der die Maxima aller Kurven für beliebige Temperaturen liegen.

Wird das Integral (2.10) über die Wellenlänge in zwei Teile zerlegt, so zeigt sich, daß für alle Temperaturen exakt ein Viertel der gesamten Leistung im Wellenlängenbereich  $[0, \lambda_m]$  emittiert wird und drei Viertel im Bereich  $[\lambda_m, \infty]$ .

### 2.2.2 Näherungslösungen der Planckkurve

Für große und kleine Werte von  $\lambda T$  läßt sich die Planck'sche Strahlungskurve auf zwei Näherungslösungen vereinfachen, die historisch schon als Teilnäherungen bekannt waren, bevor sie sich als Grenzfälle des Planck-Gesetzes ergaben.

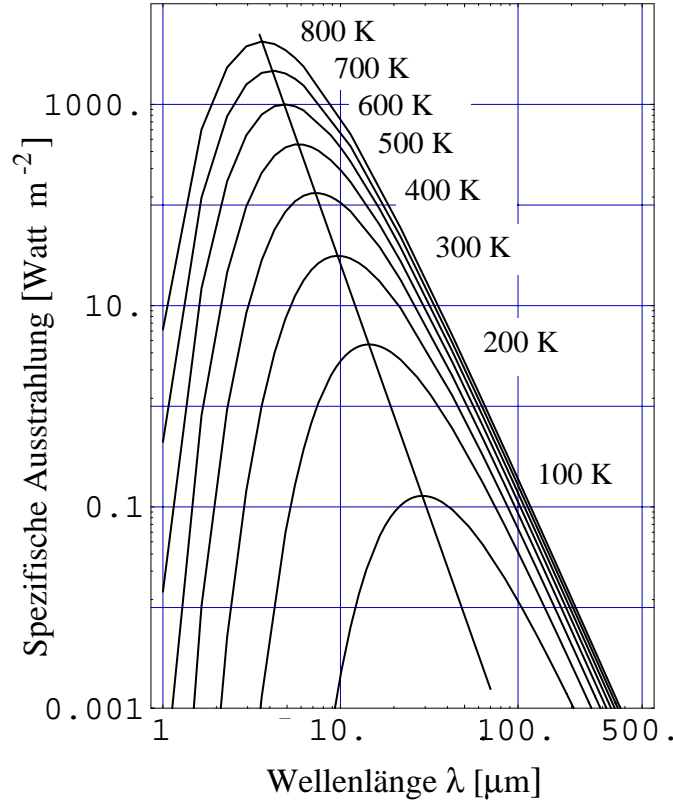


Abbildung 2.3: Planck'sche Strahlungskurven in doppelt-logarithmischer Darstellung für verschiedene Temperaturen. Man erkennt, daß sich das Maximum der Emissionsleistung mit zunehmender Temperatur zu kleineren Wellenlängen verschiebt (Wiensches Verschiebungsgesetz). In doppelt-logarithmischer Darstellung liegen die Maxima der Strahlungskurven auf einer Geraden.

- Wenn das Produkt  $\lambda T$  ausreichend klein ist, gilt  $e^{c_2/\lambda T} \gg 1$  und (2.9) vereinfacht sich zu

$$R_{Wien}(\lambda, T) \approx c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/\lambda T}. \quad (2.13)$$

Diese Beziehung ist als *Wiensches Strahlungsgesetz* bekannt. Es beschreibt die Existenz eines Maximums der Strahlungsleistung, wird aber für sehr große Wellenlängen völlig falsch.

Der Teilverlauf der Planck-Kurve, für den bei der Temperatur  $T$  die Gleichung (2.13) näherungsweise gilt, wird als *Wienscher Ast* der Strahlungskurve bezeichnet.

- Für große Werte von  $\lambda T$  erhält man eine Näherungslösung, indem der Exponentialfaktor in (2.9) in einer Taylorreihe entwickelt wird:

$$R(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \left[ \frac{c_2}{\lambda T} + \frac{1}{2} \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right)^2 + \dots \right]^{-1}. \quad (2.14)$$

Werden alle Terme quadratischer und höherer Ordnung vernachlässigt, dann erhält man das *Rayleigh-Jeans Gesetz*

$$R_{RJeans}(\lambda, T) = \frac{c_1}{c_2} \lambda^{-4} T. \quad (2.15)$$

Dieses Gesetz beschreibt gut den Abfall der Strahlungsleistung für große Wellenlängen, versagt aber bei kleinen Wellenlängen, da die spezifische Ausstrahlung unendlich groß wird (UV-Katastrophe).

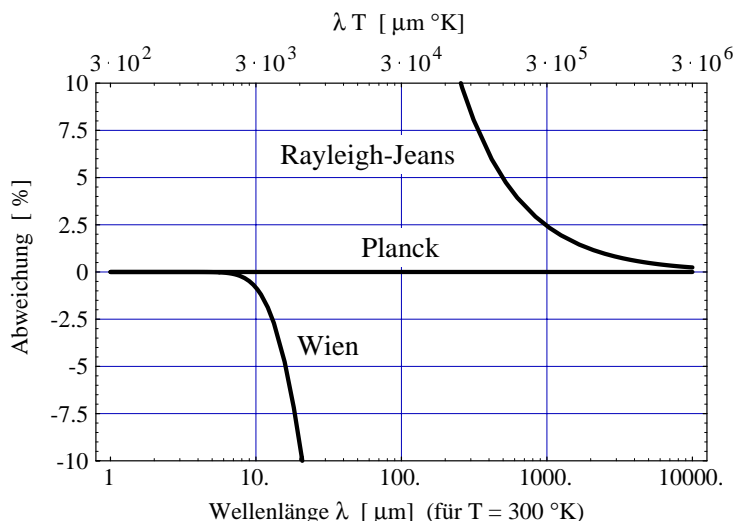


Abbildung 2.4: Abweichung der beiden Näherungslösungen (Wien und Rayleigh–Jeans) von der Planckkurve. Untere Ordinate: Wellenlänge für eine Temperatur  $T = 300\text{ K}$ . Obere Ordinate:  $\lambda T$  als universelle Konstante.

Abbildung 2.4 zeigt die Abweichungen der beiden Näherungslösungen als Differenz zur Planckschen Strahlungskurve. Als Ordinate wurde sowohl das Produkt  $\lambda T$  als auch die Wellenlänge  $\lambda$  für die Temperatur  $T = 288\text{ K} = 15^\circ\text{C}$  verwendet. Erkennbar ist, daß bei dieser Temperatur das Wellenlängenintervall  $\lambda = [3.0\ \mu\text{m}, \dots, 5.0\ \mu\text{m}]$  mit guter Näherung im Wienschen Ast der Strahlungskurve liegt. Da die verwendete Infrarotkamera nur in diesem Wellenlängenbereich empfindlich ist, kann zur Berechnung der Kameraintensität immer mit der Wienschen Näherung gerechnet werden, wenn Objekte bei einer Temperatur unterhalb ca.  $200^\circ\text{C}$  beobachtet werden.

### 2.2.3 Das Lambertsche Cosinus–Gesetz

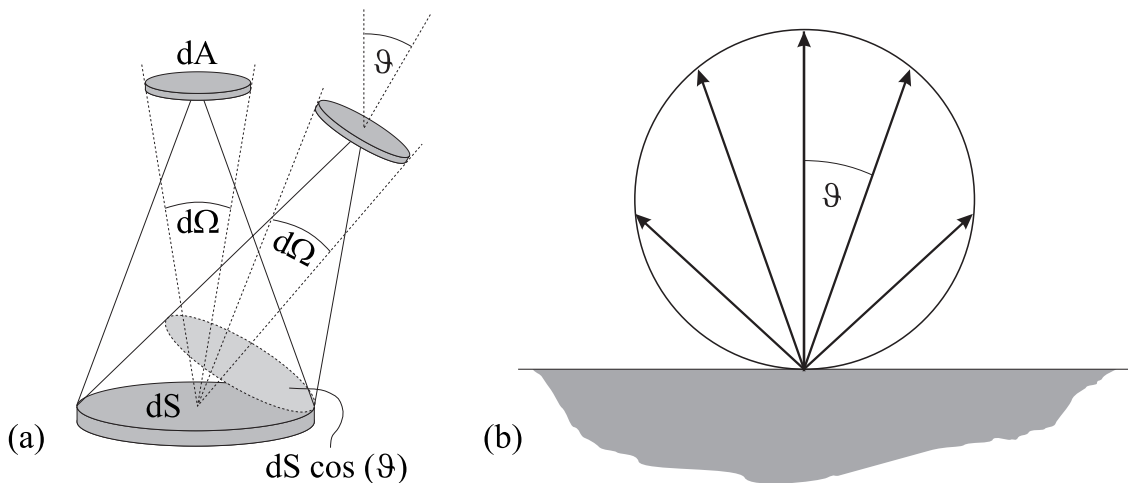


Abbildung 2.5: (a): Geometrische Anordnung von Quelle ( $dS$ ) und Detektor ( $dA$ ). (b): Verteilung der Strahlungsstärke einer Quelle nach dem Lambertschen Cosinus–Gesetz.

Interessiert man sich für die Strahlung, die von einem Detektor empfangen wird, der unter einem bestimmten Winkel  $(\vartheta, \varphi)$  zu der strahlenden Oberfläche steht und dabei einen Raumwinkel  $d\Omega$  einnimmt, muß die

Winkelverteilung der Strahlung bekannt sein, um den Bruchteil der emittierten Gesamtstrahlung zu berechnen, den der Detektor empfängt. Abbildung 2.1 zeigt die geometrische Anordnung. Dabei bezeichnet  $dS$  ein differentielles Oberflächenelement der Strahlungsquelle und  $dA$  ein differentielles Oberflächenelement des Detektors, welches von  $dS$  aus gesehen unter dem Raumwinkel  $d\Omega = \sin(\vartheta)d\vartheta d\varphi$  erscheint. Der Radiusvektor von  $dS$  nach  $dA$  steht unter einem Winkel  $\vartheta$  zur Oberflächen-Normalen der Strahlungsquelle.

Experimentell zeigt sich, daß der Strahlungsfluß  $d\Phi$ , den  $dA$  von  $dS$  empfängt, proportional zum Cosinus des Winkels  $\vartheta$  ist. Zusätzlich ist er proportional zu den Flächen  $dS$  und  $dA$  und nimmt mit dem Quadrat der Entfernung  $r$  von  $dA$  zu  $dS$  ab. Dies führt zu der Beziehung

$$d\Phi = L \frac{dA dS}{r^2} \cos \vartheta = L d\Omega dS \cos \vartheta, \quad (2.16)$$

mit  $d\Omega = dA/r^2$ .

Die Größe  $dS \cos \vartheta$  ist aber genau die Fläche  $dS$ , projiziert auf die Ebene senkrecht zur Verbindungslinie zwischen Quelle und Detektor (Abb. 2.5 a). Dies ist die Fläche, unter der das Flächenelement  $dS$  vom Detektor aus gesehen wird. Wird die Flußdichte, die pro Raumwinkel abgestrahlt wird, auf diese scheinbare Fläche bezogen, so erhält man die Definition der Proportionalitätskonstanten  $L$ , der *Strahlungsdichte* (2.4). Ist  $L$  richtungsunabhängig, dann wird die Strahlungsquelle als *Lambertscher Strahler* bezeichnet. Ein Lambertscher Strahler emittiert Strahlung richtungsunabhängig, d. h. völlig diffus.

Die Strahlungsstärke  $I(\vartheta)$ , die unter einem beliebigen Winkel zur Oberflächennormalen der Quelle abgestrahlt wird, ergibt sich damit zu:

$$I(\vartheta) = L dS \cos \vartheta = I(\vartheta = 0^\circ) \cos \vartheta. \quad (2.17)$$

Für Oberflächen mit richtungsunabhängiger Strahlungsdichte hängt die Strahlstärke in eine bestimmte Richtung nur vom Cosinus des Neigungswinkels ab. Dies ist als *Lambertsches Cosinus-Gesetz* bekannt. Eine Lambertsche Oberfläche erscheint unter allen Richtungen gleich ‘hell’.

Pro Oberflächenelement wird damit unter einem bestimmten Winkel der Strahlungsfluß

$$\frac{d\Phi(\vartheta)}{dS} = \frac{dI(\vartheta)}{dS} d\Omega = L d\Omega \cos \vartheta \quad (2.18)$$

in einen Raumwinkel abgestrahlt. Diese Größe ist wichtig zur Berechnung des Strahlungsaustausches zwischen Oberflächen (Kapitel 2.5). Es zeigt sich, daß bei transparenten Objekten (die damit keine schwarzen Strahler sind), wie z. B. der Wasseroberfläche, dieser einfache Zusammenhang nicht mehr gilt und  $I$  tiefenabhängig wird.

Eine Lambertsche Oberfläche hat unter verschiedenen Winkeln die gleiche Helligkeit. Die Richtungsabhängigkeit der Strahlstärke ist dabei jedoch durch das Cosinus-Gesetz gegeben. Dieser scheinbare Widerspruch löst sich, wenn zwischen der Abstrahlung der Oberfläche und dem, was der Detektor empfängt, unterschieden wird. (Siehe Abbildung 2.5 a).

Ein einzelnes Oberflächenelement strahlt nach dem Cosinus Gesetz ab (2.18). Der Detektor sieht unter dem Winkel  $\vartheta$  allerdings eine verkleinerte Fläche die strahlt und damit die Fläche  $dS$  unter einem verkleinerten Raumwinkel  $d\Omega \cos \vartheta$ . Da er aber einen konstanten (durch die Detektorgeometrie gegebenen) Öffnungswinkel hat, sieht er mehr Flächenelemente als unter senkrechtem Beobachtungswinkel. Bei Lambertschen Strahlern kompensiert mit zunehmendem Neigungswinkel die wachsende Anzahl an ‘gesehenen’ Oberflächenelementen die sinkende Strahlstärke der einzelnen Oberflächenelemente in Richtung des Detektors. Äquivalent dazu ist die Aussage, daß die verminderte Strahlstärke unter einem gleichermaßen verkleinerten Raumwinkel gesehen wird und daher pro Raumwinkelelement (vom Detektor aus gesehen, also nicht mit  $d\Omega$  in der Definition von  $I$  verwechseln!) der gleiche Fluß ankommt. Solange ein Detektor einen Ausschnitt der gesamten Quellenoberfläche sieht (und nicht der Rand der Quelle in den Bildausschnitt wandert), erscheint diese unabhängig vom Winkel in der gleichen Helligkeit.

Man muß hier also deutlich zwischen den Größen, die vom Detektor aus gesehen werden und denen, die von der Quelle aus gesehen werden, unterscheiden.

Abbildung 2.5 b zeigt graphisch die Abstrahlcharakteristik einer Lambertschen Oberfläche. Die Charakteristik von Nichtlambertschen Flächen weist eine zusätzliche Winkelabhängigkeit auf, die meist in Normalenrichtung verstärkt erscheint, während mit zunehmendem Winkel die Strahlungsleistung schneller abnimmt.

Beispiele für Lambertsche Oberflächen im Infraroten sind:

- Schwarze Strahler, bzw. Hohlraumstrahler und
- Glühende Oberflächen, z. B. glühende Metalloberflächen.

Da die Helligkeit richtungsunabhängig ist, erscheinen die Oberflächen von glühenden Körpern meist flach, da nicht anhand einer winkelabhängigen Helligkeitsänderung die Oberflächenkrümmung abgeschätzt werden kann.

Beispiele für Nichtlambertsche Oberflächen im Infraroten sind:

- die Sonnenoberfläche und
- die Wasseroberfläche

für große Winkel. Daher erscheint die Sonne am Rand etwas dunkler als in der Mitte. Ein Grund dafür ist bei beiden, daß sie keine reinen Oberflächenstrahler sind. Die aus dem Inneren des Körpers emittierte Strahlung wird von den darüberliegenden Schichten teilweise wieder absorbiert, wobei die Weglänge der Strahlung richtungsabhängig ist. Dies wird in Kapitel 2.5.2 für die Wasseroberfläche näher erläutert.

Wird Gleichung (2.18) über die gesamte Hemisphäre integriert, so erhält man den Strahlungsfluß  $d\Phi/dS$ , der von einem Oberflächenelement  $dS$  der Quelle in den gesamten Halbraum abgestrahlt wird, d. h. die *spezifische Ausstrahlung*  $R$ . Mit  $d\Phi/dS = L \cos\vartheta d\Omega$  und  $d\Omega = \sin(\vartheta)d\vartheta d\varphi$  ergibt sich dieses Integral zu

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = L \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi = \pi L. \quad (2.19)$$

Die Gesamtemission in die Hemisphäre ist durch das Lambertsche Cosinus-Gesetz somit exakt  $\pi$  mal so groß, wie die Emission in ein Raumwinkelement senkrecht zur Oberfläche. Sie ist um einen Faktor 2 kleiner als erwartet würde, wenn vom Oberflächenelement  $dS$  eine Strahlungsstärke  $I$  vom Betrag  $I = L dS = I(\vartheta = 0^\circ)$  isotrop unter allen Winkeln, d. h. in den Raumwinkel  $2\pi$ , abgestrahlt werden würde.

## 2.2.4 Zusammenstellung der Planck'schen Strahlungskurven

Der Zusammenhang zwischen winkelabhängiger Emission und Gesamtemission durch das Lambertsche Cosinus-Gesetz gilt für alle Wellenlängen und damit auch für die spektralen Strahlungsgrößen. Mit diesen Ergebnissen läßt sich nun die genaue Form der Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit aller in Abschnitt 2.1 definierten radiometrischen Größen formulieren. Sie hat immer die Form der Planckschen Strahlungskurve, wobei sich die Einheiten und Vorfaktoren unterscheiden. Man erhält:

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \left[ e^{c_2/\lambda T} - 1 \right]^{-1} \quad [\text{Watt m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}], \quad (2.20)$$

$$\frac{d\Phi(\lambda, T)}{d\lambda} = c_1 dS \lambda^{-5} \left[ e^{c_2/\lambda T} - 1 \right]^{-1} \quad [\text{Watt } \mu\text{m}^{-1}], \quad (2.21)$$

$$\frac{dL(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \left[ e^{c_2/\lambda T} - 1 \right]^{-1} \quad [\text{Watt m}^{-2} \text{Steradian}^{-1} \mu\text{m}^{-1}], \quad (2.22)$$

mit

$$\begin{aligned} c_1 &= 2\pi c^2 h = 3.74 \cdot 10^8 \text{ Watt } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2}, \\ c_2 &= ch/k = 1.4388 \cdot 10^4 \text{ } \mu\text{m K}. \end{aligned}$$

## 2.3 Thermischer Kontrast und thermisches Differential

Die gesamte spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers entspricht der Fläche unter der Planck-Kurve. Sie ist nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz (2.10) proportional zur vierten Potenz der Temperatur. Ein Detektor, der nur innerhalb eines bestimmten Spektralbereiches  $[\lambda_a, \lambda_b]$  empfindlich ist<sup>4</sup>, empfängt jedoch nur die spezifische Ausstrahlung

$$R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda. \quad (2.23)$$

Die Plancksche Strahlungskurve eines Körpers höherer Temperatur liegt vollständig, d. h. für alle Wellenlängen, oberhalb der Kurve eines Körpers niedrigerer Temperatur. Das Integral (2.23) liefert somit unabhängig von der Wahl von  $\lambda_a$ , bzw.  $\lambda_b$  immer eine eindeutige Abhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung von der Temperatur des schwarzen Strahlers. Diese Tatsache ermöglicht es, die Temperatur des Körpers anhand des empfangenen Strahlungsflusses innerhalb jedes beliebigen Wellenlängenintervalls abzuschätzen.

Ein Detektor, der im Wellenlängenbereich von 8–12  $\mu\text{m}$  empfindlich ist, wird bei der gleichen Temperatur einen anderen Meßwert für den Strahlungsfluß liefern, als ein Detektor bei 3–5  $\mu\text{m}$ . Während der Zusammenhang zwischen Temperatur und gemessener Leistung bei beiden Detektoren eindeutig ist, hängt der Betrag der Änderung des Meßwertes mit steigender bzw. fallender Temperatur stark von der Form der Planckkurve innerhalb des sensitiven Wellenlängenbereiches ab.

### 2.3.1 Thermischer Kontrast

Wird eine Infrarotkamera als Detektor benutzt, so hängt der Helligkeitskontrast zwischen zwei Objekten unterschiedlicher Temperatur vom verwendeten Wellenlängenintervall ab. Beobachtet man ein Objekt der Temperatur  $T_o$  vor einem Hintergrund der Umgebungstemperatur  $T_a$ , so wird der Quotient

$$C_t = \frac{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_o)}{d\lambda} d\lambda - \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_a)}{d\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_o)}{d\lambda} d\lambda + \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_a)}{d\lambda} d\lambda} \quad (2.24)$$

als *thermischer Kontrast*  $C_t$  des Bildes bezeichnet [Gaussorgues, 94].

Abbildung 2.6 zeigt den thermischen Kontrast für die beiden Wellenlängenbereiche 3–5  $\mu\text{m}$  und 8–12  $\mu\text{m}$ . Erkennbar ist, daß für Objekte bei normalen Umgebungstemperaturen zwischen 0 °C und 20 °C der Kontrast bei 3–5  $\mu\text{m}$  ungefähr doppelt so groß ist, wie der bei 8–12  $\mu\text{m}$ . Dies liegt daran, daß bei diesen Temperaturen die Plancksche Strahlungskurve bei 8–12  $\mu\text{m}$  ihr Maximum erreicht, während sie bei 3–5  $\mu\text{m}$  exponentiell ansteigt (Wienscher Ast). Die verwendete Infrarotkamera ist im 3–5  $\mu\text{m}$  Bereich empfindlich und daher gut zum Studium von Objekten bei Umgebungstemperatur, wie z. B. der Wasseroberfläche geeignet.

<sup>4</sup>Wobei die Empfindlichkeit innerhalb des Intervalls  $[\lambda_a, \lambda_b]$  auf 1 und außerhalb auf 0 gesetzt wird. Reale Detektoren haben eine davon abweichende Empfindlichkeitsfunktion, die experimentell zu bestimmen ist.



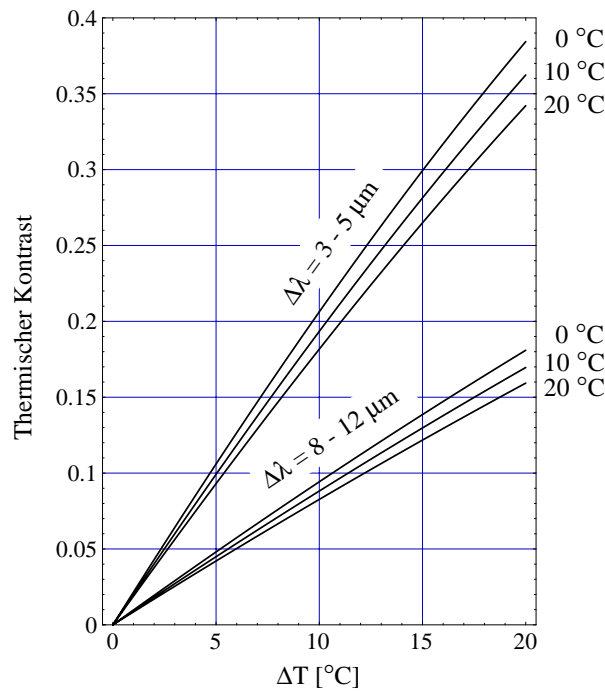


Abbildung 2.6: Thermischer Kontrast für zwei verschiedene Spektralbereiche. Die unteren drei Kurven zeigen den thermischen Kontrast für den Bereich 8 – 12  $\mu\text{m}$  für verschiedene Temperaturen und die oberen drei Kurven für den Bereich 3 – 5  $\mu\text{m}$ .

### 2.3.2 Thermisches Differential

Eine weiteres Maß für die Änderung der Emissionsleistung eines Objektes bei variierender Temperatur des Objektes ergibt sich aus dem *thermischen Differential*:

$$\frac{\partial R_{\lambda_a}^{\lambda_b}}{\partial T}. \quad (2.25)$$

Normiert auf die spezifische Ausstrahlung  $R_{\lambda_a}^{\lambda_b}$  des Objektes erhält man die *relative Änderung der Ausstrahlung*

$$C_r = \frac{\frac{\partial R_{\lambda_a}^{\lambda_b}}{\partial T}}{R_{\lambda_a}^{\lambda_b}} \quad [\% \text{K}^{-1}]. \quad (2.26)$$

## 2.4 Emissivität

Die in den letzten Abschnitten erläuterten Beziehungen gelten in dieser Form nur für schwarze Strahler. Reale Objekte lassen sich in den meisten Fällen nur ungenügend durch die Schwarzkörperstrahlung beschreiben.

Im Gegensatz zu einem schwarzen Körper absorbieren Oberflächen realer Körper nur einen Bruchteil  $\alpha(\lambda)$  der auftreffenden Strahlung. Ein weiterer Anteil  $\rho(\lambda)$  wird von der Oberfläche reflektiert und ein weiterer Bruchteil  $\tau(\lambda)$  durchdringt den Körper ohne absorbiert zu werden. Die *spektrale Emissivität*  $\varepsilon(\lambda)$  bezeichnet den Bruchteil der Strahlung, die den Körper durch thermische Emission verläßt. Befindet sich ein Körper im thermodynamischen Gleichgewicht, so muß die absorbierte Strahlungsenergie wieder emittiert werden, da sich sonst die Temperatur ändern würde, d. h.  $\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda)$ . Für die gesamte Strahlungsbilanz ergibt sich

aus Gründen der Energieerhaltung:

$$\varepsilon(\lambda) + \varrho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1. \quad (2.27)$$

Dieser Zusammenhang ist als *Kirchhoffsches Gesetz* bekannt.

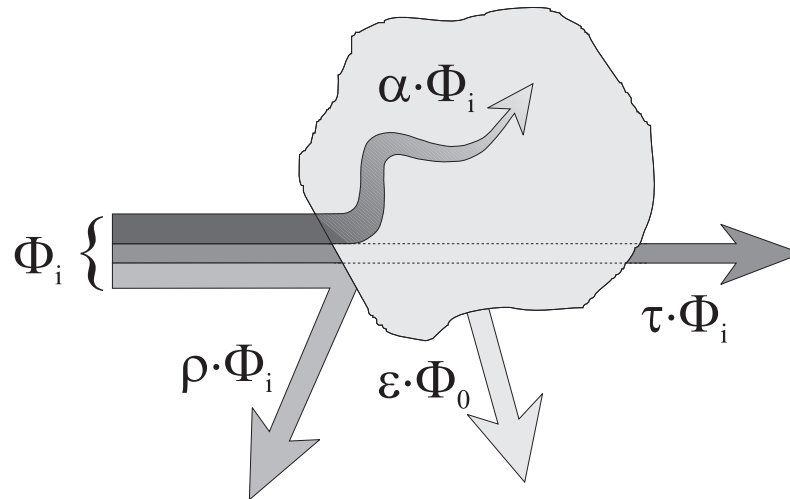


Abbildung 2.7: Der auf einen Körper auftreffende Strahlungsfluß  $\Phi_i$  wird zu einem Bruchteil  $\varrho$  reflektiert, zu einem Bruchteil  $\tau$  transmittiert und zu einem Bruchteil  $\alpha$  im Körper absorbiert. Gleichzeitig emittiert der Körper die Temperaturstrahlung  $\varepsilon\Phi_o$ , wobei  $\Phi_o$  der emittierte Fluß eines schwarzen Körpers bei gleicher Temperatur ist. Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt  $\Phi_o = \Phi_i$ .

Abbildung 2.7 zeigt schematisch die Verteilung der Strahlung, die einen Körper verläßt, auf die verschiedenen Anteile. In der Strahlungsbilanz ist die Summe der emittierten und absorbierten Leistung identisch zur auftreffenden Strahlungsleistung. Aufgrund der Eigenschaften der Oberfläche eines Körpers unterscheidet man verschiedene Typen von Strahlern. Einige Spezialfälle sind:

- *Opaker Körper* :  $\varepsilon(\lambda) + \varrho(\lambda) = 1, \tau(\lambda) = 0$ . Ein opaker Körper ist undurchsichtig. Alle Strahlung, die ihn verläßt, wird entweder reflektiert oder thermisch emittiert.
- *Vollständig transparenter Körper* :  $\varepsilon(\lambda) = 0, \varrho(\lambda) = 0, \tau(\lambda) = 1$ . Ein vollständig transparenter Körper ist durchsichtig für Strahlung aller Wellenlängen. Seine eigene Temperatur ist nicht meßbar, da keine thermische Eigenemission stattfindet.
- *Spiegel* :  $\varrho(\lambda) = 1, \varepsilon(\lambda) = 0, \tau(\lambda) = 0$ . Ein idealer Spiegel reflektiert alle auftreffende Strahlungsleistung. Seine eigene Temperatur ist nicht meßbar, da keine thermische Eigenemission stattfindet.
- *Schwarzer Strahler* :  $\varepsilon(\lambda) = 1, \varrho(\lambda) = 0, \tau(\lambda) = 0$ . Ein schwarzer Strahler absorbiert alle auftreffende Strahlung und emittiert die gesamte Strahlungsleistung als Temperaturstrahlung.
- *Grauer Strahler* :  $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon = \text{const.} < 1, \varrho(\lambda) = 1 - \varepsilon = \varrho, \tau(\lambda) = 0$ . Ein grauer Strahler ist eine Spezialform eines opaken Körpers und eine abgeschwächte Form eines schwarzen Strahlers. Er absorbiert nicht die gesamte auftreffende Strahlung, sondern reflektiert noch einen Bruchteil  $\varrho(\lambda)$ . Da  $\varepsilon$  nicht von der Wellenlänge abhängt, hat die thermische Emissionsleistung die gleiche spektrale Verteilung wie die eines schwarzen Strahlers, sie ist jedoch um den Faktor  $\varepsilon$  reduziert. Ein grauer Strahler strahlt somit in der gleichen ‘Farbe’ wie ein schwarzer Strahler derselben Temperatur. Die abgestrahlte Leistung ist jedoch geringer.

Die spezifische Ausstrahlung eines realen Körpers reduziert sich auf

$$\varepsilon(\lambda) \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} \quad (2.28)$$

und die spezifische Ausstrahlung innerhalb eines Wellenlängenintervalls ergibt sich als:

$$R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \varepsilon(\lambda) \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda, \quad (2.29)$$

wobei im folgenden  $\varepsilon(\lambda)$  als *spektrale Emissivität* bezeichnet wird.

Ein schwarzer Körper emittiert demnach die größtmögliche Strahlungsleistung bei gegebener Temperatur, während transparente und spiegelnde Oberflächen ein Minimum an Temperaturstrahlung emittieren. Allgemein definiert man als *Emissivität*  $\varepsilon_r$  eines Körpers das Verhältnis seiner spezifischen Ausstrahlung zu der eines schwarzen Strahlers der gleichen Temperatur:

$$\varepsilon_r = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) \frac{R(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{R(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) \frac{R(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda. \quad (2.30)$$

### 2.4.1 Probleme mit der Emissivität

Die abgestrahlte Leistung (und damit die Intensität des Bildes einer Infrarotkamera) ist bei realen Körpern nicht mehr eindeutig abhängig von der Temperatur des Objektes. Für unterschiedliche Temperaturen und unterschiedliche Wellenlängenabhängigkeiten von  $\varepsilon(\lambda)$  kann das Integral in (2.29) den gleichen Wert liefern. Es ist somit nicht mehr möglich, die Temperatur eines Objektes abzuschätzen, ohne den Verlauf von  $\varepsilon(\lambda)$  innerhalb des sensitiven Spektralbereiches der Kamera zu kennen.

Die Analyse wird stark erleichtert, wenn  $\varepsilon(\lambda)$  bekanntermaßen nicht von der Wellenlänge abhängt, d. h. die Oberfläche sich wie ein grauer Strahler verhält. In diesem Fall vereinfacht sich (2.29) zu

$$R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \varepsilon \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda = \varepsilon \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda, \quad (2.31)$$

mit  $\varepsilon = \varepsilon_r$ . Der gemessene Strahlungsfluß unterscheidet sich nur durch einen konstanten Faktor von dem eines schwarzen Strahlers derselben Temperatur. Dies kann in der Eichkurve der Temperaturmessung berücksichtigt werden. Ein Beispiel für eine solche Rekalibrierung findet sich bei der Beschreibung der Kalibrier-einrichtung (Kapitel 3.3.1), die im Rahmen dieser Arbeit zur Temperaturkalibrierung der Kamera entwickelt wurde.

Viele reale Objekte lassen sich mit ausreichender Genauigkeit als graue Strahler beschreiben, wenn sie dick genug sind, um alle nicht reflektierte Strahlung zu absorbieren. Für teilweise transparente Objekte kann in den meisten Fällen nach Abzug der transmittierten Strahlung die Restemission als ‘grau’ angesetzt werden. In diesem Fall kann durch geschickte geometrische Anordnung dafür gesorgt werden, daß in Transmissionsrichtung eine homogene Hintergrund-Temperatur herrscht. Dadurch bewirkt der Transmissionsanteil nur einen konstanten (und bekannten, wenn zusätzlich die Temperatur des Hintergrundes gemessen wird) Offset.

Ein weiteres Problem stellt eine mögliche Winkelabhängigkeit dar. Im Falle einer winkelabhängigen spektralen Emissivität  $\varepsilon(\vartheta, \lambda)$  erscheint ein Körper der Temperatur  $T_o$  selbst in einer isothermen Umgebung der Temperatur  $T_a$  unterschiedlich hell, wenn er unter verschiedenen Winkeln beobachtet wird.

Für *Lambertsche Oberflächen* (Abschnitt 2.2.3) ist die Emissivität winkelunabhängig und es gilt  $\varepsilon(\vartheta, \lambda) = \varepsilon(\lambda)$ . Ein grauer Strahler ist per Definition Lambertsch:  $\varepsilon_g(\vartheta, \lambda) = \varepsilon_g(\lambda) = \varepsilon_r$ .

Für die meisten Objekte gilt, daß sie sich für Beobachtungswinkel  $\vartheta$ , mit  $\vartheta < 55^\circ$  gegen die Oberflächennormale, in der praktischen Anwendung wie Lambertsche Strahler verhalten ([Gaussorgues, 94]). Dies trifft für

die beiden in dieser Arbeit radiometrisch vermessenen ‘Objekte’, die Wasseroberfläche und die Oberfläche von Tetenal<sup>5</sup> zu.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden daher die winkel- und wellenlängenunabhängigen Koeffizienten  $\varepsilon$ ,  $\varrho$  und  $\tau$  verwendet. Wo eine Abhängigkeit von Winkel oder Wellenlänge auftritt, beziehungsweise wichtig ist, wird dies ausdrücklich erwähnt.

## 2.4.2 Probleme mit der Reflektivität und der Transmissivität

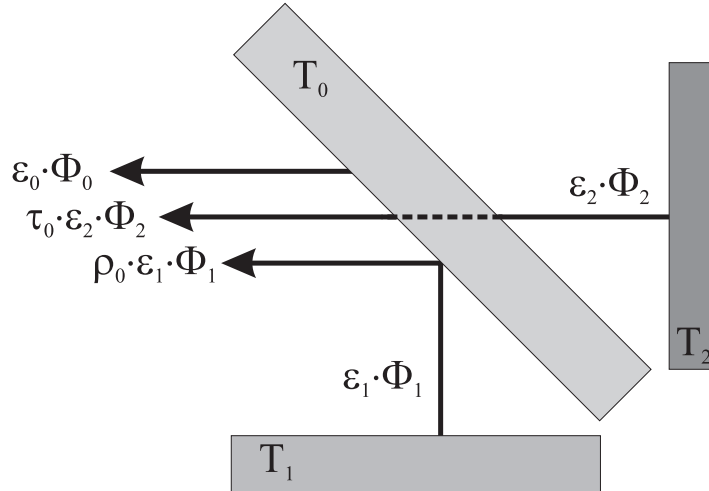


Abbildung 2.8: Zusammensetzung des messbaren Strahlungsflusses. Die drei Körper haben jeweils die Temperaturen  $T_0$ ,  $T_1$  und  $T_2$ .

Im gleichen Maße wie die Emissivität  $\varepsilon$  verfälschen die Reflektivität  $\varrho$  und die Transmissivität  $\tau$  eines Körpers Temperaturmessungen. Während durch eine Emissivität  $\varepsilon < 1$  nur ein Teil des maximal möglichen Flusses abgestrahlt wird, setzt sich der Rest des Flusses, den ein Detektor empfängt, aus Temperaturstrahlung anderer Körper, die sich in der Umgebung des Meßobjektes befinden, zusammen. In Abbildung 2.8 ist dies graphisch veranschaulicht. Eine Infrarotkamera, die den schräg stehenden Körper von links beobachtet, empfängt insgesamt den Fluß

$$\Phi_{ges} = \varepsilon_0 \Phi_0 + \varrho_0 \varepsilon_1 \Phi_1 + \tau_0 \varepsilon_2 \Phi_2. \quad (2.32)$$

Dabei bezeichnet  $\Phi_0$ ,  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  den Fluß, der von einem schwarzen Strahler der Temperatur  $T_0$ ,  $T_1$  und  $T_2$  emittiert wird. Alle acht Größen auf der rechten Seite der Gleichung (2.32) sind a priori unbekannt. Um die exakte Temperatur  $T_0$ , d. h. den Fluß  $\Phi_0$  messen zu können, müssen sowohl die Oberflächeneigenschaften aller Körper und die Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  bekannt sein oder unabhängig gemessen werden. Eine Möglichkeit, die Unbekannten zu ermitteln, ist die Störobjekte gleichzeitig über einen Spiegel zu beobachten und das Ganze in mehreren unterschiedlichen Spektralbereichen aufzunehmen [Gaussorgues, 94]. Die Möglichkeiten hierfür sind jedoch nur selten gegeben.

Es zeigt sich, daß schon bei einem sehr einfachen Meßaufbau, wie in Abbildung 2.8, die absolute Temperaturmessung durch Umgebungsstrahlung stark verfälscht wird. Dies wird um so ausgeprägter, je höher der Temperaturunterschied zwischen den Objekten wird. Selbst bei hoher Emissivität kann die Verfälschung der Temperaturmessung einige Kelvin betragen. Beim Aufbau einer Kalibriereinrichtung für die verwendete Infrarotkamera (Kapitel 3.3.1) wurde daher eine spezielle Oberflächenbeschichtung bekannter Eigenschaft gewählt. Durch die Geometrie des Aufbaus kann der Fluß über drei Reflexionen zurückverfolgt und damit die Temperaturmessung korrigiert werden (siehe Abbildung 3.11).

<sup>5</sup>Tetenal Kameralack, Heimann GmbH, Wiesbaden.

### 2.4.3 Emission teilweise transparenter Körper

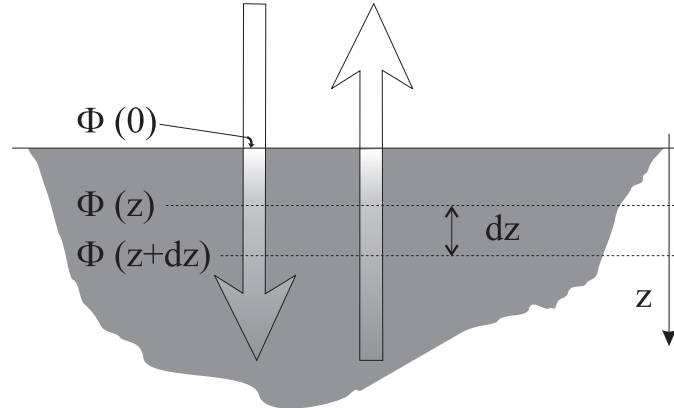


Abbildung 2.9: Emission und Absorption von Strahlung in teilweise transparenten Medien. Der Grauwert der Pfeile symbolisiert die Abnahme bzw. Zunahme der Strahlung beim Durchqueren des Mediums.

Für Körper endlicher Transmissivität sind die Absorption, die Emission und die Transmission von Strahlung keine reinen Oberflächeneigenschaften mehr. Der auftreffende Strahlungsfluß wird zu einem Bruchteil  $\rho$  direkt an der Oberfläche reflektiert. Der Rest dringt zunächst in den Körper ein und wird auf seinem Weg durch das Objekt zunehmend absorbiert. Gleichzeitig setzt sich der abgestrahlte Fluß aus Beiträgen verschiedener Tiefenschichten zusammen (Abb. 2.9). Die Absorption  $\alpha$  und die Transmissivität  $\tau$  beschreiben somit nur den Nettoeffekt dessen, was insgesamt absorbiert wird, bzw. beim Verlassen des Körpers noch vom eingedrungenen Fluß übrig ist. Um zu berechnen, wie sich die absorbierte Strahlung auf unterschiedliche Tiefen verteilt und welche Leistung in einer bestimmten Tiefe durch Emission verloren geht, ist eine zusätzliche Information nötig: die *Eindringtiefe* der Strahlung.

Zum Berechnen der Abklingkurve der eingedrungenen Strahlung wird das Medium in Schichten der Dicke  $dz$  entlang des optischen Pfades zerlegt (Abb. 2.9). Experimentell zeigt sich, daß die pro Schicht absorbierte Strahlung  $d\Phi$  proportional zur auftreffenden Strahlung  $\Phi$  und zur Schichtdicke ist, d. h.:

$$d\Phi = -\beta \Phi dz. \quad (2.33)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\beta$  wird als *Absorptionskoeffizient* des Mediums bezeichnet. Er hat die Einheit einer reziproken Länge. Der Kehrwert  $\zeta = \beta^{-1}$  wird als *Eindringtiefe* der Strahlung bezeichnet. Der Absorptionskoeffizient ist wellenlängen- und temperaturabhängig und muß experimentell ermittelt werden.

Als Lösung der Differentialgleichung (2.33) erhält man die Abklingkurve des Strahlungsflusses

$$\Phi(z) = \Phi_0 \exp(-\beta z) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right). \quad (2.34)$$

Der Strahlungsfluß, der bei  $z = 0$  in das Medium eindringt, wird mit  $\Phi_0$  bezeichnet. Für eine Schicht der Dicke  $z$  ist der Transmissionsfaktor  $\tau(z)$  gegeben durch:

$$\tau(z) = \frac{\Phi(z)}{\Phi_0} = \exp(-\beta z). \quad (2.35)$$

Nach dem Durchqueren eines Körpers der Dicke  $z$  verläßt somit der Bruchteil  $\exp(-\beta z)$ , der ursprünglich eingedrungenen Strahlung den Körper, der Rest wurde auf dem Weg absorbiert.

Da zwischen benachbarten Schichten innerhalb desselben Mediums keine Reflexion stattfindet, ergibt sich damit die Emissivität  $\varepsilon$  einer Schicht der Dicke  $z$  zu

$$\varepsilon(z) = 1 - \tau(z) = 1 - \exp(-\beta z). \quad (2.36)$$

Diese beiden Größen beschreiben wiederum den Nettoeffekt der gesamten Schicht von der Oberfläche bis zur Tiefe  $z$ . Eine unendlich dünne Schicht ( $z = 0$ ) ist somit vollständig transparent und eine unendlich dicke Schicht absorbiert alle Strahlung. Den Beitrag der einzelnen Schichten in verschiedenen Tiefen zur Emission erhält man aus (2.36) durch differenzieren:

$$\frac{d\varepsilon(z)}{dz} = \beta \exp(-\beta z) \quad (2.37)$$

und damit die *differentielle Emissivität*  $d\varepsilon$  einer Schicht der Dicke  $dz$  in einer Tiefe  $z$ :

$$d\varepsilon(z) = \beta \exp(-\beta z) dz. \quad (2.38)$$

Diese Größe wird wichtig für die Berechnung der Gesamtstrahlungsemission eines teilweise transparenten Körpers in die gesamte Hemisphäre (Kapitel 2.5.2).

Eine Schicht der Dicke der Eindringtiefe  $dz = \beta^{-1} = \zeta$  direkt an der Oberfläche des Mediums ( $z = 0$ ) hätte somit die differentielle Emissivität  $\varepsilon = 1$  und damit die Transmissivität  $\tau = 0$ . Die Eindringtiefe stellt daher anschaulich die Dicke dar, aus der effektiv der gesamte Strahlungsfluß kommt, bzw. in der die gesamte eindringende Strahlung deponiert wird.

Die differentielle Strahlstärke  $dI(\lambda, T(z))$ , die von einer Schicht der Temperatur  $T(z)$  in der Tiefe  $z$  des Mediums senkrecht zur Oberfläche emittiert wird, ergibt sich mit (2.38) zu

$$dI(\lambda, T(z)) = d\varepsilon I(\lambda, T(z)), \quad (2.39)$$

wobei  $I(\lambda, T(z))$  die Strahlstärke eines schwarzen Körpers der Temperatur  $T(z)$  darstellt. Die differentielle Strahlstärken der verschiedenen Tiefenschichten summieren sich zur Gesamtstrahlstärke der Strahlung, die die Oberfläche des Körpers verläßt, also

$$I(\lambda, z = 0) = \int_0^{D_z} I(\lambda, T(z)) d\varepsilon = \beta \int_0^{D_z} I(\lambda, T(z)) \exp(-\beta z) dz. \quad (2.40)$$

Die Dicke des Körpers entlang des optischen Pfades wird mit  $D_z$  bezeichnet. Für  $D_z \gg \zeta$  geht der Exponentialfaktor weit vor der oberen Integrationsgrenze gegen Null und die Integration kann von 0 bis  $\infty$  durchgeführt werden.

Mit diesem Ergebnis kann nun berechnet werden, welche Strahlung bei einer gegebenen Temperaturverteilung innerhalb des Mediums die Oberfläche verläßt. Dies wird wichtig, wenn für die Wasseroberfläche die Abstrahlung und das Kamerabild berechnet werden sollen. Für zwei Spezialfälle läßt sich die Integration (2.40) allgemein durchführen:

a) *Konstante Temperatur innerhalb des Mediums.* Mit  $T(z) = T_0$  und  $I(\lambda, T_0) = I_0$  ergibt sich aus (2.40)

$$I(\lambda, z = 0) = I_0 \beta \int_0^{\infty} \exp(-\beta z) dz = I_0. \quad (2.41)$$

Für ein unendlich ausgedehntes Medium homogener Temperatur  $T_0$  ergibt sich als Nettostrahlstärke die eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T_0$ . Ein Strahlungsthermometer sieht damit die Oberflächentemperatur. Wenn der Körper nicht viel dicker ist als die Eindringtiefe  $\zeta$ , so ergibt sich noch ein Anteil der transmittierten Strahlung. Die Gesamtemissivität ist dann kleiner als 1, aber man mißt nach Abzug der Strahlung, die von der Umgebung durch den Körper transmittiert wurde, immer noch die Temperatur eines grauen Körpers.

- b) *Temperaturgradient innerhalb des Mediums.* Sei die Temperatur in Abhängigkeit von der Tiefe  $z$  so verteilt, daß sich ein linearer Gradient der Strahlstärke  $I$  ergibt (der Temperaturgradient ist somit nicht linear; bei kleinen Gradienten ist die Abweichung von einem linearen Temperaturgradienten jedoch gering). Damit wird  $I(\lambda, T(z))$  zu  $I(\lambda, T(z)) = az + I_0$ , wobei  $I_0$  die Strahlstärke eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T_0$  an der Oberfläche darstellt. Aus (2.40) ergibt sich damit:

$$I(\lambda, z = 0) = \beta \int_0^{\infty} (az + I_0) \exp(-\beta z) dz = \frac{a}{\beta} + I_0 = a\zeta + I_0 \quad (2.42)$$

$$= I(\lambda, T(z = \zeta)). \quad (2.43)$$

Ein Strahlungsthermometer sieht also nicht mehr die Oberflächentemperatur, sondern eine erhöhte bzw. erniedrigte Temperatur für steigende bzw. fallende Temperaturgradienten. Im Falle eines linearen Strahlstärkegradienten entspricht die abgestrahlte Strahlstärke der eines schwarzen Strahlers in der Tiefe, die genau der Eindringtiefe der Strahlung entspricht. Man kann daher grob sagen, daß man mit einem Detektor, der bei einer bestimmten Wellenlänge empfindlich ist, die Temperatur in der Tiefe  $z = \zeta(\lambda)$  mißt.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts gelten nur für die Strahlung, die entlang des optischen Pfades senkrecht zur Oberfläche abgestrahlt wird, d. h. für die Strahlstärke  $I$  und die Strahldichte  $L$  senkrecht zur Oberfläche ( $\theta = 0^\circ$ ). Interessiert man sich für die spezifische Ausstrahlung  $R$  in die gesamte Hemisphäre *oberhalb der Oberfläche*, gilt nicht mehr der einfache Zusammenhang  $R = \pi L$  (2.19). Auf dieses Problem wird in (Kapitel 2.5.2) weiter eingegangen.

## 2.5 Energieaustausch durch Strahlung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde beschrieben, wie Körper Temperaturstrahlung emittieren. Da andere Objekte diese Strahlung absorbieren, tauschen somit alle Gegenstände gegenseitig Energie durch Strahlung aus. In den meisten Fällen ist dieser Beitrag zum Wärmetransfer im Vergleich zur Wärmeleitung durch direkten Kontakt und durch Konvektion zu vernachlässigen. In Abwesenheit dieser Effekte ist der Energieaustausch durch Strahlung jedoch nicht zu vernachlässigen und bei großen Temperaturunterschieden zwischen benachbarten Objekten kann er zum maßgebenden Faktor der Energiebilanz werden.

Allgemein läßt sich der Strahlungstransfer von Wärme zwischen zwei Oberflächen mit den Temperaturen  $T_0$  und  $T_1$  durch folgenden Zusammenhang beschreiben [Wolfe, Zissis, 89]:

$$\Phi = \sigma S \varepsilon_0 \varepsilon_1 F_g (T_0^4 - T_1^4). \quad (2.44)$$

Dabei bezeichnet  $\Phi$  den Netto-Strahlungsfluß, der zwischen den Oberflächen ausgetauscht wird.  $S$  ist die Fläche der Oberfläche und  $\sigma$  ist die Stefan-Boltzmann Konstante. Der Faktor  $F_g$  wird als Geometriefaktor bezeichnet. Er beschreibt das Verhältnis der Strahlung, welche bei der gegebenen geometrischen Anordnung die beiden Oberflächen tatsächlich trifft, zur gesamten Strahlung, die beide Objekte in alle Richtungen emittieren. Dieser Faktor wird im allgemeinen nur für sehr einfache Geometrien analytisch berechnet werden können. Für beliebige Anordnungen muß er experimentell bestimmt werden oder es muß ein komplettes *raytracing* durchgeführt werden. Für einige ausgewählte Konfigurationen sind die Geometriefaktoren  $F_g$  in Nachschlagewerken tabelliert (z. B. [Wolfe, Zissis, 89], [Buschmann et al., 61], [Sotos et al., 64]).

Mit der spezifischen Ausstrahlung, die nach (2.10) durch das Stefan-Boltzmann Gesetz gegeben ist, wird aus (2.44):

$$\Phi = S F_g \varepsilon_0 \varepsilon_1 [R(T_0) - R(T_1)], \quad \text{mit} \quad R(T) = \sigma T^4. \quad (2.45)$$

Der Strahlungsaustausch ist somit proportional zu der Differenz der spezifischen Ausstrahlungen  $R$  der beiden Oberflächen und zur strahlenden Fläche  $S$ . Mit steigendem Temperaturunterschied wächst der Strahlungsaustausch zwischen Körpern daher proportional zu  $(T_0^4 - T_1^4)$  stark an<sup>6</sup>. Hierbei wurde noch nicht die Absorption durch eventuell dazwischenliegende Materie berücksichtigt.

Gleichung (2.44) ist von fundamentaler Bedeutung und wird in der numerischen Mathematik als Strahlungs-Randbedingung bei der Berechnung der Temperaturverteilung innerhalb eines Objektes verwendet.

### 2.5.1 Parallele Oberflächen

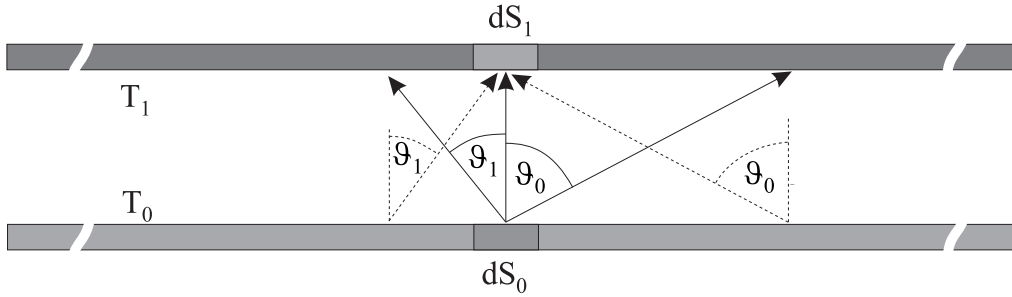


Abbildung 2.10: Strahlungsaustausch zwischen zwei parallelen Oberflächen.

Ein wichtiger Spezialfall ist der Strahlungsaustausch zwischen zwei parallelen, unendlich ausgedehnten Oberflächen. Diese Anordnung ist bei vielen Oberflächen erfüllt, bei denen der Abstand zwischen den Objekten viel kleiner ist, als die Ausdehnung ihrer Oberflächen.

In diesem Fall reduziert sich der Geometriefaktor auf  $F_g = 1$  ([Wolfe, Zissis, 89]) und aus (2.45) erhält man

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 [R(T_0) - R(T_1)]. \quad (2.46)$$

Das läßt sich anhand einer Skizze der Anordnung verifizieren (Abb. 2.10), wenn die beiden Oberflächen in kleine Flächenelemente der Fläche  $dS_0$  und  $dS_1$  zerlegt werden. Jedes dieser Flächenelemente strahlt exakt die spezifische Ausstrahlung  $\varepsilon_0 R(T_0)$ , bzw.  $\varepsilon_1 R(T_1)$  in die gesamte Hemisphäre. Da beide Platten unendlich ausgedehnt sind, wird die obere Platte die gesamte spezifische Ausstrahlung jedes Flächenelementes  $dS_0$  empfangen, jedoch nur den Bruchteil  $\varepsilon_1$  davon absorbieren. Dies gilt auch umgekehrt für die von  $dS_1$  emittierte Strahlung. Die Strahlstärke  $I$ , die von  $dS_0$  senkrecht nach oben emittiert wird, trifft das direkt darüberliegende Flächenelement  $dS_1$  der oberen Platte. Strahlung, die  $S_0$  unter anderen Winkeln emittiert, trifft andere Flächenelemente der oberen Platte. Wie aus Abbildung 2.10 ersichtlich ist, findet sich jedoch für das betrachtete Flächenelement  $dS_0$  zu jedem beliebigen Winkel  $\vartheta$  gegen die Flächennormale ein anderes Oberflächenelement der unteren Platte, welches unter demselben Winkel Strahlung emittiert, die exakt  $dS_1$  trifft. Dies bedeutet, daß die gesamte Strahlung, die  $dS_0$  in die Hemisphäre emittiert, d. h. die spezifische Ausstrahlung  $\varepsilon_0 R(T_0)$ , von dem direkt gegenüberliegenden Flächenelement  $dS_1$  (dem Betrag nach) empfangen und zum Bruchteil  $\varepsilon_1$  absorbiert wird:

$$\searrow \downarrow \Phi_1 = \varepsilon_1 \nearrow \uparrow \Phi_0 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 R(T_0) dS_0. \quad (2.47)$$

Gleichzeitig emittiert das Oberflächenstück  $dS_1$  selbst Strahlung in die gesamte untere Hemisphäre, wovon wiederum der Bruchteil  $\varepsilon_0$  dort absorbiert wird:

$$\nearrow \uparrow \Phi_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 R(T_1) dS_1 \quad (2.48)$$

<sup>6</sup>Was jeder gerne ausnutzt, der sich an einem heißen Ofen die Hände aufwärmt (ohne ihn dabei anzufassen). Am effektivsten ist dies, wenn der Ofen sehr heiß ist und die Hände sehr kalt sind.



und erhält somit den Nettofluß

$$d\Phi = \searrow\downarrow\Phi_1 - \nearrow\uparrow\Phi_1 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 R(T_0) dS_0 - \varepsilon_0 \varepsilon_1 R(T_1) dS_1 = dS \varepsilon_0 \varepsilon_1 [R(T_0) - R(T_1)], \quad (2.49)$$

mit  $dS_0 = dS_1 = dS$ . Die spezifische Ausstrahlung ergibt sich damit zu:

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 [R(T_0) - R(T_1)]. \quad (2.50)$$

Zu beachten ist, daß die Emissivitäten beider Oberflächen als Produkt in den Strahlungsaustausch eingehen und nicht – wie oft fälschlicherweise vereinfacht angenommen – die Differenz  $[\varepsilon_0 R(T_0) - \varepsilon_1 R(T_1)]$ .

Die Oberfläche paralleler Platten empfängt die maximal mögliche Strahlstärke, da ein einzelnes Oberflächenelement den gesamten abgestrahlten Fluß des gegenüberliegenden Elementes erhält.

In der Herleitung von (2.49) wurde nur der totale Strahlungsfluß  $R(T)$  betrachtet. Die Argumentation gilt aber für jede beliebige Wellenlänge der Strahlung. Es wurde nur die Winkelabhängigkeit der Strahlungsemission berücksichtigt. Gleichung (2.49) ist daher auch für die spektrale spezifische Ausstrahlung gültig:

$$\frac{dR(\lambda)}{d\lambda} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \left[ \frac{dR(\lambda, T_0)}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_1)}{d\lambda} \right]. \quad (2.51)$$

## 2.5.2 Parallele Oberflächen teilweise transparenter Medien

Bei der Herleitung der Strahlungsrandbedingung für nichttransparente Oberflächen wurde davon ausgegangen, daß die unter beliebigen Winkeln emittierte Strahlung ohne Verluste die gegenüberliegende Oberfläche erreicht. Wenn sich zwischen den beiden Körpern ein absorbierendes Medium befindet, wird die Strahlung jedoch beim Transport absorbiert, umso mehr, je größer die Weglänge zwischen Emissions- und Absorptionspunkt ist. Die Strahlstärke wird damit richtungsabhängig.

Ein Anwendungsfall, für den dies wichtig wird, ist die Emission von Strahlung an der freien Ozeanoberfläche. In klaren Nächten kann die scheinbare Temperatur des Himmels bis zu  $65^\circ\text{C}$  unter der Temperatur der Ozeanoberfläche liegen ([McAllister, McLeish, 69]). Dies führt zu einer Auskühlung der Meeresoberfläche, die mit der Infrarotkamera beobachtet werden kann. Der Nachthimmel verhält sich dabei wie ein unendlich ausgedehnter schwarzer Strahler. Die Meeresoberfläche selbst kann in guter Näherung als grauer Strahler mit  $\varepsilon = 0.95$  aufgefaßt werden (siehe Kapitel 2.6). Interessiert man sich nur für den Nettofluß, so kann direkt Gleichung (2.46) verwendet werden. Zur Berechnung der Temperaturverteilung unterhalb der Wasseroberfläche (innerhalb der oberen 1–2 mm der Wasseroberfläche) muß jedoch der Beitrag der einzelnen Wasserelemente in Abhängigkeit von der Tiefe berücksichtigt werden. Auf dieser mikroskopischen Skala wird daher von *Volumenemission* gesprochen.

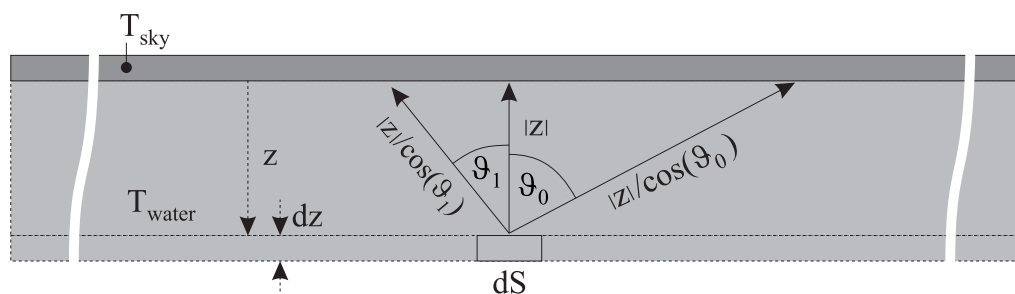


Abbildung 2.11: Strahlungsaustausch zwischen einer Oberfläche und einem teilweise transparenten Medium (z. B. Wasseroberfläche).

Abbildung 2.11 zeigt die prinzipielle Anordnung zur Abschätzung der Volumenemission. Da die Absorption der Luft sehr gering ist im Vergleich zur Absorption innerhalb des Wassers und außerdem die Temperatur der

Luft schon in der scheinbaren Temperatur des Himmels berücksichtigt ist, kann der Himmel als Oberfläche eines schwarzen Strahlers direkt an der Wasseroberfläche angenommen werden. Er stellt somit die obere Randbedingung dar, und alle Strahlung, die vom Wasser emittiert wird und die Wasseroberfläche erreicht, wird dort absorbiert.

Weiterhin kann davon ausgegangen werden, daß der Temperaturunterschied innerhalb des Wasserkörpers sehr klein ist im Vergleich zur Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Himmel. Damit wird der Strahlungsaustausch innerhalb des Wassers vernachlässigbar, im Vergleich zu konvektivem und diffusivem Transport. Unter diesen Bedingungen ist der Strahlungsaustausch zwischen Himmel und einer beliebigen Wasserschicht der Austausch zwischen zwei parallelen Platten, absorbiert durch die dazwischenliegende Wasserschicht.

Im folgenden wird die Strahlung der Wellenlänge  $\lambda$ , die von einem einzelnen Flächenelement  $dS$  in der Tiefe  $z$  unterhalb der Wasseroberfläche emittiert wird betrachtet. Das hochgestellte  $\lambda$  an den verschiedenen strahlungsphysikalischen Größen bezeichnet im folgenden abkürzend die spektralen Größen. Die differentielle Dicke der Schicht ist dabei  $dz$  (Abb. 2.11). Für den Fluß  $\Phi_w^\lambda(z, \vartheta)$ , den  $dS$  unter dem Winkel  $\vartheta$  gegen die Normale in den Raumwinkel  $d\Omega$  emittiert, gilt nach dem Lambertschen Cosinus-Gesetz (2.18):

$$\frac{d\Phi_w^\lambda(z, \vartheta)}{dS} = d\varepsilon^\lambda(z, \vartheta) L_w^\lambda(T(z)) \cos \vartheta d\Omega. \quad (2.52)$$

Dabei ist  $d\varepsilon^\lambda(z, \vartheta)$  die differentielle Emissivität des Wasserelementes  $dS$  (2.38) für Strahlung der Wellenlänge  $\lambda$ .

Unter verschiedenen Winkeln ist die Weglänge  $l$  der Strahlung durch die darüberliegende Wasserschicht unterschiedlich lang. Aus Abbildung 2.11 ergibt sich:

$$l(z, \vartheta) = \frac{z}{\cos \vartheta}. \quad (2.53)$$

Die Weglänge  $l$  der Strahlung bis zur Wasseroberfläche ersetzt für beliebige Winkel die Tiefe  $z$  in Gleichung (2.38) und man erhält  $d\varepsilon^\lambda(z, \vartheta)$ :

$$d\varepsilon^\lambda(z, \vartheta) = \beta \exp \left[ -\frac{\beta z}{\cos \vartheta} \right] dz. \quad (2.54)$$

Aus (2.52) und (2.54) folgt:

$$\frac{d\Phi_w^\lambda(z, \vartheta)}{dS} = \beta L_w^\lambda(T(z)) \exp \left[ -\frac{\beta z}{\cos \vartheta} \right] \cos \vartheta dz d\Omega. \quad (2.55)$$

Analog zu (2.19) erhält man für ein Wasserelement  $dS$  in der Tiefe  $z$  die spezifische Ausstrahlung  $R_w^\lambda(z)$  in die Hemisphäre oberhalb der Wasseroberfläche durch Integration von (2.55) über die gesamte Hemisphäre. Es muß betont werden, daß es sich dabei nicht um die spezifische Ausstrahlung in die umgebende Wasserschicht handelt, sondern um den Teil, der die Wasseroberfläche erreicht. Mit  $d\Omega = \sin(\vartheta)d\vartheta d\varphi$  ergibt sich dieses Integral zu

$$R_w^\lambda(z) = \frac{d\Phi_w^\lambda(z)}{dS} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{d\Phi_w^\lambda(z, \vartheta)}{dS} \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi \quad (2.56)$$

$$= \beta L_w^\lambda(T(z)) dz \underbrace{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin(\vartheta) \exp \left[ -\frac{\beta z}{\cos \vartheta} \right] d\vartheta d\varphi}_{f(\beta z)}. \quad (2.57)$$

Die  $z$ -Abhängigkeit reduziert sich daher auf das Integral  $f(\beta z)$ , das von der dimensionslosen Einheit  $(\beta z)$  abhängt. Für  $z = 0$  fällt der Exponentialfaktor weg und es ergibt sich  $f(0) = \pi$ . Für große  $z$  ( $z \gg \beta^{-1}$ )

geht der Exponentialfaktor gegen Null und damit auch  $f(\beta z)$ . Der allgemeine Verlauf läßt sich analytisch nicht lösen.

Nach numerischer Integration läßt sich  $f(\beta z)$  in guter Näherung mit einer Exponentialfunktion fitten. Es zeigt sich:

$$f(\beta z) \approx \pi \exp[-1.5 \beta z]. \quad (2.58)$$

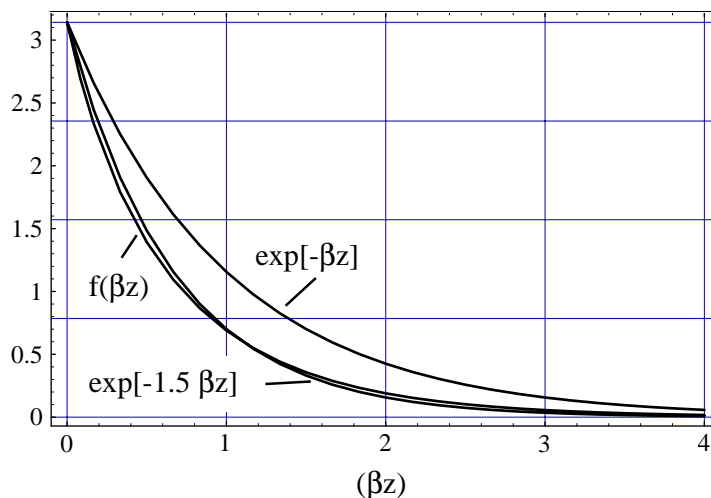


Abbildung 2.12: Funktion  $f(\beta z)$  im Vergleich zur gefitteten Lösung.

Abbildung 2.12 zeigt die numerische Lösung, zusammen mit der gefitteten Funktion im Vergleich zu  $(\pi \exp[-\beta z])$ . Wird (2.58) in (2.57) eingesetzt, so ergibt sich

$$R_w^\lambda(z) = \pi \beta L_w^\lambda(T(z)) \exp[-1.5 \beta z] dz = d\varepsilon^\lambda(z) \pi L_w^\lambda(T(z)), \quad (2.59)$$

mit der tiefenabhängigen, differentiellen Emissivität

$$d\varepsilon^\lambda(z) = \beta \exp[-1.5 \beta z] dz. \quad (2.60)$$

Ein Vergleich von (2.59) mit (2.19) zeigt, daß dies anschaulich der Bruchteil der Strahlung ist, die ein Wasserelement mit dem Volumen  $(dS \cdot dz)$  in der Tiefe  $z$  in den gesamten Halbraum *oberhalb* der Wasseroberfläche abstrahlt, im Vergleich zur spezifischen Ausstrahlung eines Oberflächenelementes  $dS$  eines schwarzen Strahlers.

Im Vergleich zur Absorption der Strahlstärke entlang der optischen Achse senkrecht zur Oberfläche, nimmt die spezifische Ausstrahlung in die gesamte Hemisphäre schneller mit der Tiefe ab. Für die Volumenemission ist der effektive Absorptionskoeffizient daher ca. 1.5 mal so groß wie der für die lineare Absorption.

Abbildung 2.13 illustriert dieses Ergebnis graphisch. Ein Wasserelement direkt an der Oberfläche kann frei in alle Richtungen emittieren. Durch die teilweise Transparenz kann es nur mit der differentiellen Emissivität strahlen, dies aber wie ein Lambertischer Strahler. Mit zunehmender Tiefe wird der effektive Öffnungswinkel der Strahlung mehr und mehr eingeschränkt. Ein Wasserelement sieht somit effektiv nur einen Teil des Himmels und strahlt daher auch nur einen Bruchteil dessen ab, was es an der Oberfläche in die gesamte Hemisphäre strahlen würde. Die Abstrahlungscharakteristik ist somit nicht mehr Lambertisch, sondern wird zu immer schmäleren Ellipsen deformiert.

Aus geometrischen Überlegungen (Abb. 2.11) ergibt sich analog zu Kapitel 2.5.1, daß der gesamte von  $dS$  abgestrahlte Fluß dem Betrag nach von einem direkt darüber liegenden Oberflächenelement des Himmels

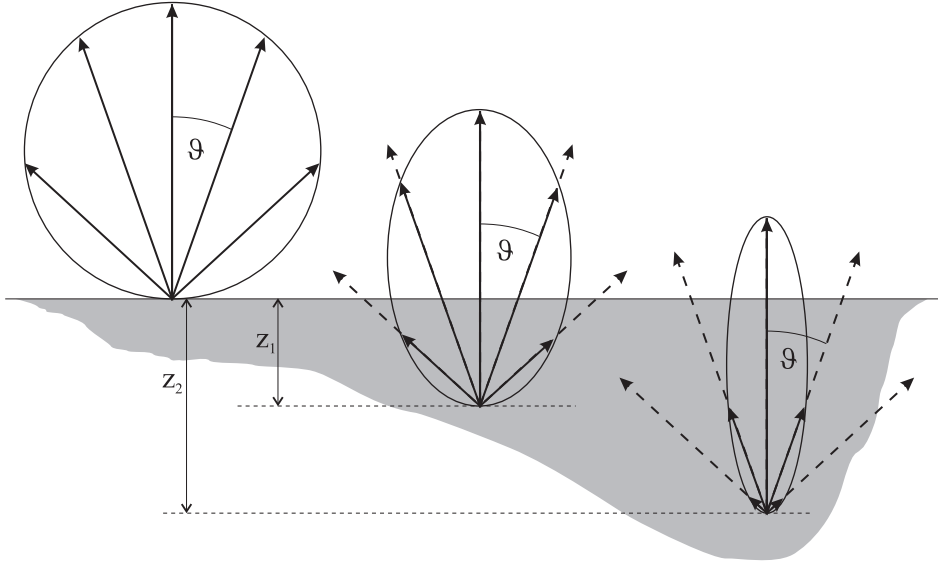


Abbildung 2.13: Emissionsverhalten tieferer Wasserschichten. Mit zunehmender Tiefe wird die Abstrahlcharakteristik tieferer Schichten zunehmend Nicht-Lambertsch. Der effektive Strahlungswinkel wird mehr und mehr eingeschränkt und die Abstrahlung senkrecht zur Oberfläche bevorzugt.

absorbiert wird. Dieses emittiert seinerseits die Strahlungsdichte  $L^\lambda(T_{sky})$  in den gesamten Halbraum des unter ihm liegenden Wasserkörpers. Dort verteilt sich die Strahlung im Volumen, wobei das Wasserelement  $dS$  den Bruchteil  $d\varepsilon^\lambda(z)$  davon absorbiert:

$$R_{sky}^\lambda(z) = d\varepsilon^\lambda(z) \pi L^\lambda(T_{sky}). \quad (2.61)$$

Die spezifische Ausstrahlung von  $dS$  ist damit insgesamt:

$$R^\lambda(z) = R_w^\lambda(z) - R_{sky}^\lambda(z) = \pi \beta [L^\lambda(T_w(z)) - L^\lambda(T_{sky})] \exp[-1.5 \beta z] dz \quad (2.62)$$

$$= \beta [R(T_w^\lambda(z)) - R^\lambda(T_{sky})] \exp[-1.5 \beta z] dz, \quad (2.63)$$

wobei  $R^\lambda(T)$  die spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T$  ist. Für die reale Wasseroberfläche muß dieser Wert noch mit der Emissivität  $\varepsilon_w$  der Wasseroberfläche (siehe Kapitel 2.6) multipliziert werden.

Im Verlauf der Herleitung von (2.63) wurde der Absorptionskoeffizient  $\beta$  als Konstante behandelt. In Wirklichkeit ist dieser stark wellenlängenabhängig. Die Argumentation wurde aber für beliebige Wellenlängen der Strahlung durchgeführt (hochgestelltes  $\lambda$ ). Gleichung (2.63) ist daher schon die spektrale Form und muß nur noch umgeschrieben werden zu

$$\frac{dR(\lambda, z)}{d\lambda} = \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T_w(z))}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5 \beta(\lambda) z] dz. \quad (2.64)$$

Den gesamten Strahlungsverlust eines Wasserelements  $dS$  in der Tiefe  $z$  erhält man durch Integration von (2.51) über alle Wellenlängen:

$$R(z) = dz \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T_w(z))}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5 \beta(\lambda) z] d\lambda. \quad (2.65)$$

## 2.6 Optische Eigenschaften der Wasseroberfläche im Infraroten

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Ausstrahlung eines Körpers aufgrund der geometrischen Anordnung bei gegebener Reflektivität, Emissivität und Eindringtiefe diskutiert. Wie diese Größen von der Wellenlänge und dem Auftreff- bzw. Emissionswinkel der Strahlung abhängen, ergibt sich aus den optischen Eigenschaften des Materials. Diese sollen im folgenden für die Wasseroberfläche vorgestellt werden.

### 2.6.1 Komplexer Brechungsindex

Durch Lösen der Maxwell-Gleichungen für den Durchgang elektromagnetischer Wellen durch Materie erhält man den *komplexen Brechungsindex*  $N$  des Mediums:

$$N = n(\lambda) - i k(\lambda), \quad (2.66)$$

mit dem wellenlängenabhängigen Realteil  $n(\lambda)$  und dem wellenlängenabhängigen Imaginärteil  $k(\lambda)$ . Aus ihm lassen sich die wichtigsten optischen Eigenschaften eines Materials herleiten. Dies sind die *Brechung*, *Absorption* und *Reflexion*.

#### Brechung

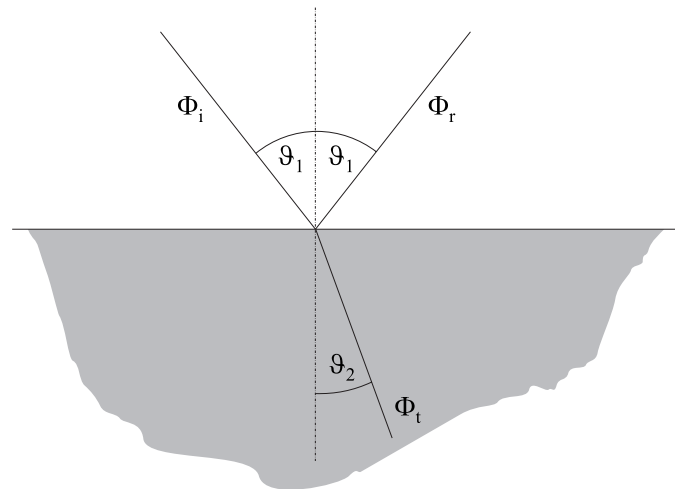


Abbildung 2.14: Brechung und Reflexion beim Übergang Luft–Wasser.

Der Realteil des komplexen Brechungsindex stellt den Brechungsindex der Geometrischen Optik dar. Er bestimmt die Änderung der Ausbreitungsrichtung der Strahlung beim Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlicher optischer Dichte. Fällt die Strahlung unter einem Einfallswinkel  $\vartheta_1$  gegen die Flächennormale (Abb. 2.14) auf die Grenzschicht zwischen zwei Materialien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ , dann gilt das Gesetz von *Snellius*:

$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{n_2(\lambda)}{n_1(\lambda)}, \quad (2.67)$$

wobei  $\vartheta_2$  der Winkel des gebrochenen Strahls gegen die Flächennormale ist. Für den Übergang Luft–Wasser vereinfacht sich dies mit  $n_{Luft}(\lambda) = n_{Luft} \approx 1$  zu

$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = n_{Wasser}(\lambda). \quad (2.68)$$

Im folgenden bezeichnet – soweit nicht anders gekennzeichnet –  $n$  immer der Realteil des Brechungsindex von Wasser und alle Formeln beziehen sich auf den Übergang Luft–Wasser.

### Absorptionskoeffizient

Aus dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindex ergibt sich direkt der Absorptionskoeffizient (2.33) des Mediums:

$$\beta(\lambda) = \frac{4\pi k(\lambda)}{\lambda} \quad (2.69)$$

und damit die Eindringtiefe der Strahlung

$$\zeta(\lambda) = \beta^{-1}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi k(\lambda)}. \quad (2.70)$$

### Reflexion

Mit Hilfe der *Fresnelschen Gleichungen* ([Gerthsen et al., 86], [Hecht, 77]) läßt sich aus dem komplexen Brechungsindex eines Mediums die Reflektivität seiner Oberfläche unter verschiedenen Winkeln berechnen. Aufgrund der dielektrischen Eigenschaften des Mediums muß dabei zwischen Strahlung unterschiedlicher Polarisationsrichtung unterschieden werden.

Entscheidend dabei ist, ob die Strahlung parallel zur Einfallsebene oder senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist. Die Einfallsebene wird dabei von zwei Vektoren in Richtung des einfallenden  $\Phi_i$  und des reflektierten Strahls  $\Phi_r$  aufgespannt (Abb. 2.14).

Für senkrechten Durchgang durch die Oberfläche ( $\vartheta = 0^\circ$ ) ergibt sich aus den Fresnel-Gleichungen für beliebige Polarisationsrichtungen das Verhältnis der reflektierten Strahlstärke  $I_r$  zur einfallenden Strahlstärke  $I_i$ :

$$\varrho = \frac{I_r}{I_i} = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (2.71)$$

Dies ist die bereits in Kapitel 2.4 eingeführte Reflektivität (2.27) der Oberfläche.

Für den Fall  $k \ll (n-1)$  vereinfacht sich (2.71) zu

$$\varrho = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (2.72)$$

Das ist die klassische Beziehung für die Reflektivität in der Optik und gilt streng nur für ein transparentes Dielektrikum ( $k \approx 0$ ).

Für die Wasseroberfläche liegt  $k$  bei Werten zwischen 0.001 und 0.6 für Wellenlängen zwischen  $2\ \mu\text{m}$  und  $100\ \mu\text{m}$  (siehe Abb. 2.16). Der Realteil des Brechungsindex  $n$  nimmt dabei Werte zwischen 1.13 und 2.0 an. Für den empfindlichen Wellenlängenbereich der Radiance 1 Infrarotkamera ( $\lambda = 3-5\ \mu\text{m}$ ) gilt  $n > 1.32$  und  $k < 0.02$ . Damit gilt:  $k < 0.06(n-1)$ . Die Wasseroberfläche verhält sich damit in guter Näherung wie ein transparentes Dielektrikum und Gleichung (2.72) gilt für Strahlung, die von der Kamera detektiert wird.

Unter dieser Bedingung ergibt sich die Winkelabhängigkeit der Reflektivität aus den klassischen Fresnel-Gleichungen [Gerthsen et al., 86]:

$$\varrho_{\perp} = \left( \frac{\sin(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)} \right)^2 \quad \text{und} \quad (2.73)$$

$$\varrho_{\parallel} = \left( \frac{\tan(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\tan(\vartheta_1 + \vartheta_2)} \right)^2. \quad (2.74)$$

Dabei bezeichnen  $\varrho_{\perp}$  und  $\varrho_{\parallel}$  die Reflektivität für Strahlung, die senkrecht, bzw. parallel zur Einfallsebene polarisiert ist. Die Winkel  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$  ergeben sich nach dem Gesetz von Snellius (2.68) aus dem Realteil

des Brechungsindex  $n$ . Für sehr kleine Winkel ( $\vartheta_1 \rightarrow 0, \vartheta_2 \rightarrow 0$ ) ergeben beide Gleichungen (2.73) und (2.74) die Reflektivität für senkrechten Durchgang (2.72) als Grenzfall.

Für den speziellen Winkel  $\vartheta_1 = 90^\circ - \vartheta_2$  ergibt sich für die parallele Polarisationsrichtung  $\varrho_{\parallel} = 0$ . Dies ist das bekannte *Brewster'sche Gesetz* und  $\vartheta_1$  wird für diese Bedingung der *Brewster-Winkel* genannt. Damit wird Strahlung, die unter diesem Winkel auftrifft, keine Komponente mit dieser Polarisationsrichtung im reflektierten Anteil haben. Unpolarisierte Strahlung wird dabei polarisiert, wobei im reflektierten Anteil nur die Komponente mit senkrechter Polarisationsrichtung übrig bleibt.

Für unpolarisierte Strahlung definiert man die Reflektivität  $\varrho$  als arithmetisches Mittel der beiden Polarisationsrichtungen:

$$\varrho = 0.5 \left[ \left( \frac{\sin(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)} \right)^2 + \left( \frac{\tan(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\tan(\vartheta_1 + \vartheta_2)} \right)^2 \right]. \quad (2.75)$$

## 2.6.2 Zusammenstellung der optischen Eigenschaften von Wasser

### Destilliertes Wasser

Für Wasser wurde der komplexe Brechungsindex  $N = n(\lambda) - ik(\lambda)$  von verschiedenen Autoren gemessen. Der Imaginärteil  $k$  ergibt sich durch Absorptionsmessungen an keilförmigen Absorptionszellen [Downing, Williams, 75]. Der Realteil  $n$  wird hauptsächlich aus Reflexionsmessungen gewonnen. Für verschiedene Spektralbereiche müssen unterschiedliche Detektoren und Meßaufbauten verwendet werden. Aufgrund der experimentellen Schwierigkeiten und der extrem geringen Eindringtiefe von Infrarotstrahlung in Wasser, ergeben sich signifikante Abweichungen zwischen den veröffentlichten Resultaten ([Irvine, Pollack, 68]), speziell für den Imaginärteil  $k$ . Die umfangreichste (und gleichzeitig vertrauenswürdigste) Sammlung für reines (destilliertes) Wasser findet sich bei [Downing, Williams, 75]. Sie deckt den kompletten Spektralbereich von 2 bis 1000  $\mu\text{m}$  ab.

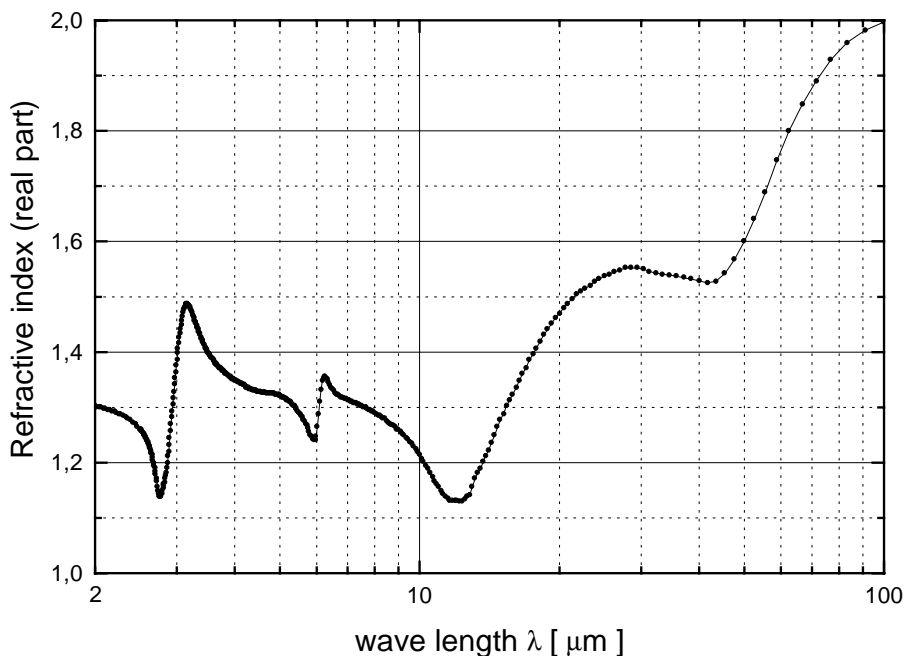


Abbildung 2.15: Realteil  $n(\lambda)$  des komplexen Brechungsindex  $N$  (Daten aus [Downing, Williams, 75]).

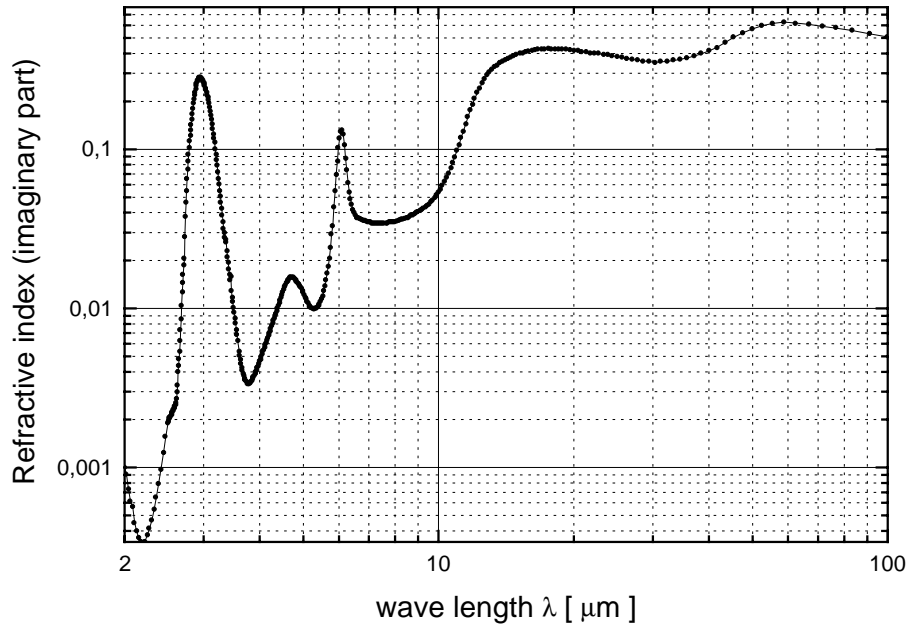


Abbildung 2.16: Imaginärteil  $k(\lambda)$  des komplexen Brechungsindex  $N$  (Daten aus [Downing, Williams, 75]).

Für den Spektralbereich von 2 bis  $100\ \mu\text{m}$  sind diese Daten in den Abbildungen 2.15 und 2.16 dargestellt. Sie zeigen jeweils den Realteil  $n$  bzw. den Imaginärteil  $k$  des komplexen Brechungsindex von reinem Wasser. Die größte Variation für diese beiden Größen liegt im Bereich von 2 bis  $20\ \mu\text{m}$ . Dort befinden sich Absorptionsbanden des Wassermoleküls. Innerhalb dieses Bereichs (von  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$ ) ist die AMBER Radiance 1 Kamera empfindlich und der verwendete  $\text{CO}_2$ -Laser emittiert Strahlung bei  $10,6\ \mu\text{m}$ . Daher sind alle Darstellungen der optischen Eigenschaften von Wasser im folgenden über einer logarithmischen Wellenlängenskala geplottet, um den Bereich für kleine Wellenlängen detaillierter aufzulösen.

Aus diesen Werten von  $n$  und  $k$  lassen sich nun die meßbaren optischen Eigenschaften von Wasser ableiten. Aus (2.69) ergibt sich der Absorptionskoeffizient  $\beta$  und damit die Eindringtiefe  $\zeta$  (2.70) für verschiedene Wellenlängen. Abbildung 2.17 zeigt diese für das Wellenlängenintervall von 2 bis  $100\ \mu\text{m}$  in doppelt-logarithmischer Darstellung.

Erkennbar ist, daß innerhalb des empfindlichen Spektralbereiches der AMBER Kamera die Eindringtiefe über zwei Größenordnungen variiert! Daher kann keine gemittelte Eindringtiefe für den gesamten Bereich von  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$  angegeben werden. Speziell bei großen Temperaturgradienten innerhalb der oberen  $100\ \mu\text{m}$  der Wasseroberfläche muß dies bei der Interpretation des Kamerabildes berücksichtigt werden (siehe Kapitel 2.4.3).

Eine weitere Größe, die zur Abschätzung der Meßfehler in Thermographiebildern der Meeresoberfläche wichtig wird, ist die mittlere Reflektivität  $\rho$  der Wasseroberfläche (bei senkrechter Beobachtung) im Wellenlängenintervall der Kamera und bei der Laser-Wellenlänge. In Tabelle 2.1 sind die aus [Downing, Williams, 75] berechneten Mittelwerte für  $n$  und  $k$  zwischen  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$  und die Werte für  $n$  und  $k$  bei der Wellenlänge des  $\text{CO}_2$ -Lasers ( $10,6\ \mu\text{m}$ ) zusammengestellt. Die Reflektivität  $\rho$  und die Emissivität  $\varepsilon = 1 - \rho$  ergeben sich damit aus (2.71).

Erkennbar ist, daß bei  $10,6\ \mu\text{m}$  die Emissivität größer als 0,99 ist. Für den  $\text{CO}_2$ -Laser verhält sich die Wasseroberfläche fast wie ein schwarzer Strahler. Bei senkrechter Einstrahlung wird die Laserleistung zu mehr als 99% absorbiert. Im Wellenlängenintervall der Kamera bei  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$  ist die Reflektivität mehr als drei mal so groß. Für beliebige Wellenlängen ergibt sich mit den Daten für  $n(\lambda)$  und  $k(\lambda)$  aus (2.71) die



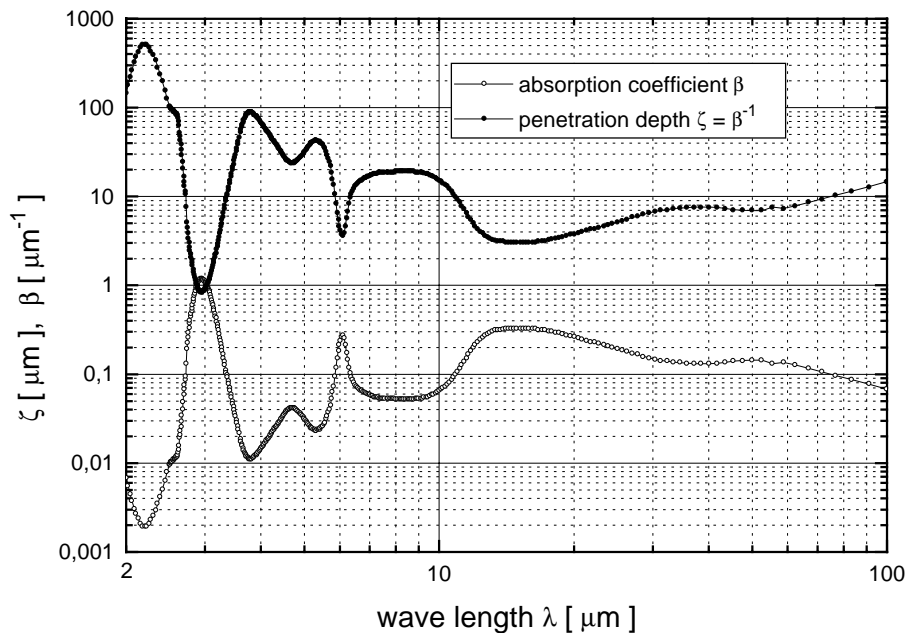


Abbildung 2.17: Absorptionskoeffizient  $\beta(\lambda)$  und Eindringtiefe  $\zeta(\lambda) = \beta^{-1}(\lambda)$  für Wasser (berechnet mit den Daten für  $k(\lambda)$  aus [Downing, Williams, 75]).

Wellenlänge	$n$	$k$	$\varrho$	$\varepsilon$
3–5 $\mu\text{m}$ (Mittelwerte)	1.384	0.0412	0.0262	0.9738
10.6 $\mu\text{m}$	1.174	0.0764	0.00763	0.9924

Tabelle 2.1: Zusammenstellung von Brechungsindex, Reflektivität und Emissivität bei 3–5  $\mu\text{m}$  (Mittelwerte) und 10.6  $\mu\text{m}$ .

spektrale Reflektivität

$$\varrho(\lambda) = \frac{(n(\lambda) - 1)^2 + k(\lambda)^2}{(n(\lambda) + 1)^2 + k(\lambda)^2}, \quad (2.76)$$

für sehr kleine Winkel ( $\vartheta \ll 1$ ) gegen das Einfallslot. Abbildung 2.18 zeigt den Verlauf der spektralen Reflektivität für Wellenlängen von 2 bis 100  $\mu\text{m}$ .

Der qualitative Verlauf ähnelt der Kurve für den Realteil des Brechungsindex (Abb. 2.15). Die spektrale Reflektivität variiert jedoch über zwei Größenordnungen, während  $n(\lambda)$  nur Werte zwischen 1 und 2 annimmt. Die horizontale Linie zeigt den Mittelwert ( $\varrho = 0.02803$ ) der Reflektivität für das dargestellte Wellenlängenintervall. Daraus ist ersichtlich, daß sich in der Nähe der Laser-Wellenlänge ein lokales Minimum der Reflektivität befindet.

Für einen bestimmten Brechungsindex läßt sich aus den Fresnel'schen Gleichungen (2.73) und (2.74) die Winkelabhängigkeit der Reflektivität berechnen. Dies wurde für die beiden Realteile  $n$  des Brechungsindex in Tabelle 2.1 durchgeführt. Die Abbildungen 2.19 a und 2.19 b zeigen die Komponenten  $\varrho_{\parallel}$  und  $\varrho_{\perp}$  für Winkel von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$ . Zusätzlich ist in beiden Abbildungen noch das arithmetische Mittel  $\varrho$  (2.75) eingezeichnet, welches für unpolarisierte Strahlung die effektive Reflektivität darstellt.

Erkennbar ist, daß die Reflektivität für Strahlung, die senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, mit wachsendem Winkel zunimmt. Für eine Polarisationsrichtung parallel zur Einfallsebene nimmt die Reflektivität dagegen zunächst ab. Beim Brewster-Winkel ( $\vartheta_1 + \vartheta_2 = 90^\circ$ ) verschwindet sie völlig und steigt danach wieder stark an. Für beide Polarisationsrichtungen erreicht die Reflektivität den Wert 1 bei  $90^\circ$ . Der Mittelwert

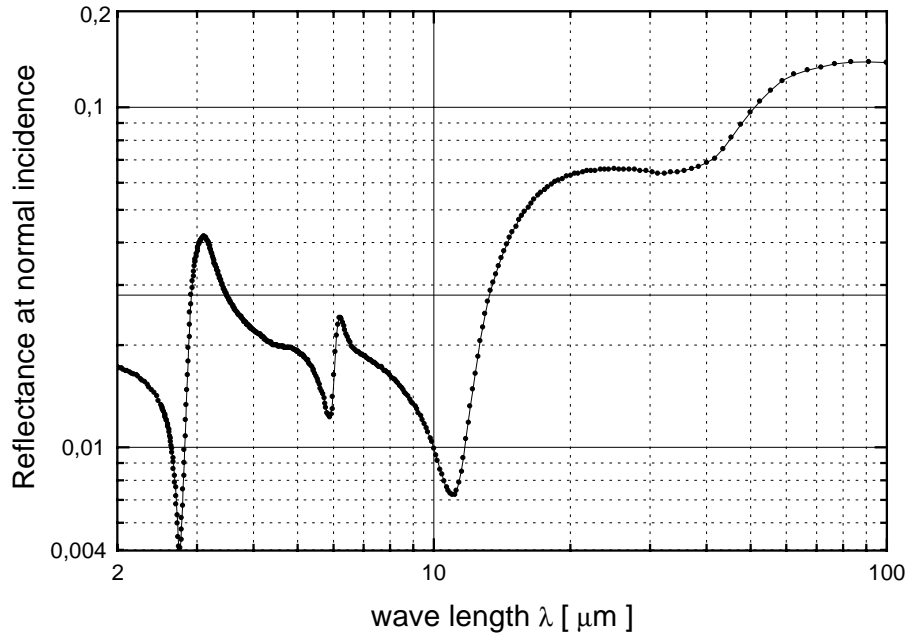


Abbildung 2.18: Reflektivität  $\varrho(\lambda)$  für Wasser (berechnet mit den Daten für  $n(\lambda)$  und  $k(\lambda)$  aus [Downing, Williams, 75]).

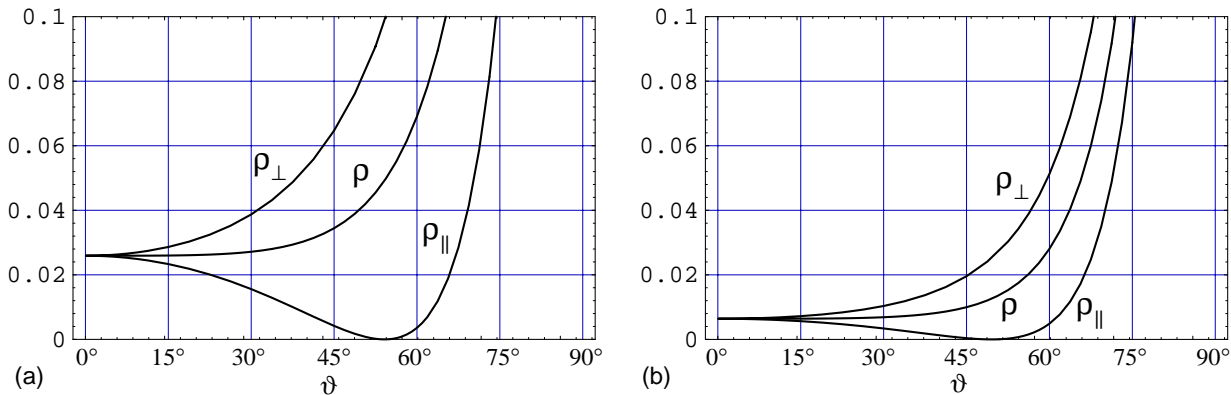


Abbildung 2.19: Winkelabhängigkeit der Reflektivität für unterschiedliche Polarisationsrichtungen der Strahlung. (a): Mittelwert für den Wellenlängenbereich 3–5  $\mu\text{m}$ . (b): Wellenlänge des  $\text{CO}_2$ -Lasers (10.6  $\mu\text{m}$ ).

$\varrho$  aus beiden Polarisationsrichtungen bleibt zunächst konstant. Der Abfall der Komponente  $\varrho_{\parallel}$  kompensiert den Anstieg der Komponente  $\varrho_{\perp}$ . Für Winkel oberhalb des Brewster-Winkels steigt auch  $\varrho_{\parallel}$  steil an und damit der Mittelwert  $\varrho$ . Dies führt zu dem interessanten und wichtigen Ergebnis, daß die Reflektivität – und damit auch die Emissivität ( $\varepsilon(\vartheta) = 1 - \varrho(\vartheta)$ ) – von Wasser für Winkel bis zum Brewster-Winkel nahezu konstant ist. Dieser beträgt für Wasser im Infraroten  $\approx 55^\circ$  (für  $n \approx 1.4$ ). Die Wasseroberfläche läßt sich somit innerhalb dieses Winkelbereiches in guter Näherung als Lambertischer Strahler annehmen<sup>7</sup> und es gilt:

$$\varepsilon(\vartheta) \approx \varepsilon(\vartheta = 0^\circ) \quad \text{für} \quad 0^\circ \leq \vartheta < 55^\circ. \quad (2.77)$$

Abbildung 2.20 zeigt nochmals den Verlauf von  $\varrho(\vartheta)$  und  $\varepsilon(\vartheta)$  für unpolarisierte Strahlung über die volle Skala von 0 bis 1.

<sup>7</sup>Da die Fresnelschen Gleichungen nicht nur für Wasser gelten und die Beziehungen (2.73) und (2.74) nur die Bedingung  $k \ll (n - 1)$  voraussetzen, ist diese Aussage für alle Materialien mit verschwindender Eindringtiefe von IR-Strahlung gültig.

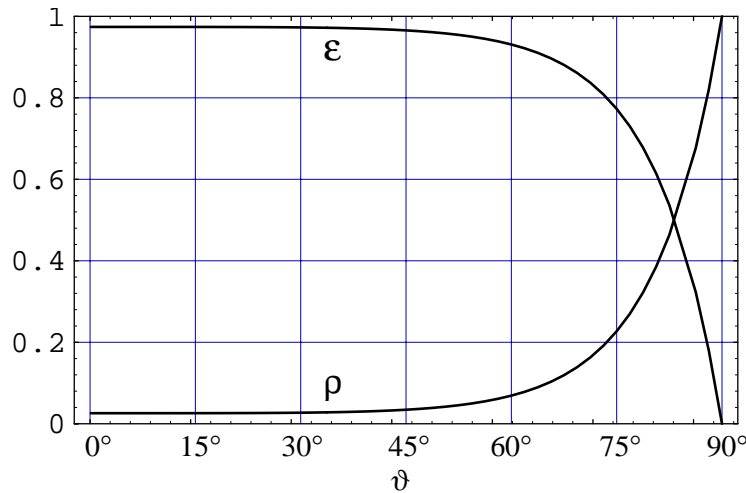


Abbildung 2.20: Winkelabhängigkeit der Reflektivität  $\rho$  und der Emissivität  $\epsilon$  für unpolarisierte Strahlung (Mittelwert für den Wellenlängenbereich 3–5  $\mu\text{m}$ ).

Für Winkel oberhalb des Brewsterwinkels steigt die Reflektivität schnell gegen 1 an, d. h. für große Winkel verhält sich Wasser wie ein Spiegel. Bei Temperaturmessungen muß daher darauf geachtet werden, daß der Strahlungsdetektor weitgehend senkrecht auf die Wasseroberfläche blickt.

Der unterschiedliche Verlauf von  $\rho_{\parallel}$  und  $\rho_{\perp}$  läßt sich gezielt ausnutzen. Der verwendete  $\text{CO}_2$ -Laser<sup>8</sup> emittiert Strahlung, die zu 98 % linear, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung polarisiert ist. Die Anordnung der Spiegel im optischen Aufbau der CFT-Maschine wurde so gewählt, daß die Laser-Strahlung parallel zur Einfallsebene polarisiert auf das Wasser auftrifft. Der Blickwinkel der Kamera und die Einstrahlrichtung des Lasers betragen 20° gegen die Senkrechte ( $\vartheta = 20^\circ$ ). Wie aus Abbildung 2.19 b ersichtlich ist, reduziert sich die Reflektivität für den Laser dadurch nochmals um 22 % gegenüber unpolarisierter Strahlung. Die Reflektivität für unpolarisierte Strahlung, die die Kamera von der Wasseroberfläche empfängt, ändert sich dabei um weniger als 3 % im Vergleich zu senkrechter Blickrichtung.

### Verfälschung von Temperaturmessungen durch Reflexionen der Himmelsstrahlung

Die Rest-Reflektivität (engl. nonblackness) der Wasseroberfläche führt zu Verfälschungen der scheinbaren Temperatur der Wasseroberfläche bei Strahlungsmessungen. In [Saunders, 70] wird für Messungen im Wellenlängenbereich von 8–15  $\mu\text{m}$  eine Reflektivität von  $\rho = 0.014$  angegeben, in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten von [Downing, Williams, 75] (Abb. 2.18). Die Schwarzkörper Äquivalent-Temperatur (scheinbare Temperatur, bezogen auf einen schwarzen Strahler) des klaren Himmels liegt zwischen 50°C und 65°C unter der Lufttemperatur ([Saunders, 67], [Saunders, 70]). Wird der Bruchteil des reflektierten Strahlungsflusses auf eine scheinbare Temperaturverfälschung umgerechnet, so ergeben sich Temperaturdifferenzen zwischen 0.5°C und 0.7°C. Für verschiedene Wolkenbedeckungen ergeben sich niedrigere Werte. Tabelle 2.2 enthält eine Aufstellung der Temperaturverfälschung für verschiedene typische Wolkenformationen für den Wellenlängenbereich von 8–15  $\mu\text{m}$ .

Dies verursacht zwei verschiedene Arten von Fehlern in Temperaturmessungen der Meeresoberfläche:

Bei geschlossener Wolkendecke kann die absolute Temperatur nicht genau gemessen werden. Vertraut man den Zahlen in Tabelle 2.2, dann kann aus Beobachtungen der Wolkenbedeckung ein Korrekturfaktor für die absolute Temperatur berechnet werden (engl. correction for nonblackness). Genauer wäre es, ein zweites

<sup>8</sup>Synrad, Inc., Bothell, WA

Wolkentyp	Wolkenhöhe [km]	Temperaturfehler [°C]
Klarer Himmel		0.5–0.7
Dichte Cirrostratus Bedeckung	8	0.4–0.55
Altoctu oder Altostratus Bedeckung	6	0.25–0.4
Stratus oder Stratocumulus Bedeckung	3	0.2
Stratus oder Stratocumulus Bedeckung	2	0.1
Stratus oder Stratocumulus Bedeckung	1	0.1

Tabelle 2.2: Verfälschung der scheinbaren Temperatur der Wasseroberfläche durch Reflexionen der Himmelsstrahlung bei verschiedenen Wolkenbedeckungen.

Meßinstrument auf den Himmel zu richten, um die Himmelstemperatur direkt zu messen. Dies könnte eine einfache, kalibrierte Thermosäule sein, die den gesamten Himmel abscannt.

Bei nichtgeschlossener Wolkendecke verursacht die inhomogene Himmelstempertatur zusätzlich ein Rauschen mit einer Amplitude von bis zu  $0.6^{\circ}\text{C}$ . In Abhängigkeit von der Neigung der Wellen sieht der Strahlungsdetektor die Reflexionen der Wolken oder des klaren Himmels. In Bildern einer Infrarotkamera äußert sich dies durch helle und dunkle Strukturen. Da die Reflexe mit der Wellenneigung korreliert sind, laufen sie mit der Phasengeschwindigkeit der Wellen durch das Bild.

Saunders kommt zu dem Schluß, daß selbst bei sorgfältiger Korrektur der Meßwerte die absolute Temperatur der Wasseroberfläche nur mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$  gemessen werden kann. Hierbei wurde jedoch nicht berücksichtigt, daß ein unbekannter Temperaturgradient innerhalb der oberen  $100\ \mu\text{m}$  der Wasseroberfläche die Messung der Oberflächentemperatur, aufgrund der Eindringtiefe der Kamera, zusätzlich verfälschen kann.

### Korrekturen für die Salinität von Meerwasser

Um die Ergebnisse von Messungen des komplexen Brechungsindex  $N$  und aller daraus abgeleiteten optischen Eigenschaften auf Messungen an der freien Meeresoberfläche übertragen zu können, muß untersucht werden, wie die Salzkonzentration von Meerwasser den Brechungsindex ändert. [Friedman, 69] hat dazu eingehende Untersuchungen im Wellenlängenbereich von  $1.5\text{--}15\ \mu\text{m}$  durchgeführt.

Es lassen sich zwei Haupteffekte vorhersagen, die mit steigender Salzkonzentration die optischen Eigenschaften verändern. Dies ist zum einen ein Ansteigen des Realteils  $n$  des Brechungsindex und zum anderen ein Verschieben der IR-Absorptionsbanden von Wasser. Der erste Effekt führt zu einem konstanten Anstieg von  $n$  für Wellenlängen bis  $9\ \mu\text{m}$ . Der zweite Effekt ist nur für das Sulfat-Absorptionsband bei  $9\ \mu\text{m}$  von Bedeutung.

Um die Änderungen quantitativ beschreiben zu können, wurde eine Norm-Salzlösung verwendet. Es handelt sich dabei um die von [Sverdrup et al., 42] vorgeschlagene Zusammensetzung von künstlichem Meerwasser, die dieselbe Ionenkonzentration wie eine typische Probe Ozeanwasser enthält (Tabelle 2.3).

Dieser Lösung wird die *relative Salzkonzentration* von 1 zugeordnet. Es zeigt sich, daß die Erhöhung von  $n$  linear mit der relativen Salzkonzentration ansteigt und bei einer relativen Salzkonzentration von 1 den Wert von  $6\cdot 10^{-3}$  annimmt.

Zusammenfassend lassen sich die nötigen Korrekturen für Meerwasser folgendermaßen formulieren [Friedman, 69]:

1. Für Wellenlängen von  $1.5\text{--}9\ \mu\text{m}$  muß zum Realteil  $n$  des komplexen Brechungsindex für reines Wasser ein konstanter Offset addiert werden. Für die relative Salzkonzentration von 1 hat er den Wert  $6\cdot 10^{-3}$ . Für andere Salzkonzentrationen steigt er linear mit der Salzkonzentration.

Substanz	Konzentration [g/100 cm <sup>3</sup> ]
MgCl <sub>2</sub> ·6H <sub>2</sub> O	0.52
NaCl <sub>2</sub>	2.75
MgSO <sub>4</sub> ·7H <sub>2</sub> O	0.70
CaCl <sub>2</sub>	0.15

Tabelle 2.3: Zusammensetzung von künstlichem Meerwasser (Salinität 34.3 ppt, Chlorinität 19.0 ppt) mit einer relativen Salzkonzentration von 1.

2. Für Wellenlängen von 9–11.6  $\mu\text{m}$  müssen sowohl  $n$  als auch der Imaginärteil  $k$  des Brechungsindex korrigiert werden. Die Korrekturwerte für die oben angegebene Salzkonzentration sind im Anhang (Tabelle A.2) tabelliert. Für andere Salzkonzentrationen müssen sie interpoliert bzw. extrapoliert werden.
3. Für Wellenlängen zwischen 11.8–15  $\mu\text{m}$  muß der zusätzliche Korrekturfaktor  $k'$  (Tabelle A.2) zu  $k$  addiert werden.



# Kapitel 3

## Infrarot Radiometrie

Während in Kapitel 2 die Theorie der Abstrahlung von Objekten beschrieben wurde, soll jetzt näher erläutert werden, wie diese quantitativ gemessen werden kann. Welcher Bruchteil der emittierten Strahlung tatsächlich den Detektor erreicht und dort in ein meßbares Signal umgewandelt wird, hängt neben der Geometrie der strahlenden Oberfläche entscheidend von der Geometrie des Detektors ab. Zusätzlich wird die emittierte Strahlung durch verschiedene Einflüsse verfälscht, bevor sie den Detektor erreicht. Die quantitative Messung der radiometrischen Größen eines Objektes – die *Radiometrie* – erfordert daher genauere Kenntnisse der gesamten Kette des Abbildungsvorgangs.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird beschrieben, welche radiometrische Größe eines Objektes bei gegebener Detektorgeometrie gemessen werden kann. Ausgehend von einem einfachen Strahlungsthermometer wird dies auf die geometrische Abbildung der Infrarotkamera erweitert. Es zeigt sich, daß aufgrund der nicht zu vermeidenden Störeinflüsse eine radiometrische Kalibrierung des gesamten Meßaufbaus erforderlich ist. Der dazu speziell entwickelte Kalibrier Aufbau wird im zweiten Teil dieses Kapitels beschrieben.

### 3.1 Einfaches Strahlungsthermometer

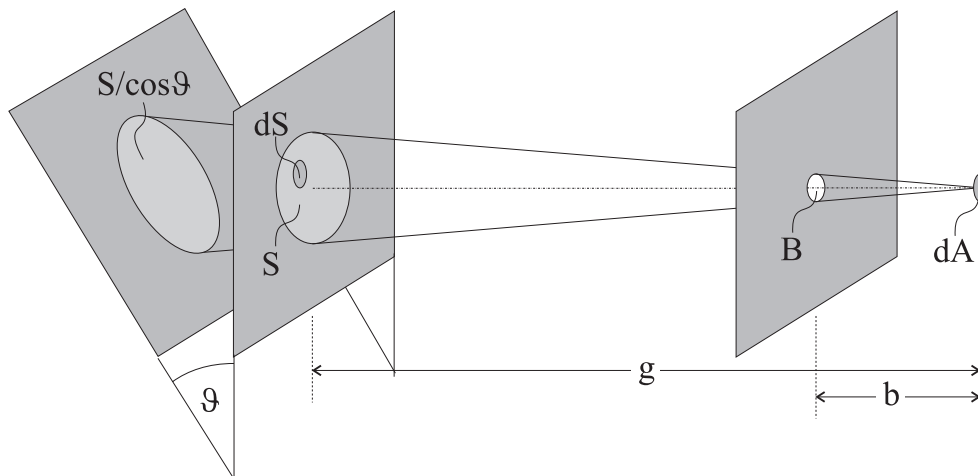


Abbildung 3.1: Meßprinzip eines Strahlungsthermometers.

Abbildung 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines einfachen Strahlungsthermometers. Ein Detektor mit der sensitiven Fläche  $dA$  empfängt die Strahlung eines entfernten Objektes. Eine kreisförmige Öffnung der

Fläche  $B$  blendet alle Strahlung außerhalb des eingezeichneten Öffnungskegels aus. Damit erreicht den Detektor nur Strahlung, die von der Fläche  $S$  der Strahlungsquelle emittiert wird.

Von jedem Flächenelement  $dS$  der beobachteten Fläche  $S$  empfängt der Detektor den Strahlungsfluß (2.16)

$$d\Phi = L d\Omega' dS \cos \vartheta' \quad (3.1)$$

für Lambertsche Oberflächen. Der Winkel  $\vartheta'$  ist der Winkel, unter dem  $dS$  den Detektor  $dA$  gegen die Flächennormale sieht.

Der gesamte Fluß, der von  $dA$  empfangen wird, ergibt sich zu

$$\Phi = L \int_S \int_{\Omega'} \cos \vartheta' d\Omega' dS, \quad (3.2)$$

wobei mit  $\Omega'$  der Raumwinkel bezeichnet wird, unter dem der Detektor  $dA$  von  $dS$  aus erscheint. Für entfernte Objekte ( $g^2 \gg S$ ) gilt

$$\Omega' \approx \frac{dA}{g^2} = \Omega \quad \text{und} \quad \cos \vartheta' \approx \cos \vartheta \quad \forall dS \in S. \quad (3.3)$$

Dies bedeutet, daß alle Flächenelemente  $dS$  den Detektor  $dA$  unter demselben Neigungs- und Öffnungswinkel sehen. Damit liefert (3.2) die Lösung

$$\Phi = L \cos \vartheta \left[ \int_S dS \right] \left[ \int_{\Omega'} d\Omega' \right] = L S \cos \vartheta \Omega = L S \cos \vartheta \frac{dA}{g^2}. \quad (3.4)$$

Für beliebige Neigungswinkel muß die strahlende Fläche  $S$  durch  $S/\cos \vartheta$  ersetzt werden (siehe Abb. 3.1) und man erhält:

$$\Phi = L S \frac{dA}{g^2}. \quad (3.5)$$

Dies beweist, daß auch *ausgedehnte* Lambertsche Oberflächen unabhängig vom Neigungswinkel den gleichen Meßwert für den Strahlungsfluß liefern. Durch dieses Ergebnis ist es möglich, die Temperatur eines Lambertschen Strahlers unter beliebigen Beobachtungswinkeln zu messen.

Aufgrund der geometrischen Beziehungen (Abb. 3.1) gilt weiterhin:

$$\frac{S}{g^2} = \frac{B}{b^2}. \quad (3.6)$$

Aus Gleichung (3.5) wird damit:

$$\Phi = L \frac{B}{b^2} dA. \quad (3.7)$$

Da die Werte  $B$ ,  $b$  und  $dA$  durch die Geometrie des Strahlungsthermometers fest vorgegeben sind, ist der Fluß, den die Detektorfläche  $dA$  empfängt – und damit das Ausgangssignal des Strahlungsthermometers – nicht mehr abhängig von der Meßentfernung  $g$ . Man mißt somit die Strahldichte  $L$  eines Objektes, unabhängig von der Entfernung und der Neigung seiner Oberfläche!

## 3.2 Entstehung des Kamerabildes

Die Entstehung des Bildes einer Infrarotkamera ist das Zusammenspiel verschiedener Phänomene. Durch die optische Abbildung des Objektes auf den CCD-Detektor wird der Strahlungsfluß auf die einzelnen Sensorelemente verteilt. Diese besitzen eine wellenlängenabhängige Empfindlichkeit für Strahlung. Durch Störeinflüsse, denen die Strahlung auf ihrem Weg zum Detektorarray ausgesetzt ist, wird der ursprünglich emittierte Strahlungsfluß zusätzlich verfälscht.



### 3.2.1 Optische Abbildung

Bei dem einfachen Strahlungsthermometer in Kapitel 3.1 ergibt sich die gemessene Strahlungsdichte durch einen einfachen Zusammenhang. Es handelt sich dabei jedoch um eine reine Punktmessung. Die von der gesamten Fläche  $S$  emittierte Strahlung, die durch die Blende  $B$  fällt, wird von der Detektorfläche  $dA$  empfangen. Eventuelle Temperaturinhomogenitäten auf  $S$  werden herausgemittelt.

#### Scharfe Abbildung

Durch das Objektiv einer Infrarotkamera wird die Fläche  $S$  scharf auf die Detektorfläche  $A$  abgebildet. Einzelne Flächenelemente  $dS$  der Oberfläche werden auf einzelne Flächenelemente  $dA$  des Detektorarrays abgebildet. Die Verteilung des empfangenen Strahlungsflusses auf dem CCD-Chip ist somit eine Abbildung der Strahlungsdichteverteilung – und damit der Temperaturverteilung – der beobachteten Oberfläche.

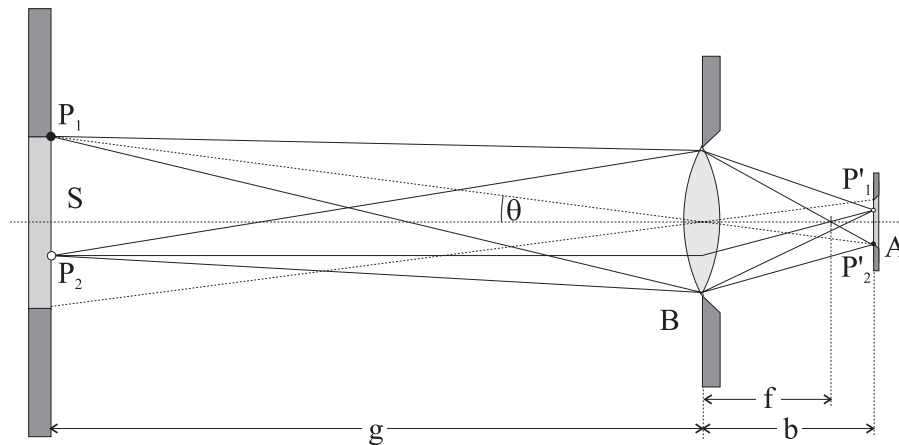


Abbildung 3.2: Geometrische Abbildung mit einer Objektivlinse.

In Abbildung 3.2 ist das Prinzip der Optischen Abbildung für eine einfache Objektivlinse dargestellt. Die beiden Punkte  $P_1$  und  $P_2$  auf der Objektoberfläche  $S$  werden scharf auf die Punkte  $P'_1$  und  $P'_2$  der Detektorfläche  $A$  abgebildet. Der Zusammenhang zwischen den geometrischen Größen wird durch die Linsengleichung gegeben:

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f}. \quad (3.8)$$

Die Entfernungen  $b$  bzw.  $g$  sind dabei die Bild- bzw. Gegenstandsweite und  $f$  ist die Brennweite der Linse. Die Fläche  $B$  der Linse wirkt als effektive Blende des Systems.

Betrachtet man ein Objekt in der Entfernung  $g$  und stellt die Bildweite  $b$  gemäß (3.8) ein, dann wird die ganze Fläche  $S$  scharf auf die gesamte Fläche  $A$  abgebildet. Der Winkel  $\theta$ , zwischen dem Rand von  $S$  und der optischen Achse, wird als halber Öffnungswinkel des Objektivs bezeichnet. Die gesamte Fläche  $S$  erscheint von der Linse aus gesehen unter dem Raumwinkel  $2\pi(1 - \cos\theta)$ .

Zur Berechnung der von  $A$  empfangenen Strahlung kann analog zur Herleitung von (3.5) verfahren werden. Da bei einer Linse die von der gesamten Linsenfläche  $B$  empfangene Strahlung auf die Detektorfläche  $A$  fokussiert wird, muß  $dA$  in Gleichung (3.5) durch  $B$  ersetzt werden. Der Strahlungsfluß  $\Phi$ , der von  $S$  emittiert und von  $A$  empfangen wird, ergibt sich somit zu:

$$\Phi = L S \frac{B}{g^2}. \quad (3.9)$$

Da die Flächen  $S$  und  $A$ , vom Linsenmittelpunkt aus gesehen, unter dem gleichen Raumwinkel erscheinen (Abb. 3.2), ergibt sich weiterhin

$$\frac{S}{g^2} = \frac{A}{b^2}. \quad (3.10)$$

Eingesetzt in (3.9) erhält man:

$$\Phi = LB \frac{A}{b^2}. \quad (3.11)$$

Für festes  $b$  ist damit der von  $A$  empfangene Fluß wiederum proportional zur Strahlungsdichte  $L$  der Oberfläche. Da  $b$  jedoch über (3.8) von der Entfernung  $g$  abhängt, ändert sich der Geometriefaktor  $BA/b^2$  mit der Entfernung. Die Kalibrierung einer Kamera ist somit abhängig von der Stellung des Objektivs! Dies liegt daran, daß bei der optischen Abbildung, durch Einstellen von  $b$ , Objekte in verschiedenen Entfernungen scharf gestellt werden können. Da sich damit auch die Größe der Abbildung ändert, wird die Strahlung unterschiedlich auf den Detektor verteilt.

Die Überlegungen zur Herleitung von (3.11) wurden für die gesamte Detektorfläche  $A$  durchgeführt. Für jedes einzelne Sensorelement eines CCD-Arrays (Größe  $N \times N$ ) müssen die Flächen  $A$  und  $S$  in  $N^2$  gleichgroße Flächenelemente der Größe  $dA = A/N^2$  und  $dS = S/N^2$  zerlegt werden. Man erhält damit für den Fluß  $d\Phi$ , den ein Element  $dA$  empfängt:

$$d\Phi = LB \frac{dA}{b^2}. \quad (3.12)$$

Dieser wird von einem Flächenelement  $dS$  abgestrahlt, wobei die Verbindungslinie von  $dA$  zu  $dS$  durch den Linsenmittelpunkt verläuft.

Der Strahlungsfluß  $\Phi$ , der auf das Detektorarray fällt – und damit die Bestrahlungsstärke  $E$  – ist proportional zur Strahlungsdichte  $L$  des beobachteten Körpers. Um die Temperatur des Körpers messen zu können, muß zusätzlich bekannt sein, wie im Detektor die Bestrahlungsstärke in ein Ausgangssignal umgewandelt wird. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 3.2.4 behandelt. Es sei hier jedoch vorweggenommen, daß zur quantitativen Messung in jedem Fall eine Temperaturkalibrierung vorgenommen werden muß. Dazu wird ein Objekt bekannter Temperatur und bekannter Strahlungseigenschaft mit der Kamera beobachtet. Für verschiedene Temperaturen wird eine Eichkurve ermittelt, die direkt den Zusammenhang zwischen dem Signal der Kamera und der tatsächlichen Temperatur des Objektes herstellt. Es muß jedoch sichergestellt sein, daß das Kalibrierobjekt auch tatsächlich dasselbe Signal liefert, wie das zu untersuchende Objekt bei derselben Temperatur. Aus (3.11) ergab sich, daß der Zusammenhang zwischen emittierter Strahlungsdichte und empfangenem Fluß von der Stellung des Objektivs abhängt und damit nur für Objekte bei einer festen Entfernung gilt. Somit müßte man die Kalibrierkörper in exakt derselben Entfernung aufstellen, um denselben Fluß zu messen. Dies ist nicht immer möglich, da die Entfernungen sehr groß und unzugänglich sein können und außerdem die Größe der Kalibrierfläche entsprechend mit der Entfernung anwachsen müßte.

### Unschärfe Abbildung eines Kalibrierkörpers

Man behilft sich normalerweise dadurch, daß eine kleine Kalibrierquelle in der Nähe der Kamera in den Strahlengang der Kamera eingeblendet wird. Wenn das Objektiv auf ferne Objekte scharf eingestellt ist, so wird das Kalibrierobjekt nur unscharf auf das Detektorarray abgebildet werden. Wird auf die Kalibrierfläche fokussiert, dann verändert man den Geometriefaktor  $BA/b^2$  in (3.11). Es stellt sich somit die Frage, ob es möglich ist, die Kalibrierfläche unscharf abzubilden und trotzdem die richtige Temperaturkalibrierung durchzuführen?

In Abbildung 3.3 sind die geometrischen Verhältnisse bei der Kalibrierung dargestellt. Die Fläche  $S$  befindet sich im Abstand  $g$  von der Linse. Sie wird scharf auf die Fläche  $A$  des Detektors abgebildet. Das Bild

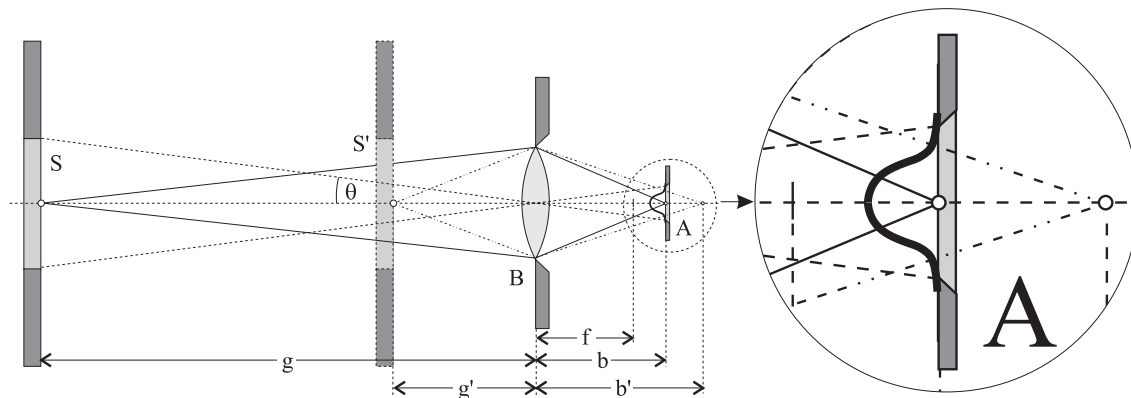


Abbildung 3.3: Unscharfe Abbildung eines Kalibrierkörpers im Strahlengang.

eines Punktes in der Mitte von  $S$  ist wieder ein Punkt in der Mitte von  $A$ . Die Fläche des Kalibrierkörpers wird mit  $S'$  bezeichnet. Sie befindet sich im Abstand  $g'$  von der Linse. Die Ebene maximaler Schärfe wandert daher vom Detektorarray weg in die Entfernung  $b'$ . Dort wird ein Punkt von  $S'$  fokussiert. Auf dem Detektorarray wird er nur unscharf abgebildet. Dies ist in Abbildung 3.3 als gaußförmiger Verlauf des empfangenen Strahlungsflusses dargestellt.

Der wirkliche Verlauf ergibt sich aus den genauen Eigenschaften der Abbildungsoptik und wird als *Punktantwort* (engl. point spread function)  $h(\vec{x} - \vec{x}')$  der Optik bezeichnet. Sie beschreibt die Verteilung der Intensität eines Punktes in einem bestimmten Abstand von der Schärfenebene. Der Vektor  $\vec{x}$  beschreibt die Bildkoordinaten auf der Bildebene und der Vektor  $\vec{x}'$  die Koordinaten des Maximums der Funktion  $h$ . Dies befindet sich an der Stelle des Detektorarrays, auf die der Punkt bei scharfer Abbildung fokussiert werden würde. Da insgesamt nur der Fluß  $\Phi_0$  zur Verfügung steht, der durch die Linse gesammelt wird, muß  $h$  normiert sein, d. h.

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(\vec{x}) d\vec{x} = 1. \quad (3.13)$$

Das Integral läuft dabei von  $-\infty$  bis  $\infty$ , da sich die Intensität eines Punktes bis über die Grenzen des Detektorarrays verteilen kann. Man erhält damit an einem Punkt  $\vec{x}$  der Bildebene den Strahlungsfluß  $d\Phi(\vec{x})$  von einem Punkt auf  $S'$ , mit

$$d\Phi(\vec{x}) = \Phi_0 h(\vec{x} - \vec{x}'). \quad (3.14)$$

Wird die unscharfe Abbildung jedes Punktes von  $S'$  durch dieselbe Punktantwort beschrieben, so ist die Abbildung verschiebungsinvariant und die Bildentstehung kann durch die lineare Filtertheorie beschrieben werden ([Jähne, 93a]). Das gesamte Bild setzt sich aus gegeneinander verschobenen Punktantworten zusammen. An einer Position der Bildebene addieren sich die Anteile der Punktantworten aller Punkt von  $S'$  auf. Der Strahlungsfluß  $\Phi$  an der Stelle  $\vec{x}$  der Bildebene ergibt sich damit zu

$$\Phi(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(\vec{x}') h(\vec{x} - \vec{x}') d\vec{x}'. \quad (3.15)$$

Dabei bezeichnet  $\Phi_0(\vec{x}')$  die Verteilung des Strahlungsflusses auf der Bildebene bei scharfer Abbildung. Gleichung (3.15) stellt eine *Faltung* von  $\Phi_0(\vec{x})$  mit der Punktantwort  $h(\vec{x})$  dar. Anschaulich wird dabei die scharfe Abbildung durch die Punktantwort der unscharfen Abbildung verschmiert.

Für den Spezialfall  $\Phi_0(\vec{x}) = \Phi_0$ , d. h. bei homogener Temperatur der Oberfläche  $S'$  ergibt sich aus (3.15):

$$\Phi(\vec{x}) = \Phi_0 \int_{-\infty}^{\infty} h(\vec{x} - \vec{x}') d\vec{x}' = \Phi_0. \quad (3.16)$$

Dies bedeutet, daß bei der Kalibrierung mit einer Fläche homogener Temperatur jedes Sensorelement des Detektorarrays denselben Strahlungsfluß empfängt, egal ob die Kalibrierfläche scharf oder unscharf abgebildet wird. Bei unscharfer Kalibrierung muß jedoch dafür gesorgt sein, daß sich die Homogenität der Oberfläche über den für die Kamera sichtbaren Bereich hinaus erstreckt. Die unscharfe Abbildung von Punkten der Kalibrieroberfläche außerhalb der Fläche, die bei scharfer Abbildung auf das Detektorarray abgebildet würde, darf nicht die Homogenität auf der Detektorfläche stören.

### 3.2.2 Die radiometrische Kette

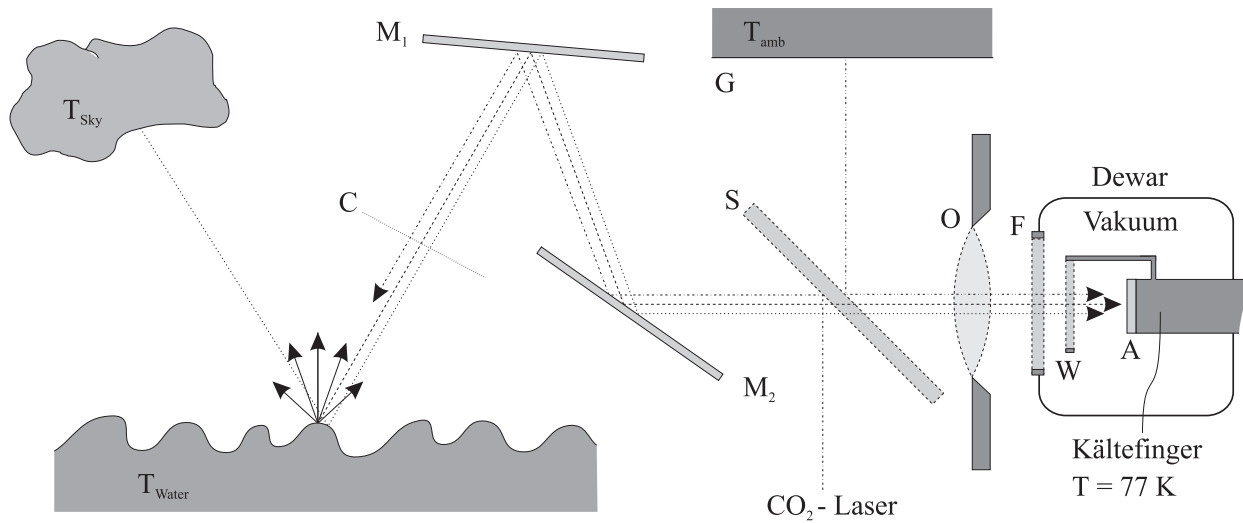


Abbildung 3.4: Radiometrische Kette bei der Thermographie der Wasseroberfläche mit dem experimentellen Aufbau, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde. Der Aufbau des Instrumentes ist nur schematisch dargestellt. A: Detektorarray (FPA) der Infrarotkamera; F: Dewarfenster; W: Spektraler Filter (gekühlt); O: Objektivoptik; S: Strahlteiler; G: Aluminiumblock;  $M_1 + M_2$ : Spiegel; C: Position des Kalibrierkörpers.

Als *radiometrische Kette* (engl. radiometric chain) werden alle Phänomene bezeichnet, welche die Emission von Strahlung einer Quelle beeinflussen und zum Strahlungsfluß beitragen, der letztendlich vom Detektor empfangen wird. Abbildung 3.4 zeigt den Pfad der Ereignisse, die zur Entstehung des Kamerabildes beitragen. Eine genaue Beschreibung des experimentellen Aufbaus findet sich in Kapitel 6. Hier werden die einzelnen Komponenten vorab hinsichtlich ihres Beitrags zur Radiometrie der Bildentstehung beschrieben.

#### Emission der Wasseroberfläche

Die Abstrahlung der Wasseroberfläche und die Reflexion der Himmelsstrahlung wurde in Kapitel 2 eingehend erläutert. Da die Störung durch reflektierte Himmelsstrahlung nicht beseitigt werden kann, bleibt immer eine Unsicherheit in der Temperaturmessung der Wasseroberfläche. Wie bereits in Abschnitt 2.6.2 beschrieben wurde, kann die Temperaturverfälschung bis zu  $0.5^\circ\text{C}$  betragen [McAllister, McLeish, 69]. Trotzdem muß das Instrument genauer als diese Unsicherheit kalibriert werden, um Verfälschungen innerhalb des experimentellen Aufbaus davon zu trennen. Nur so kann die scheinbare Temperatur der Reflexe bei inhomogener Himmelstemperatur quantitativ ermittelt werden.

### Scannerspiegel

Innerhalb des Gehäuses der CFT befinden sich zwei Scannerspiegel ( $M_1$  und  $M_2$ , Abb. 3.4) mit senkrecht aufeinander stehenden Achsen im Strahlengang der Kamera. Durch sie kann der Blickpunkt der Kamera auf der Wasseroberfläche gesteuert werden. Ein idealer Spiegel weist eine Reflektivität von  $\rho = 1.0$  auf (Kapitel 2.4). Die verwendeten Scannerspiegel haben eine Silber-Oberflächenbeschichtung mit einer konstanten Reflektivität von  $\rho = 0.98$  für Wellenlängen  $\lambda > 1.0 \mu\text{m}$ . Damit verfälschen die Spiegel nicht das Spektrum der Strahlung. Beide zusammen absorbieren den Bruchteil  $\alpha = (1 - \rho^2) = 0.0396$  der auftreffenden Strahldichte. Da das Spiegelsubstrat aus Aluminium besteht und daher eine hohe thermische Leitfähigkeit besitzt, kann davon ausgegangen werden, daß die Temperatur homogen über die Spiegelfläche ist, da eventuelle Inhomogenitäten durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Aluminium ausgeglichen werden. Die Emissivität der Spiegel von  $\varepsilon = 1 - \rho = 0.02$  verfälscht daher die Strahlung um einen konstanten Offset.

### Strahlteiler

Zum Einkoppeln des Lasers in den Strahlengang der Kamera wird ein speziell entwickelter Strahlteiler (Abb. 3.4) verwendet. Er besteht aus einem Substrat aus Zinkselenit ( $\text{ZnSe}$ ), welches eine hohe Transmissivität von 0.5 bis  $20 \mu\text{m}$  aufweist. Durch eine spezielle Beschichtung wurde erreicht, daß die dem Laser zugewandte Oberfläche eine Reflektivität von  $\rho > 0.95$  bei der Laser-Wellenlänge ( $10.6 \mu\text{m}$ ) hat. Gleichzeitig ist das Material transparent für die Kamera, mit einer Transmissivität  $\tau > 0.90$  für Wellenlängen zwischen 3 und  $5 \mu\text{m}$ . Da an beiden Oberflächen des Strahlteilers Reflexionen auftreten können, müssen beide Oberflächen mit einer Anti-Reflex-Beschichtung versehen werden, um diese Transmissivität zu erreichen. Speziell die der Kamera zugewandte Fläche muß mit einem hochwertigen Anti-Reflex-Coating beschichtet werden, um zu verhindern, daß Temperaturstrahlung von Objekten neben dem Strahlteiler in die Kamera reflektiert wird. Die verwendete Anti-Reflex-Beschichtung reduziert die Reflektivität bei  $3-5 \mu\text{m}$  auf 0.02. Die Beschichtungen wurden für den festen Neigungswinkel von  $45^\circ$  optimiert.

Die restlichen 10% des Strahlungsflusses, der die Kamera erreicht, setzen sich, nach Abzug der Transmissivität, aus der Emissivität und der Reflektivität des Strahlteilers zusammen. Dadurch trägt zu einem geringen Bruchteil die Temperatur des Strahlteilers selbst zum Kamerabild bei. Ein weiterer Teil (2%) des Strahlungsflusses geht von Objekten neben dem Strahlteiler aus und wird in die Kamera reflektiert. Um die daraus resultierenden Fehler zu minimieren, muß dafür gesorgt werden, daß diese Objekte keine sehr hohen oder sehr niedrigen Temperaturen annehmen. Außerdem sollte die Fläche der Objekte eine homogene Temperatur aufweisen.

Dies wird im Meßinstrument der CFT dadurch erreicht, daß neben dem Strahlteiler ein massiver Aluminiumblock angebracht wird (siehe Abbildung 3.4, Block G). Er steht senkrecht zum Strahlengang der Reflexion im Winkel von  $90^\circ$  zur Kamera und hat eine Oberflächenbeschichtung hoher Emissivität. Dadurch wird verhindert, daß zusätzliche Reflexionen an seiner Oberfläche auftreten. Der Block ist mit massiven Trägerplatten des Gehäuses aus Aluminium verbunden. Ein eventuell entstehender Wärmeüberschuß durch die Absorption von transmittierter Laserstrahlung wird dadurch schnell abgeführt.

Durch diese Anordnung wird sichergestellt, daß keine Strahlung unbekannter Herkunft in die Kamera fällt. Außerdem weisen Oberflächen, die zur Temperaturverfälschung beitragen, eine homogene Temperatur auf und machen sich nur als konstanter Offset im Kamerabild bemerkbar.

### Kameraoptik

Die Kameraoptik (Abb. 3.4) besteht aus Si:Ge Linsen. Dieses Material ist transparent im Bereich von  $3-5 \mu\text{m}$ . Die Transmissivität der gesamten Objektivoptik liegt innerhalb dieses Spektralbereiches bei  $\tau > 0.95$ . Die Restemissivität der Linsen verfälscht das Kamerabild, wobei ihre Temperatur weitgehend homogen ist.

Sie werden nicht gekühlt, befinden sich jedoch innerhalb einer Metallhalterung, die sie von Umgebungsstrahlung abschirmt.

Eine Fehlerquelle stellt jedoch die Restreflektivität der Innenseite der Linse dar. Hier muß eine sehr gute Antireflexbeschichtung aufgebracht werden, um zu verhindern, daß die extrem niedrige Temperatur des Detektors selbst zurückreflektiert wird. Dies ist bei den Objektiven der AMBER Radiance 1 Kamera sehr gut erfüllt.

Aus demselben Grund muß bei jedem Meßaufbau darauf geachtet werden, daß die Kamera nie senkrecht auf eine Oberfläche mit nicht-verschwindender Reflektivität schaut. Die Temperatur des CCD-Chips liegt mit 77 K sehr viel niedriger als die der zu messenden Objekte. In diesem Fall würde, selbst bei sehr geringer Reflektivität, eine Temperaturmessung stark verfälscht werden. Dies trifft besonders für Flächen zu, auf welche die Kamera fokussiert wird. Da der Strahlengang einer Optik umkehrbar ist, wird die Temperaturverteilung des CCD-Chips umgekehrt auf die Oberfläche fokussiert. Dort wird sie als tiefschwarzes Rechteck deutlich erkennbar! Dies ist ein Grund dafür, daß die Kamera unter einem Winkel von  $20^\circ$  auf die Wasseroberfläche schaut.

### Bandpaß-Filter

Um die Temperatur des CCD-Chips bei 77 K halten zu können, muß dieser thermisch von der Umgebung isoliert sein. Er befindet sich in einem Dewargefäß im Vakuum. Die Eintrittsöffnung für Strahlung ist durch ein optisches Fenster  $F$  verschlossen (siehe Abb. 3.4). Es ist ein integraler Bestandteil des Dewars. Bei der Amber Radiance 1 Kamera handelt es sich um ein Ge-Fenster mit hoher Transmissivität im Spektralbereich von 2 bis  $14 \mu\text{m}$ .

Zusätzlich ist innerhalb des Dewars ein weiterer Bandpaßfilter  $W$  im Strahlengang der Kamera integriert. Es ist ein spezialbeschichtetes Saphir-Fenster mit einem steilen Abfall der Transmissivität bei 3 und  $5 \mu\text{m}$ .

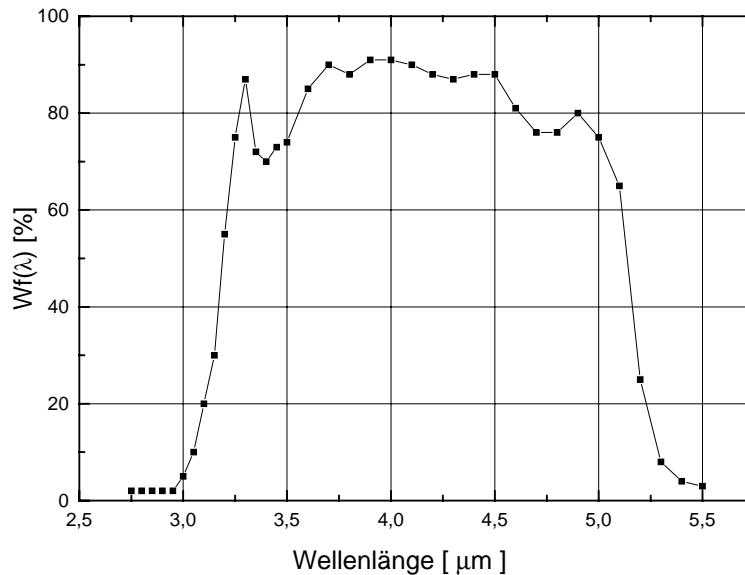


Abbildung 3.5: Spektrale Transmissivität  $w(\lambda)$  des Bandpaßfilters der Radiance 1 Kamera [Amber, 93].

Abbildung 3.5 zeigt die spektrale Transmissivität des Filters  $W$ . Sie wird als Fensterfunktion  $w(\lambda)$  bezeichnet und läßt sich in guter Näherung durch ein Rechteck zwischen 3 und  $5 \mu\text{m}$  ersetzen. Dies stellt die eigentliche spektrale Begrenzung der Kamera dar. Strahlung außerhalb dieses Wellenlängenbereiches wird vom Filter absorbiert. Die mittlere Transmissivität von 3 bis  $5 \mu\text{m}$  liegt bei ca. 80%. Da der Filter, durch direkten

Wärmekontakt mit dem Kältefinger, gekühlt wird, kann die absorbierte Strahlung keine Temperaturerhöhung hervorrufen. Ungekühlte Filter würden sich erwärmen und ihrerseits Wärmestrahlung über den gesamten Spektralbereich mit einer Emissivität von  $\varepsilon = 1 - \tau$  emittieren.

### Einfluß von zu kleiner Apertur

Ein weiterer Störfaktor, der aus Abbildung 3.4 nicht direkt ersichtlich ist, stellt die endliche Ausdehnung der optischen Komponenten dar. Sowohl die Spiegel, als auch der Strahlteiler sind so dimensioniert, daß innerhalb des Öffnungswinkels der Optik die Ränder der Bauteile nicht sichtbar sind. Strahlung, die von der Linse gesammelt wird, wird daher nicht abgeschirmt. Da sich die Spiegel und der Strahlteiler sehr nahe am Objektiv befinden, werden sie selbst sehr unscharf auf die Bildebene abgebildet. Dies ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

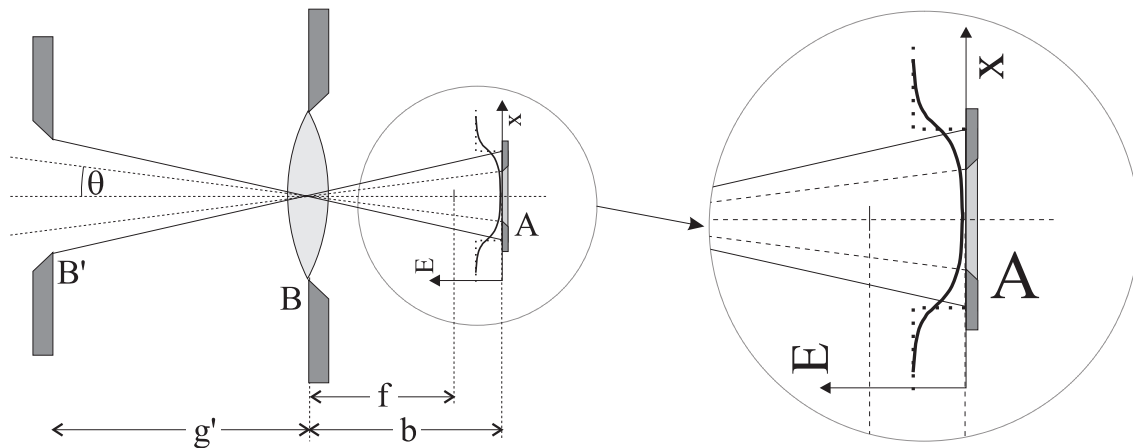


Abbildung 3.6: Entstehung einer Inhomogenität im Kamerabild durch eine zu kleine freie Apertur.

Man kann sich einen Spiegel als zusätzliche Blende in der Nähe des Objektivs vorstellen. Er stellt eine freie Apertur dar, die den Strahlengang nicht beschränkt. Die Ränder des Spiegels (und alle Strahlung, die an ihm vorbei auf die Linse fällt) würden bei scharfer Abbildung außerhalb des CCD-Chips (A) auf die Bildebene abgebildet werden (gestrichelte Kante). Bei unscharfer Abbildung wird die Kante stark verschmiert. Damit tragen auch Punkte, die bei scharfer Abbildung außerhalb des Detektors abgebildet würden, zum Bild bei. Die entstehende Inhomogenität der Bestrahlungsstärke  $E$  ist als Kurve über der Bildkoordinate  $x$  aufgetragen. Dies ist ein Beispiel dafür, wie sich Infrarotstrahlung von sichtbarem Licht unterscheidet. Normale optische Instrumente werden innen geschwärzt und abgedunkelt, so daß keine Störstrahlung das Bild verfälschen kann. Da im Infraroten alle Objekte 'leuchten', kann nicht verhindert werden, daß Teile des Gehäuses selbst abgebildet werden.

### Zusammenfassung

Die Summe der Störeinflüsse innerhalb der CFT-Maschine liefert einen inhomogenen Strahlungsfluß, der sich zum einfallenden Strahlungsfluß hinzuaddiert. Die Strahlung des zu messenden Objektes wird zwischen 3 und  $5 \mu\text{m}$  nicht in der spektralen Zusammensetzung verändert. Die einzelnen optischen Bauteile filtern einen wellenlängenunabhängigen Bruchteil heraus. Beide Fehler lassen sich korrigieren, indem man eine Temperaturkalibrierung des gesamten Aufbaus durchführt. Oberflächen mit homogener Temperaturverteilung und verschiedenen Temperaturen werden vor die Eintrittsöffnung geschoben. Der empfangene Strahlungsfluß jedes Sensorelementes wird der bekannten Temperatur des Kalibrierkörpers zugeordnet und die Temperaturabhängigkeit durch eine Eichkurve modelliert. Der genaue Ablauf der Temperaturkalibrierung wird in Abschnitt 3.3 genau beschrieben.

Eine nicht zu korrigierende Fehlerquelle stellt die Streustrahlung des Himmels dar. Bei homogener Bewölkung ist dies ein homogener Offset im Kamerabild. Eine absolute Temperaturmessung der Wasseroberfläche wird dadurch verhindert. Bei inhomogener Bewölkung wird die reflektierte Himmelsstrahlung als Reflexe sichtbar, die mit der Phasengeschwindigkeit der Wellen durch das Bild wandern.

### 3.2.3 Eigenschaften des Detektormaterials

Der vom Detektor (CCD-Chip) empfangene Strahlungsfluß wird dort absorbiert und in ein Ausgangssignal umgewandelt. Dies ist ein komplexer Vorgang, bei dem sowohl die Physik der Wechselwirkung von Strahlung mit dem Detektormaterial als auch die Ausleseelektronik die Form des Signals beeinflussen.

Im Falle von Indium–Antimonid (InSb) handelt es sich um einen Halbleiter–Detektor. Durch Absorption von Lichtquanten werden Ladungsträger innerhalb eines  $p$ – $n$ –Übergangs freigesetzt. Diese diffundieren entlang des Elektrischen Feldes über die Grenzschicht zwischen  $p$ – und  $n$ –dotiertem Material und erzeugen eine Photospannung zwischen beiden Schichten ([Gaussorgues, 94], [Wolfe, Zissis, 89]). Die Größe der Spannung ist proportional zur Anzahl der absorbierten Infrarotphotonen. Ein solcher Detektor erzeugt aktiv elektrische Energie aus der absorbierten Energie der Infrarotstrahlung.

Durch molekulare Schwingungen werden zusätzlich Ladungsträger freigesetzt, die das Signal verfälschen. Um dieses thermische Rauschen so weit wie möglich zu minimieren, wird der CCD-Chip auf eine Temperatur von 77 K heruntergekühlt. Die Ausleseelektronik des CCD-Chips und die nachfolgende Verstärkerelektronik tragen zusätzlich zum Rauschen bei. Insgesamt erzeugt ein Detektor ein Rauschsignal, das dem eigentlichen Signal überlagert ist. Dadurch wird es nicht möglich sein, Strahlung zu detektieren, deren Strahlungsstärke eine bestimmte Schwelle unterschreitet.

#### Temperaturaufhebungsvermögen der Kamera

Die minimale Temperaturdifferenz zweier Körper, deren Strahlungsstärken sich gerade noch meßbar unterscheiden, kann folgendermaßen ermittelt werden: Ein schwarzer Strahler der Temperatur  $T_o$  wird vor einem Hintergrund homogener Temperatur  $T_a$  mit der Kamera beobachtet (Abb. 3.7).

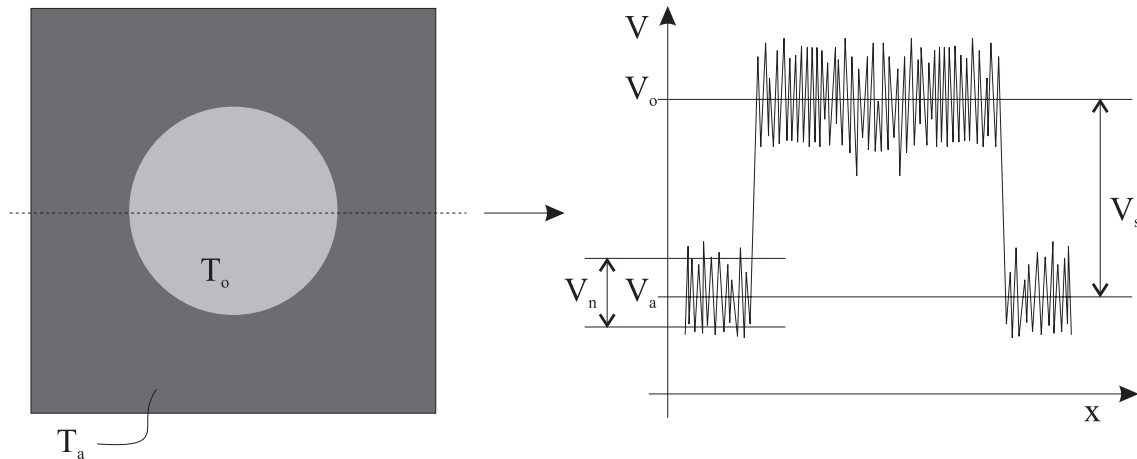


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Messung der  $NE\Delta T$  der Kamera aus dem Bild eines schwarzen Strahlers ( $T_o$ ) vor homogenem Hintergrund ( $T_a$ ).  $V$  bezeichnet das Ausgangssignal der Kamera.

Bezeichnet man das Ausgangssignal der Kamera mit  $V$ , dann erscheint der schwarze Strahler in einem Grauwertschnitt bei dem Mittelwert  $V_o$ . Das Signal des Hintergrundes hat den Mittelwert  $V_a = V_o - V_s$ . Die



Amplitude des Rauschsignals bei konstanter Temperatur beträgt  $V_n$ . Die rausch-äquivalente Temperaturdifferenz (engl. noise equivalent temperature difference)  $NE\Delta T$  wird definiert als:

$$NE\Delta T = (T_o - T_a) \frac{V_s}{V_n}. \quad (3.17)$$

Für die Amber Radiance 1 Kamera beträgt dieser Wert  $NE\Delta T = 0.025$  K. Objekte, deren Temperaturdifferenz geringer als dieser Wert ist, lassen sich im Signal nicht mehr voneinander trennen, da das Signal-zu-Rauschverhältnis geringer als 1 wird.

Bei der Messung der  $NE\Delta T$  wird der gesamte Einfluß der Optik und Filter der Kamera mitberücksichtigt. Die  $NE\Delta T$  ist daher das effektive Temperaturlösungsvermögen der Kamera.

### Spektrale Empfindlichkeit der Kamera

Eine weitere wichtige Größe für die Entstehung des Kamerabildes ist die *spektrale Empfindlichkeit*  $s(\lambda)$  des CCD-Chips. Das Detektormaterial ist für Strahlung verschiedener Wellenlängen unterschiedlich empfindlich. Dies bedeutet, daß die Kamera bei gleicher Bestrahlungsstärke ein unterschiedliches Ausgangssignal liefert, abhängig von der Wellenlänge der Strahlung.

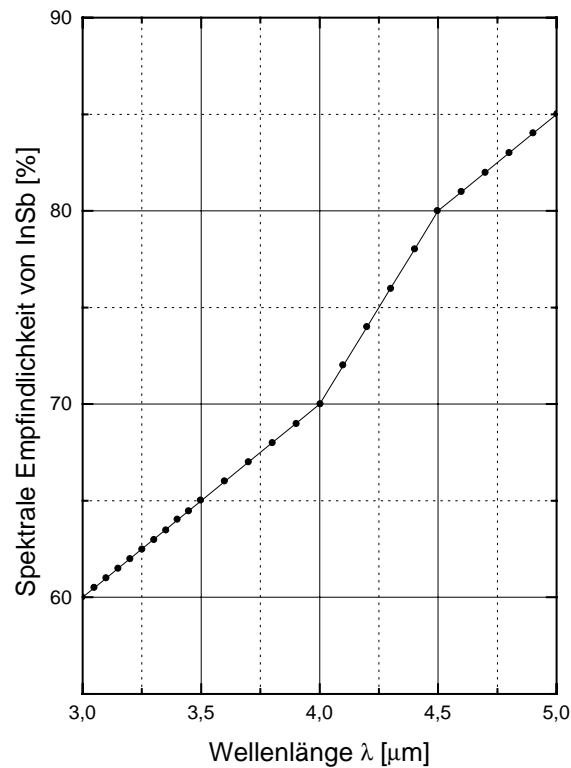


Abbildung 3.8: *Spektrale Empfindlichkeit*  $s(\lambda)$  von InSb bei 77K ([Gaussorgues, 94]).

Abbildung 3.8 zeigt die spektrale Empfindlichkeit von InSb für die Wellenlängen, die den Kältefilter der Radiance 1 Kamera durchdringen. Es ist zu erkennen, daß  $s(\lambda)$  innerhalb dieses Wellenlängenintervalls um ca. 30% des Maximalwertes variiert. Strahlung bei  $3 \mu\text{m}$  wird daher weniger stark zum Kamerabild beitragen als Strahlung bei  $5 \mu\text{m}$ .

### 3.2.4 Die Intensität des Kamerabildes

Mit den Vorüberlegungen dieses Kapitels läßt sich nun die Intensität berechnen, die ein Sensorelement der Radiance 1 Infrarotkamera liefert, wenn ein Objekt bekannter Temperatur abgebildet wird.

Die genaue Umwandlung von absorbiertem Strahlungsfluß zu elektronischem Ausgangssignal ist nicht bekannt und muß experimentell ermittelt werden. Dies ist die Aufgabe der Temperaturkalibrierung (3.3). Hier soll die prinzipielle Form des Kurvenverlaufs in Abhängigkeit von der Temperatur der Objekte hergeleitet werden.

Stimmt diese mit einer experimentell ermittelten Kurve überein, kann davon ausgegangen werden, daß die Effekte, die zur Bildentstehung beitragen, richtig berücksichtigt wurden. Für eine numerische Simulation kann damit, ausgehend von der Temperaturverteilung im Wasservolumen, ein theoretisches Kamerabild berechnet werden. Dies ist notwendig, um die Messung mit der Theorie zu vergleichen.

#### Oberflächen grauer Strahler

Aus (3.11) ergab sich, daß der vom CCD-Chip empfangene, spektrale Strahlungsfluß  $d\Phi_{CCD}/d\lambda$  proportional zur spektralen Strahlungsdichte  $dL/d\lambda$  des Objektes ist. Für einen grauen Strahler, d. h. für die Oberfläche der meisten Körper ergibt sich:

$$\frac{d\Phi_{CCD}(\lambda, T)}{d\lambda} \propto \varepsilon \frac{dL(\lambda, T)}{d\lambda}. \quad (3.18)$$

Das Ausgangssignal  $dS/d\lambda$  der Kamera ist proportional zum absorbierten Strahlungsfluß, gewichtet mit der spektralen Empfindlichkeit  $s(\lambda)$  des CCD-Chips. Dies gilt für Strahlung beliebiger Wellenlänge, die den Detektor erreicht:

$$\frac{dS(\lambda, T)}{d\lambda} \propto \frac{d\Phi_{CCD}(\lambda, T)}{d\lambda} s(\lambda). \quad (3.19)$$

Das gesamte Signal  $S$  eines Pixels des Kamerabildes setzt sich aus dem Integral

$$S(T) = \int_0^{\infty} \frac{dS(\lambda, T)}{d\lambda} w(\lambda) d\lambda \propto \varepsilon \int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda, T)}{d\lambda} s(\lambda) w(\lambda) d\lambda \quad (3.20)$$

über alle Wellenlängen, gewichtet mit der Fensterfunktion  $w(\lambda)$  des Kältefilters zusammen. Für die Radiance 1 Kamera kann  $w(\lambda)$  durch eine Rechteckfunktion zwischen 3 und 5  $\mu\text{m}$  angenähert werden und man erhält:

$$S(T) = C_K \varepsilon \int_{3 \mu\text{m}}^{5 \mu\text{m}} \frac{dL(\lambda, T)}{d\lambda} s(\lambda) d\lambda \quad (3.21)$$

mit der Proportionalitätskonstanten  $C_K$  der Kamera. Sie enthält sowohl den Geometriefaktor der Optik, als auch den elektronischen Verstärkungsfaktor und muß experimentell ermittelt werden.

Abbildung 3.9 zeigt den theoretischen Verlauf des Signals eines Sensorelementes (Pixel) der Infrarotkamera in Abhängigkeit von der Temperatur des Objektes. Die Kurve wurde durch numerische Integration von (3.21) ermittelt.

Es ist zu erkennen, daß sich das Kamerasignal innerhalb des geplotteten Temperaturintervalls gut durch ein Polynom der Ordnung 2 nähern läßt. Zur Bestimmung einer Eichkurve für die tatsächliche Kameraintensität reichen daher 3 verschiedene Temperaturen. Dies wurde bei der Entwicklung einer Kalibriereinrichtung (Kapitel 3.3.1) ausgenutzt.

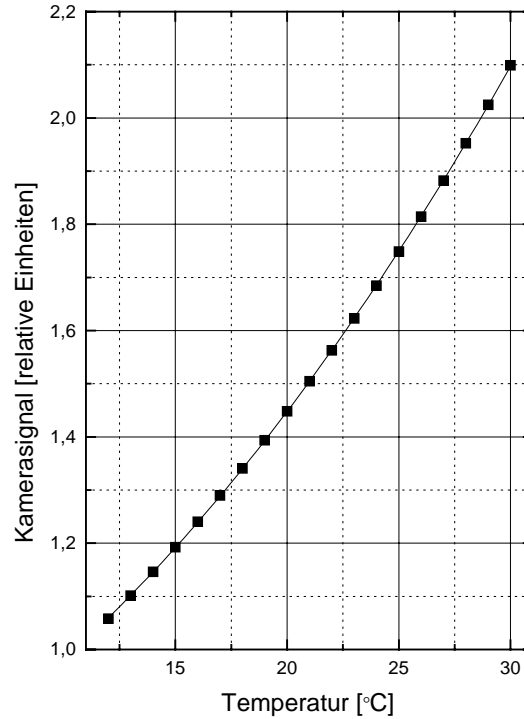


Abbildung 3.9: Theoretischer Verlauf des Kamerasignals in Abhängigkeit von der Temperatur des beobachteten Objektes. Die dünne Kurve zeigt einen quadratischen Fit durch die Werte.

### Wasseroberfläche

Für die Wasseroberfläche setzt sich der Fluß, der die Kamera erreicht, aus Strahlung verschiedener Tiefenschichten zusammen (Kapitel 2.4.3). Die Strahlstärke, die die Wasseroberfläche verläßt, ist nach (2.40)

$$\frac{dI(\lambda)}{d\lambda} = \beta(\lambda) \int_0^{\infty} \frac{dI(\lambda, T(z))}{d\lambda} \exp(-\beta(\lambda) z) dz. \quad (3.22)$$

Für einen festen Winkel  $\vartheta$ , unter dem die Kamera auf die Wasseroberfläche schaut, ist die Strahlstärke  $I$  proportional zur Strahlungsdichte  $L$ . Damit ergibt sich für den Fluß, der den Kamerasensor erreicht:

$$\frac{d\Phi_{CCD}(\lambda)}{d\lambda} \propto \varepsilon \beta(\lambda) \int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda, T(z))}{d\lambda} \exp(-\beta(\lambda) z) dz. \quad (3.23)$$

Analog zur Herleitung von (3.19) bis (3.21) ergibt sich insgesamt für die Wasseroberfläche ein Kamerasignal  $S$  der Form

$$S = C_K \varepsilon \int_{3 \mu m}^{5 \mu m} \left[ \int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda, T(z))}{d\lambda} \beta(\lambda) \exp(-\beta(\lambda) z) dz \right] s(\lambda) d\lambda. \quad (3.24)$$

Diese Form gilt streng nur für senkrechten Blickwinkel der Kamera. Für schräge Blickwinkel muß das Integral über die Tiefe  $z$  durch ein Pfadintegral entlang des optischen Pfades durch das Wasser ersetzt werden.

Bei bekannter Temperaturverteilung innerhalb der oberen 100 bis 200  $\mu m$  der Wasseroberfläche kann aus (3.24) ein theoretisches Kamerabild berechnet werden. Dies wurde für die Ergebnisse der numerischen Simulation (Kapitel 5) durchgeführt. Umgekehrt liefert ein Kamerabild jedoch keine Aussage über die tatsächliche Temperaturverteilung unterhalb der Wasseroberfläche.

### 3.3 Temperaturkalibrierung der Kamera

In Abschnitt 3.2.4 wurde der theoretische Temperaturverlauf der Intensität des Kamerabildes eines grauen Strahlers hergeleitet (3.21). Die Proportionalitätskonstante  $C_K$  ist a priori unbekannt, da sie von verschiedenen Bauteilen, wie z. B. der Ausleseelektronik des CCD-Chips, der nachfolgenden Verstärkerelektronik und dem Analog-Digital-Wandler der Kamera abhängt. Zusätzlich ändert sich  $C_K$  während des Betriebs der Kamera und bei schwankender Umgebungstemperatur.

Weitere Unbekannte stellen eventuelle Nichtlinearitäten bei der Umwandlung und der Offset des Signals dar. Dieser setzt sich aus einem Offset der Signalumwandlung in der Kamera und der, in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen, additiven Verfälschung des Strahlungsflusses durch äußere Einflüsse zusammen.

Um eine Temperaturmessung mit der Infrarotkamera durchführen zu können, muß der tatsächliche Temperaturverlauf des Kamerabildes experimentell ermittelt werden. Dabei wird für Oberflächen verschiedener Temperaturen das Kamerasignal gemessen und damit eine Kalibrierkurve erstellt. Aus Abbildung 3.9 ist ersichtlich, daß sich der theoretische Verlauf des Signals  $S$  der Kamera in guter Näherung mit einem Polynom 2. Grades approximieren läßt:

$$S(T) = a_S + b_S T + c_S T^2. \quad (3.25)$$

Daher genügt es die Werte der Eichkurve für drei verschiedene Temperaturen zu messen. Die Umkehrfunktion von  $S$  liefert die gewünschte Kalibrierkurve  $T(S)$ , die einem gemessenen Signal der Kamera eine Temperatur zuordnet. Als Umkehrfunktion von  $S(T)$  wächst  $T$  mit der Wurzel des Signals  $S$  (3.25). Innerhalb des engen Temperaturbereiches der Objekte, die von der Kamera gemessen werden ( $\pm 10^\circ\text{C}$ ), kann die Wurzelfunktion auch als Polynom 2. Grades genähert werden. Dies ergibt den gesuchten Zusammenhang:

$$T(S) = a_T + b_T S + c_T S^2. \quad (3.26)$$

Die drei Messungen des Signals  $S$  für die Temperaturen  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  liefern das lineare Gleichungssystem

$$\begin{aligned} T_1 &= a_T + b_T S(T_1) + c_T [S(T_1)]^2 \\ T_2 &= a_T + b_T S(T_2) + c_T [S(T_2)]^2 \\ T_3 &= a_T + b_T S(T_3) + c_T [S(T_3)]^2 \end{aligned} \quad \text{bzw.} \quad \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & S(T_1) & [S(T_1)]^2 \\ 1 & S(T_2) & [S(T_2)]^2 \\ 1 & S(T_3) & [S(T_3)]^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_T \\ b_T \\ c_T \end{pmatrix}.$$

Die Parameter  $a_T$ ,  $b_T$  und  $c_T$  der Kalibrierkurve ergeben sich damit zu:

$$\begin{pmatrix} a_T \\ b_T \\ c_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & S(T_1) & [S(T_1)]^2 \\ 1 & S(T_2) & [S(T_2)]^2 \\ 1 & S(T_3) & [S(T_3)]^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{pmatrix}. \quad (3.27)$$

Bei einem Infrarotscanner wird mit einem einzelnen Sensorelement der Fläche  $dA$  die gesamte Fläche  $A$  der Bildebene abgescannt und so ein Bild erzeugt. In diesem Fall genügt es eine kleine Kalibrierquelle zu verwenden, da nur ein Sensorelement kalibriert werden muß. Gleichung (3.27) muß nur einmal gelöst werden.

Im Falle einer Infrarot-CCD-Kamera muß für jedes einzelne Sensorelement des Detektorarrays eine Kalibrierkurve bestimmt werden, da jedes einzelne einen Detektor mit unterschiedlicher Kennlinie darstellt. Die Parameter  $a_T$ ,  $b_T$  und  $c_T$  hängen daher von der Position  $\vec{x}$  eines Pixels im Kamerabild ab und aus (3.26) wird:

$$T(S(\vec{x})) = a_T(\vec{x}) + b_T(\vec{x}) S(\vec{x}) + c_T(\vec{x}) [S(\vec{x})]^2. \quad (3.28)$$

Für den Chip der Amber Radiance 1 Kamera mit  $256 \times 256$  Sensorelementen müssen 65,536 verschiedene Kalibrierkurven nach (3.27) berechnet werden.

Dies wurde in dem verwendeten Bildverarbeitungsprogramm<sup>1</sup> automatisiert: Für drei verschiedene Temperaturen werden jeweils 100 Bilder der Oberfläche des Kalibrierkörpers (siehe Abschnitt 3.3.1) aufgenommen. Diese werden gemittelt, um das Rauschen zu unterdrücken. Die drei Mittelwertbilder werden, zusammen mit drei weiteren Bildern, welche die mit einem Thermometer gemessene Temperatur der Oberfläche enthalten, abgespeichert. Um ein beliebiges Bild der Infrarotkamera in ein Temperaturbild umzurechnen, werden die drei Bildpaare als Stützpunkte einer quadratischen Interpolation verwendet, die nach (3.27) und (3.28) für jedes Pixel das Kamerasignal in eine Temperatur umrechnet (Operator `IpolPoly`, [Heurisko]).

Nach dieser Kalibrierung werden Inhomogenitäten im Bild korrigiert, da für jedes einzelne Pixel der tatsächlich empfangene Strahlungsfluß der tatsächlichen Temperatur zugeordnet wird. Wenn der Kalibrierkörper eine homogene Oberflächentemperatur hat, so zeigt jedes Pixel nach der Kalibrierung dieselbe Temperatur, wenn die Kamera auf eine andere homogene Oberfläche gerichtet wird. Es ist daher wichtig, die Oberflächentemperatur des Kalibrierkörpers über den gesamten, für die Kamera sichtbaren Bereich, homogen zu halten. Außerdem muß sie genau meßbar sein, um mit der Kamera eine quantitative Temperaturmessung durchführen zu können. Die Oberfläche des Kalibrierkörpers sollte weiterhin eine Emissivität  $\varepsilon \approx 1$  aufweisen, d. h. einen schwarzen Strahler so gut wie möglich approximieren. Nur so wird gewährleistet, daß die Kamera die Temperatur der Oberfläche sieht und nicht einen verfälschten Strahlungsfluß durch reflektierte Streustrahlung unbekannter Temperatur.

Diese Anforderungen haben zu der Entwicklung einer speziellen Kalibriereinrichtung geführt, die im folgenden vorgestellt wird.

### 3.3.1 Eigenentwicklung einer Kalibriereinrichtung

Zur quantitativen Temperaturkalibrierung von Infrarotdetektoren haben sich eine Reihe von Standards durchgesetzt. Das Ziel aller Entwicklungen ist es, einen schwarzen Strahler so genau wie möglich anzunähern. Nur dann ist gewährleistet, daß der emittierte Strahlungsfluß in seiner spektralen Zusammensetzung und Richtungsverteilung genau bekannt ist. Dies verhindert, daß schon bei der Kalibrierung eines Instrumentes die Temperatur der Kalibrierquelle falsch abgeschätzt wird. Eine Kalibrieroberfläche mit  $\varepsilon < 1$  würde den Bruchteil  $\varrho = (1 - \varepsilon)$  von Strahlung unbekannter Herkunft – und damit Strahlung eines Objektes unbekannter Temperatur – auf den Detektor reflektieren. Bei der Amber Radiance 1 Infrarotkamera wird vom Detektor selbst Strahlung bei einer Temperatur von 77 °C emittiert. Es muß bei der Kalibrierung daher unter allen Umständen vermieden werden, daß diese Strahlung vom Kalibrierkörper zurückreflektiert wird. Selbst bei einer niedrigen Reflektivität von  $\varrho = 0.02$  würde dies zu einem Fehler in der Temperaturkalibrierung von  $\Delta T \approx -1.5$  °C führen, unabhängig davon, wie genau die Temperatur des Kalibrierkörpers gemessen werden kann.

Die höchste bekannte Emissivität eines Materials liegt bei  $\varepsilon = 0.98$  für (angerautes) Graphit. Durch Beschichtung einer Oberfläche mit schwarzem Lack<sup>2</sup> wird der Wert  $\varepsilon = 0.97$  erreicht.

Um eine höhere Emissivität zu erreichen, macht man sich die Äquivalenz von Hohlraumstrahlung und Schwarzkörperstrahlung zu nutze. Durch einen geeignet geformten Hohlraum wird verhindert, daß Strahlung, die in seine Öffnung eindringt, diesen wieder verlassen kann, ohne vorher vielfach von seinen Innenwänden reflektiert zu werden. Der Anteil an reflektierter Strahlung reduziert sich so auf  $(\varrho^N)$  bei  $N$  Reflexionen, wobei  $\varrho$  die Reflektivität der Wände des Innenraums bezeichnet. Die gebräuchlichsten Formen für Hohlräume sind zylindrische und kegelförmige Bohrungen, sowie kugelförmige Hohlräume. Durch zusätzliche Blenden wird die Emissivität weiter verbessert.

Abbildung 3.10 zeigt die Prinzipskizze eines kommerziellen schwarzen Strahlers (engl. blackbody). Die Innenwände eines, nach außen thermisch isolierten Hohlraumes, werden durch Heizwicklungen auf eine kon-

<sup>1</sup>heurisko, Aeon Verlag & Studio, Hanau.

<sup>2</sup>Tetenal Kameralack, Heimann GmbH, Wiesbaden.

stante Temperatur gebracht. Diese wird durch ein Thermoelement im Inneren des Hohlraumes gemessen. Verschiedene Blenden dienen als zusätzliche Strahlungsfallen.

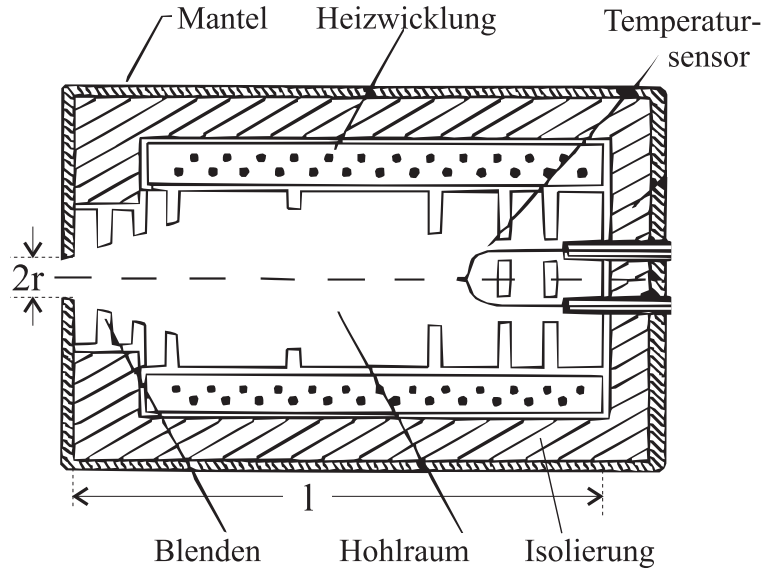


Abbildung 3.10: *Prinzipische Skizze eines kommerziellen schwarzen Strahlers [ORIEL, 86].*

Der entscheidende Parameter für die Emissivität des Hohlraumes ist das Verhältnis  $l/r$  der Tiefe  $l$  des Hohlraumes zum Radius  $r$  der Austrittsöffnung der Strahlung (Apertur). Für große Werte von  $l/r$  kann sogar für sehr kleine  $\varepsilon$  des Innenraumes eine effektive Emissivität  $\varepsilon \approx 1$  erreicht werden. Im Grenzfall  $r \rightarrow 0$  verhält sich jeder beliebig geformte Hohlraum wie ein schwarzer Strahler, unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit des Innenraumes. In [Wolfe, Zissis, 89] finden sich Tabellen und Kurven zur genauen Berechnung der Emissivität verschiedener Hohlräume.

Punktförmige schwarze Strahler lassen sich somit recht einfach erzeugen. Werden jedoch Strahlungsquellen mit ausgedehnter Apertur benötigt, muß die Tiefe des Hohlraumes entsprechend mit anwachsen. Man stößt schnell an eine Grenze, bei der sich die Innenwand nicht mehr auf einer homogenen Temperatur halten läßt. Steuer- und Regelmechanismen zur Konstanthaltung der Temperatur werden sehr aufwendig.

Dies führt dazu, daß die Kosten für schwarze Strahler mit ausgedehnter Apertur und hoher Emissivität sprunghaft anwachsen. Ein weiterer Kostenfaktor ist die oft gewünschte Eigenschaft, den Hohlraumstrahler auf verschiedene, vordefinierte Temperaturen einstellen zu können. Dies soll mit hoher Genauigkeit und mit geringer Zeitverzögerung möglich sein. Die Kosten für solche Temperaturstandards liegen zwischen 10.000.- und 50.000.- DM, wobei die Grenzen nach oben offen sind.

### Spezielle Anforderungen an eine Kalibriereinrichtung der CFT

Viele der oben genannten Eigenschaften eines idealen schwarzen Strahlers sind nach genaueren Überlegungen jedoch nicht immer erforderlich. Die genauen Anforderungen an eine ideale Kalibriereinrichtung für den speziellen experimentellen Aufbau der CFT-Maschine lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. *Große Apertur:* Um eine Infrarotkamera mit einem ausgedehnten Detektorarray (CCD) zu kalibrieren, muß sichergestellt sein, daß innerhalb des gesamten Kamerabildes nur die strahlende Fläche des Kalibrierkörpers abgebildet wird. Wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt wurde (Abb. 3.6), werden Objekte, die außerhalb des Öffnungswinkels der Kamera liegen, unscharf auf den CCD-Chip abgebildet, wenn sie nahe bei der Kamera sind. Dies gilt auch für den Rand der Kalibrierquelle. Die Oberfläche des

schwarzen Strahlers muß daher so groß sein, daß keine Temperaturverfälschungen durch Gegenstände unbekannter Temperatur zu erwarten sind. Im Falle der Radiance 1 Kamera muß die Kalibrierfläche, bei einem Abstand von 50 cm, einen Durchmesser von mindestens 10 cm haben (Abb. 3.6).

2. *Homogene Temperatur:* Wenn die Temperatur im Inneren des Kalibrierkörpers gemessen wird, muß sichergestellt sein, daß die Temperatur der Fläche, die die Kamera sieht, dieser Temperatur entspricht und über den gesamten Bildausschnitt homogen ist. In Abschnitt 3.2.1 wurde hergeleitet, daß nur unter dieser Bedingung ein schwarzer Strahler bei unscharfer Abbildung die gleiche Bestrahlungsstärke auf dem Detektor verursacht, wie bei scharfer Abbildung.
4. *Genauigkeit der Temperaturmessung:* Die Genauigkeit der Temperaturmessung geht linear in den Fehler der Kalibrierung ein. Die gesamte Temperaturkalibrierung ist nur so genau, wie die Temperatur der Kalibrierkörper bestimmt werden kann.
3. *Hohe Emissivität:* Um den Fehler durch reflektierte Strahlung vernachlässigbar zu machen, muß die Restreflektivität  $\rho$  der Kalibriereinrichtung minimiert werden. Um bei einer möglichen Reflexion der vom Detektor emittierten Temperaturstrahlung bei 77 K eine Genauigkeit der Kalibrierung von  $\Delta T < 0.1$  K zu erreichen, muß  $\varepsilon$  mindestens 0.999 sein. Eine zu kleine Emissivität führt schnell zu großen Fehlern.

Neben diesen, teilweise recht hohen Anforderungen, ergeben sich einige Vereinfachungen durch die experimentelle Anordnung:

1. *Temperaturkontrolle:* Bei dem zu untersuchenden Objekt handelt es sich um die Wasseroberfläche. Die Temperatur des Wasserkörpers weicht nur um wenige Grad von der Umgebungstemperatur ab und ändert seine Temperatur nur geringfügig mit der Zeit. Die genaueste Kalibrierung erhält man daher für eine Temperatur in der Nähe der Umgebungstemperatur und zwei weitere Temperaturen jeweils oberhalb und unterhalb der Umgebungstemperatur. Eine Anordnung, die Temperaturänderungen relativ zur Umgebungstemperatur erzeugt, regelt den Offset automatisch. Strahlungsverluste, wie sie bei heißen Kalibrierquellen auftreten, werden damit vermieden.

Da exakt drei Temperaturen benötigt werden, die immer bei der Umgebungstemperatur und um die gleiche Temperaturdifferenz oberhalb und unterhalb davon liegen, können diese im voraus festgelegt werden. Verwendet man drei verschiedene Kalibrierkörper, anstatt einen schwarzen Körper auf verschiedene Temperaturen zu bringen, erspart dies eine komplizierte Regelelektronik. Die Kalibrierkörper können eine hohe Wärmekapazität haben, da ihre Temperatur nicht schnell geändert werden muß. Damit wird es einfach, die Temperatur konstant zu halten. Es ist somit nicht notwendig, die Temperatur aufwendig zu regeln. Eine grobe Einstellung genügt, wenn die tatsächliche Temperatur genau gemessen werden kann.

2. *Geometrische Anordnung:* Für eine feste geometrische Anordnung der Infrarotkamera kann die Winkelverteilung der Emission des Kalibrierkörpers von der eines idealen schwarzen Strahlers abweichen. Es muß nur sichergestellt werden, daß unter dem Winkel  $\vartheta$  der Kamerablickrichtung, die Strahldichte der Kalibrierfläche der eines schwarzen Strahlers entspricht. Unter anderen Winkeln muß die Emission der Oberfläche nicht exakt bekannt sein. Dieses Vorwissen kann dazu benutzt werden, den Aufbau für einen bestimmten Winkel zu optimieren.

### Aufbau der Kalibriereinrichtung

Ausgehend von diesen Anforderungen wurde eine Kalibriereinrichtung für die CFT-Maschine entwickelt. Sie wurde dabei so konstruiert, daß sie im Gehäuse des Ozean-Instrumentes (siehe Kapitel 6) integriert werden

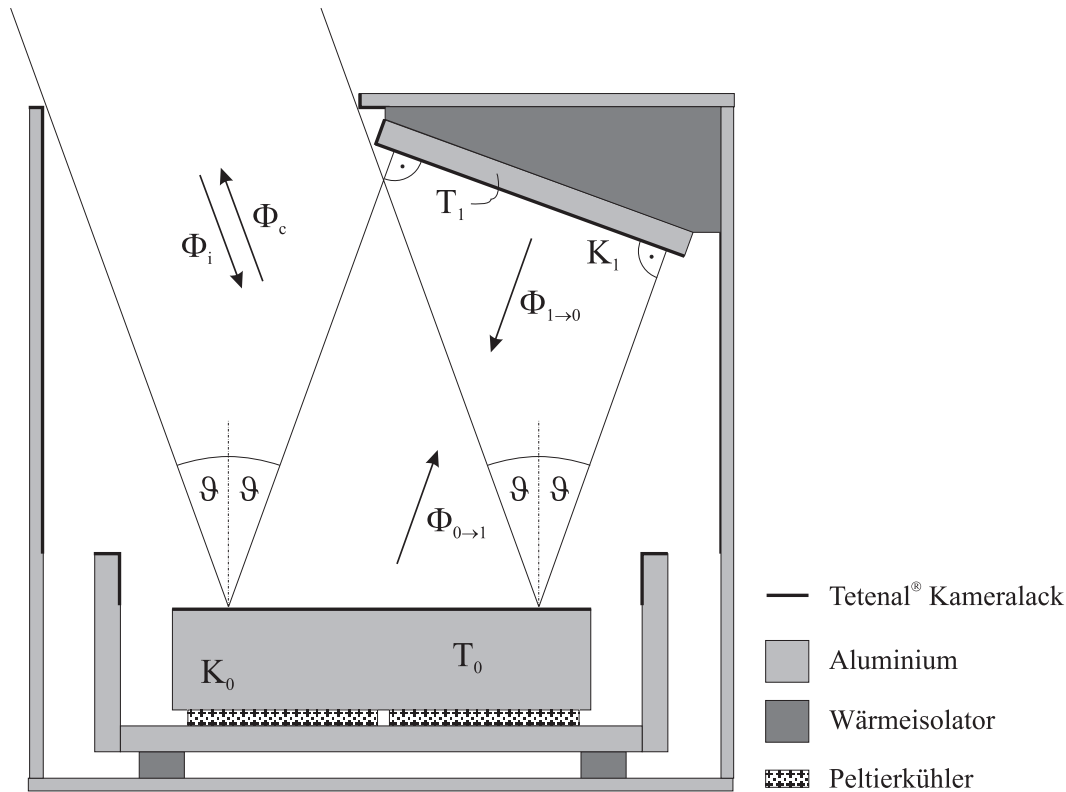


Abbildung 3.11: Querschnitt durch die Kalibriereinrichtung der CFT-Maschine. Man erkennt die geometrische Anordnung der Kalibrierkörper und des Referenzkörpers.

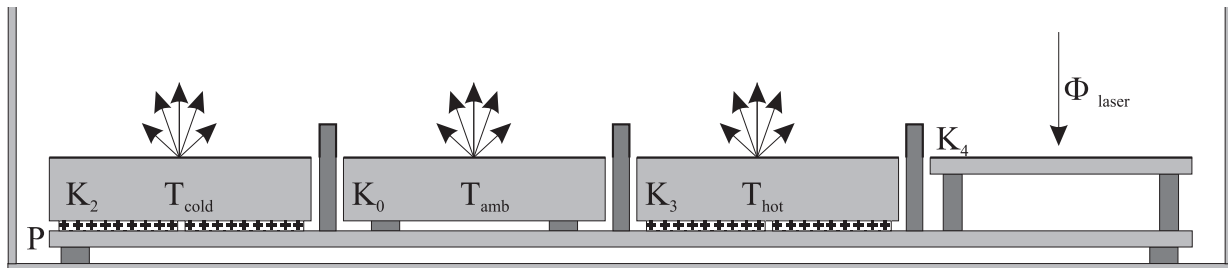


Abbildung 3.12: Längsschnitt durch die Kalibriereinrichtung der CFT-Maschine. Es ist nur der untere Teil mit den Kalibrierkörpern dargestellt. Der dünnere Aluminiumblock  $K_4$  dient zur Kalibrierung des Lasers (siehe Kapitel 6).

konnte. In den Abbildungen 3.11 und 3.12 ist jeweils ein Längs- bzw. Querschnitt durch die Kalibriereinrichtung dargestellt. Abbildung 3.13 zeigt eine dreidimensionale Visualisierung der geometrischen Anordnung innerhalb der Kalibriereinrichtung.

In einer Aluminiumbox befinden sich vier massive Aluminiumblöcke (Abb. 3.12). Drei davon haben identische Abmessungen, der vierte hat nur ein Viertel der Dicke, jedoch dieselbe horizontale Ausdehnung. Die Oberflächen der drei dicken Aluminiumblöcke  $K_0$ ,  $K_2$  und  $K_3$  stellen die eigentlichen Kalibrierflächen dar. Der mittlere Block  $K_0$  ist thermisch von allen anderen Teilen der Kalibriereinrichtung isoliert. Seine Temperatur unterscheidet sich daher nur unwesentlich von der Umgebungstemperatur  $T_a$ . Ändert sich die Temperatur der äußeren Box, kann nur durch direkte Strahlung Wärme zwischen ihm und der Box ausgetauscht werden.

Die beiden Blöcke  $K_2$  und  $K_3$  links und rechts davon werden gekühlt bzw. geheizt. Dies geschieht durch je einen Satz von vier Peltierelementen, die sich über die gesamte Unterseite der Kalibrierblöcke ausdehnen.



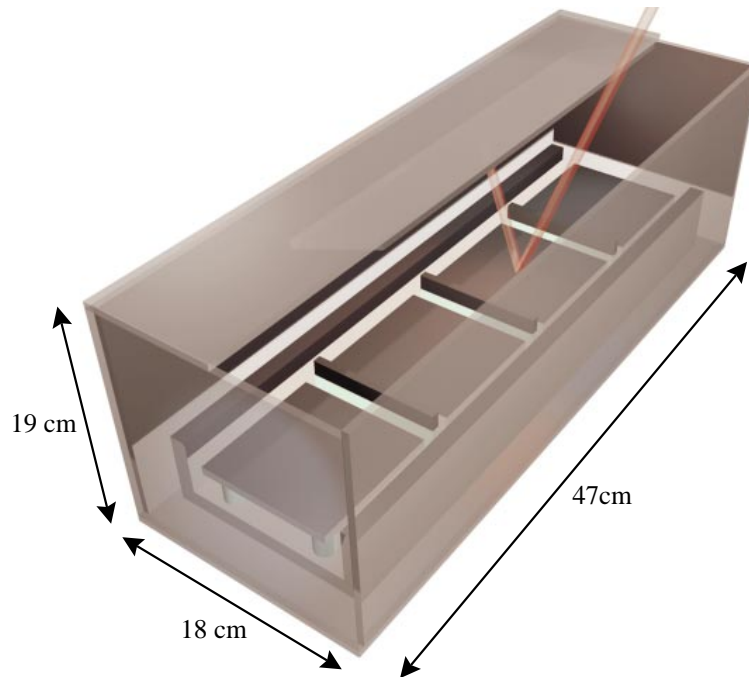


Abbildung 3.13: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.3 auf Seite 178) *Dreidimensionale Visualisierung der entwickelten Kalibriereinrichtung. Das transparent dargestellte Außengehäuse besteht aus Aluminium. Der Strahlengang der Infrarotkamera beim Kalibriervorgang ist als roter Strahl dargestellt. Unter der Deckenabdeckung ist der schräg montierte Referenzkörper zu erkennen. Die geschwärzten Bereiche des Innenraumes sind mit Tetenal Kameralack beschichtet, die hellen Bereiche weisen eine unbehandelte Aluminiumoberfläche auf. Der Blickwinkel zeigt den dünnen Laser Kalibrierblock auf der Frontseite. Die dickeren Kamerakalibrierblöcke liegen dahinter.*

Die vier Peltierelemente eines Blockes sind in Reihe geschaltet. Beide Peltierketten liegen an 2.5 V Versorgungsspannung, sind jedoch umgekehrt gepolt. Dadurch heizt die eine Kette und die andere kühlt. Beide Peltierketten sind auf der Unterseite mit derselben Aluminiumplatte  $P$  verbunden. Diese dient beiden als gemeinsames Wärmereservoir.

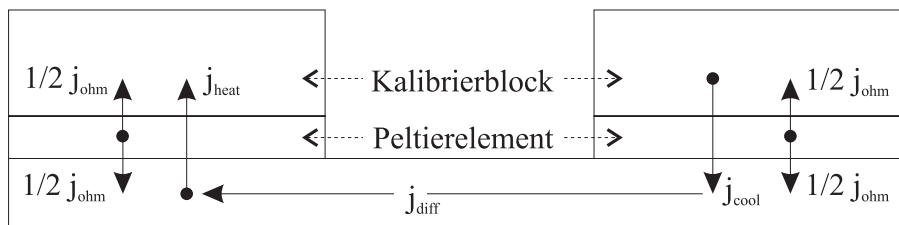


Abbildung 3.14: *Schematische Darstellung der Wärmefflüsse, die zwischen dem geheizten und dem gekühlten Kalibrierblock über die untere Aluplatte ausgetauscht werden. Die Peltierelemente dienen dabei als Wärmepumpen.*

Insgesamt wirken die Peltierkühler als Wärmepumpen. Abbildung 3.14 zeigt schematisch die verschiedenen Wärmefflüsse. Die heizende Peltierkette entzieht der unteren Platte  $P$  Wärme, die in den darüberliegenden Kalibrierkörper  $K_3$  transportiert wird ( $j_{heat}$ ). Die kühlenden Peltierelemente entziehen umgekehrt dem kalten Kalibrierblock  $K_2$  Wärme, die in die Aluplatte  $P$  gepumpt wird ( $j_{cool}$ ). Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Aluminium werden die Wärmequellen bzw. -senken schnell innerhalb der Platte  $P$  ausgeglichen ( $j_{diff}$ ). Dadurch ändert sich die Temperatur des Wärmereservoirs nur geringfügig. Dies verhindert wiederum, daß der mittlere Alublock  $K_0$  durch direkte Strahlung der darunterliegenden Platte aufgeheizt oder abgekühlt wird. Insgesamt wird, als Nettoeffekt, Wärme vom kalten in den warmen Kalibrierblock gepumpt. Die untere Platte  $P$  wirkt als Wärmeleiter, ohne sich dabei aufzuheizen.

Ein geringer Wärmeüberschuß wird dennoch erzeugt. Dieser stammt aus der Aufheizung der Peltierelemente selbst durch ihren Ohmschen Widerstand. Diese Restwärme heizt die untere Aluplatte  $P$  geringfügig gegenüber der Raumtemperatur auf ( $j_{ohm}$ ). Durch ihre große Masse und die hohe spezifische Wärmekapazität von Aluminium ist dies ein langsamer Vorgang. Die U-Form der Platte (Abb. 3.11) dient dabei als Kühlkörper. An den senkrechten Seitenwänden kann freie Konvektion stattfinden, die selbst geringe Temperaturdifferenzen zwischen der Platte und der umgebenden Luftschicht ausgleicht.

Ein Leistungsmerkmal von Peltierelementen macht sie besonders geeignet zum Einsatz in der Kalibriereinrichtung. Solange beide Seiten eines Peltierelementes dieselbe Temperatur haben, wird mit der maximalen elektrischen Leistung  $P = UI$  Wärme von der einen Fläche zur anderen gepumpt.  $U$  bezeichnet dabei die angelegte Versorgungsspannung und  $I$  den Strom, der sich aufgrund des Ohmschen Widerstandes einstellt. Mit steigender Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen den beiden Flächen wird eine Thermospannung erzeugt, die entgegengesetzt zur Versorgungsspannung gepolt ist. Dadurch sinkt der Strom und damit die Pumpleistung des Peltierelementes. Die maximal mögliche Temperaturdifferenz ergibt sich, wenn die Thermospannung die Größe der Versorgungsspannung erreicht und damit die angelegte Spannung vollständig kompensiert. Diese Eigenschaft ermöglicht es, die gewünschte Temperaturdifferenz mit der Versorgungsspannung zu regulieren. Ändert sich die Temperatur der geheizten, bzw. gekühlten Flächen durch Wärmeaustausch mit der Umgebung, so wird diese Temperaturdifferenz durch ein erneutes Ansteigen des Stroms wieder ausgeglichen. Beim Erreichen der Gleichgewichtstemperatur fließt somit nur noch der Strom, der zum Aufrechterhalten der Temperatur benötigt wird. Ein Peltierelement reguliert dadurch automatisch die Temperatur bei minimalem Leistungsverbrauch. Tabelle 3.1 zeigt die Temperaturen der drei Kalibrierblöcke nach ca. 2 Stunden Betriebszeit der Peltierelemente.

	$T$ [°C]	$\Delta T$ [°C]
gekühlt	12.03	-5.26
isoliert	17.29	0
geheizt	21.51	4.22

Tabelle 3.1: Temperaturen der Kalibrierkörper nach 2 Stunden Betrieb der Kalibriereinrichtung.

Da sich bei der oben beschriebenen Anordnung der Peltierkühler die Temperaturdifferenz immer relativ zur unteren Aluplatte  $P$  einstellt, reguliert diese automatisch den Offset der Temperaturdifferenz. Ihre Temperatur liegt nur unwesentlich höher als die Umgebungstemperatur. Dadurch werden immer drei Referenztemperaturen erzeugt, die im Bereich von  $\pm 5$  °C oberhalb und unterhalb der Umgebungstemperatur liegen.

### Genauigkeit der Temperaturmessung

Die Temperaturmessung erfolgt durch hochempfindliche Pt<sub>100</sub> Temperatursensoren, die sich in einer Bohrung in der Mitte der Aluminiumblöcke befinden. Durch Wärmeleitpaste wird ein guter Wärmekontakt zwischen dem Aluminiumblock und dem Temperaturfühler hergestellt. Die Meßgenauigkeit der Pt<sub>100</sub>-Sensoren liegt bei ca. 0.01 K. Die Genauigkeit der Temperaturmessung ergibt sich jedoch aus der Kalibrierung der Sensoren selbst. Diese wurde mit einem 1/10-Grad Thermometer durchgeführt. Eine absolute Temperaturkalibrierung ist daher nur mit dieser Genauigkeit möglich. Die relative Genauigkeit wird jedoch höher sein. Durch eine große Anzahl von Meßpunkten für die Kalibrierung der Pt<sub>100</sub>-Sensoren kann eine Ausgleichsgerade gefittet werden. Eine relative Temperaturkalibrierung ist daher mit einer Genauigkeit von bis zu 0.01 K möglich.

Da die Meßfühler in der Mitte des Kalibrierblocks angebracht sind, ergibt sich eine geringe Temperaturdifferenz zur Oberflächentemperatur des Blocks. Dieser Temperaturunterschied stellt sich aufgrund des Wärmeverlustes der Oberfläche durch Strahlungsaustausch mit der Umgebung ein. Der geheizte Block kühlt an der Oberfläche etwas ab, während der gekühlte Block sich an der Oberfläche geringfügig aufheizt. In

beiden Fällen wird dieser Wärmestrom  $j_s$  durch die Bodenfläche des Blocks vom Peltierelement nachgeliefert ( $j_b$ ). Dies ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Innerhalb des Blocks wird die Wärme durch Diffusion

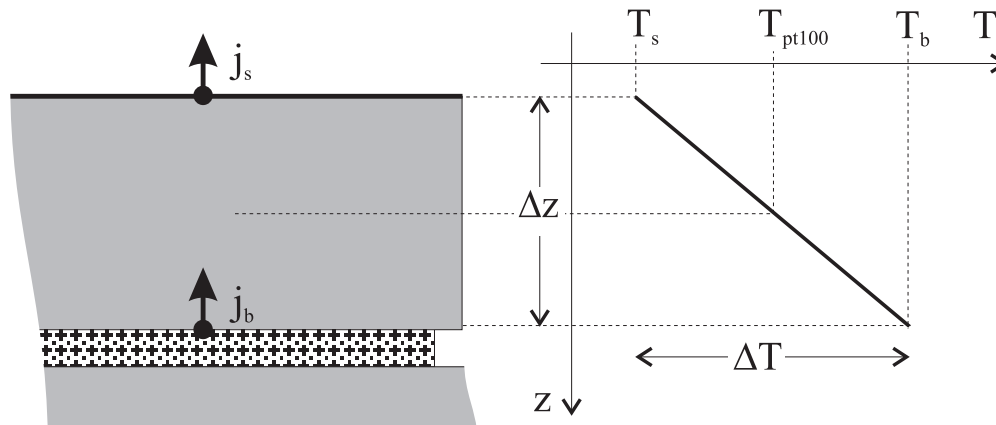


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung des Temperaturprofils, das sich durch Strahlungsaustausch  $j_s$  an der Oberfläche und den Wärmestrom  $j_b$  durch das Peltierelement einstellt. Die beiden Wärmeströme  $j_s$  und  $j_b$  sind im thermischen Gleichgewicht gleich groß.

weitergeleitet. Da durch jede beliebige Schicht innerhalb des Körpers der Diffusionsstrom  $j_{diff} = j_s = j_b$  transportiert wird, stellt sich ein linearer Temperaturgradient ein (Diffusionsgesetz, [Cranck, 93]).

Nach dem *Fickschen Gesetz* ergibt sich die Größe des Gradienten als:

$$j = -D \frac{dQ}{dz} = -D \rho c_A \frac{dT}{dz}. \quad (3.29)$$

Dabei bezeichnet  $j$  den Diffusions-Wärmestrom,  $T$  die Temperatur im Block und  $z$  die Koordinate senkrecht zur Oberfläche.  $D$  ist die Diffusionskonstante für Wärme in Aluminium,  $Q$  die transportierte Wärmemenge,  $\rho$  die Dichte von Aluminium und  $c_A$  die spezifische Wärme von Aluminium. Als Zahlenwerte:

$$\begin{aligned} D &= 0.66 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ \rho &= 2.71 \text{ g cm}^{-3} \\ c_A &= 0.96 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}. \end{aligned}$$

Zum Wärmestrom  $j$  trägt der Strahlungsverlust  $j_r$  der Oberfläche bei. Nach Gleichung (2.44) gilt für den Wärmefluß, den die Oberfläche der Fläche  $S$  abstrahlt:

$$\Phi = \sigma S \varepsilon_0 \varepsilon_1 (T_s^4 - T_a^4). \quad (3.30)$$

Der Geometriefaktor wurde dabei auf 1 gesetzt, da in die gesamte Umgebung abgestrahlt wird.  $T_a$  ist dabei die Temperatur der Umgebung,  $T_s$  die Temperatur der Oberfläche und  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann Konstante. Die Emissivitäten  $\varepsilon_0$  und  $\varepsilon_1$  haben durch die Oberflächenbeschichtung mit Tetenal Lack den Wert  $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 0.97$ . Für eine Temperaturdifferenz  $T_s - T_a$  von 5 K liefert (3.30) einen Wärmestrom  $j_r = d\Phi/dS$  von  $j \approx 26 \text{ Watt/m}^2$ .

Zusätzlich zu diesem Wärmestrom durch Strahlungsverluste ergibt sich noch ein Wärmeverlust durch Konvektion an der Oberfläche. Der Konvektions-Wärmestrom  $j_c$  ist proportional zur Temperaturdifferenz ( $T_s - T_a$ ) zwischen der Oberfläche und der Luftschicht direkt über der Oberfläche ([Jähne, 80], [Wolfe, Zissis, 89]):

$$j_c = k \rho_L c_L (T_s - T_a). \quad (3.31)$$

Die Proportionalitätskonstante  $k$  bezeichnet man als Transferkoeffizient bzw. Transfervgeschwindigkeit für Wärme in Luft. Sie hat die Dimension einer Geschwindigkeit. Bei den Größen  $\rho_L$  und  $c_L$  handelt es sich um die Dichte und die spezifische Wärme von Luft. Die Transfervgeschwindigkeit  $k$  hängt stark von der Strömungsgeschwindigkeit der Luft über der Oberfläche ab. Innerhalb der Kalibriereinrichtung kann sich eine Luftströmung nur durch freie Konvektion ausbilden. Für die horizontale Oberfläche der Kalibrierblöcke ist diese jedoch vernachlässigbar und es kann eine ruhende Luftschicht angenommen werden. Die Transfervgeschwindigkeit  $k$  läßt sich daher abschätzen zu  $k \approx 0.2 \text{ cm/s}$  [Jähne, 80]. Mit der Dichte  $\rho_L = 1.226 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$  und der spezifischen Wärme  $c_L = 1.01 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ergibt sich aus (3.31) der Wert  $j_c \approx 12.4 \text{ Watt m}^{-2}$  für eine Temperaturdifferenz von 5 K.

Der gesamte Wärmeverlust  $j$  an der Oberfläche des Kalibrierblocks ist damit  $j = j_r + j_c \approx 38.4 \text{ Watt m}^{-2}$ . Damit ergibt sich aus (3.29) der Temperaturgradient im Kalibrierblock zu:

$$\frac{dT}{dz} \approx 0.0022 \text{ K cm}^{-1}. \quad (3.32)$$

Für den Abstand zwischen Pt<sub>100</sub>-Sensor und Oberfläche von  $\Delta z = 1.3 \text{ cm}$  ergibt dies eine Temperaturdifferenz von nur  $\Delta T \approx 0.003 \text{ K}$ ! Die Oberflächentemperatur weicht also nur um wenige mK von der gemessenen Temperatur ab.

### Geometrische Anordnung der Kalibrierkörper

In Abbildung 3.11 ist ein Querschnitt durch die Kalibriereinrichtung an der Position eines beliebigen Kalibrierkörpers dargestellt. Der Aluminiumblock mit der Temperatur  $T_0$  ist so in der Box platziert, daß seine gesamte Oberfläche unter einem Blickwinkel von  $\vartheta = 20^\circ$  für die Kamera sichtbar ist. Der Strahlungsfluß, der in Richtung der Kamera fällt, wird mit  $\phi_c$  bezeichnet. Gleichzeitig fällt ein Strahlungsfluß  $\Phi_i$  unbekannter Herkunft unter demselben Winkel in die Öffnung.

Die Oberfläche der Kalibrierkörper ist mit Tetenal Kameralack beschichtet. Abbildung 3.16 zeigt die Winkelverteilung der Emissivität einer mit Tetenal beschichteten Oberfläche. Es ist erkennbar, daß die Emissivität

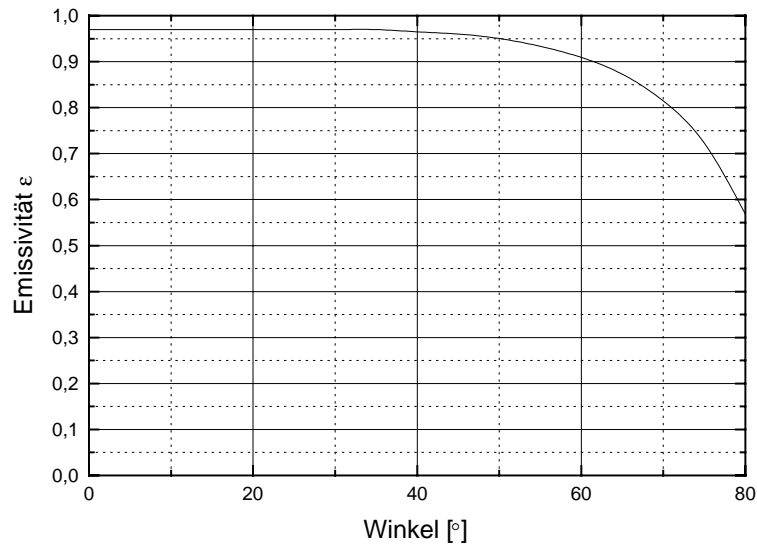


Abbildung 3.16: Winkelverteilung der Emissivität  $\varepsilon$  einer mit Tetenal Kameralack beschichteten Oberfläche für Wellenlängen zwischen 3 und 5  $\mu\text{m}$ .

$\varepsilon$  für Winkel bis  $40^\circ$  nahezu konstant ist, mit einem Wert von  $\varepsilon = 0.97$ . Innerhalb dieses Winkelbereiches verhält sich die Oberfläche der Kalibrierkörper wie ein Lambertischer Strahler. Für Winkel größer als  $40^\circ$  wird  $\varepsilon$  schnell kleiner.

Der Fluß  $\Phi_c$  setzt sich daher zu 97 % aus Temperaturstrahlung ( $\Phi_0$ ) der Oberfläche des Körpers  $K_0$  und zu 3 % aus reflektierter Strahlung zusammen. Der reflektierte Anteil der Strahlung wird von Oberflächen emittiert, die sich im Winkel von  $\vartheta = 20^\circ$  gegen die Flächennormale, vom Kalibrierkörper  $K_0$  aus gesehen, befinden. In dieser Richtung ist ein weiterer Aluminiumblock  $K_1$ , außerhalb des Strahlengangs der Kamera, befestigt. Die Temperatur von  $K_1$  wird mit weiteren Pt<sub>100</sub>-Sensoren im Inneren des Körpers gemessen und seine Oberfläche ist mit Tetenal beschichtet. Der Strahlungsfluß, den die Kamera empfängt, setzt sich somit aus

$$\Phi_c = \varepsilon \Phi_0 + \varrho \Phi_{1 \rightarrow 0} \quad (3.33)$$

zusammen, wobei  $\Phi_{1 \rightarrow 0}$  den Strahlungsfluß bezeichnet, der vom Körper  $K_1$  ausgeht und von  $K_0$  empfangen wird.  $\varepsilon$  und  $\varrho$  sind die Emissivität und die Reflektivität von Tetenal, mit  $\varepsilon = 0.97$  und  $\varrho = 1 - \varepsilon = 0.03$ .

Der Strahlungsfluß  $\Phi_{1 \rightarrow 0}$  setzt sich wiederum aus 97 % Temperaturstrahlung von  $K_1$  und weiteren 3 % reflektierter Strahlung zusammen. Da  $K_1$  senkrecht zum Strahlengang der Kamera steht, hat die reflektierte Strahlung in diesem Fall ihren Ursprung bei  $K_0$ :

$$\Phi_{1 \rightarrow 0} = \varepsilon \Phi_1 + \varrho \Phi_{0 \rightarrow 1}. \quad (3.34)$$

Bei  $\Phi_{0 \rightarrow 1}$  handelt es sich dabei ein weiteres Mal um 97 % Temperaturstrahlung, die von  $K_0$  in Richtung  $K_1$  emittiert wird. Die restlichen 3 % stammen in diesem Fall von der Strahlung  $\Phi_i$  unbekannter Herkunft:

$$\Phi_{0 \rightarrow 1} = \varepsilon \Phi_0 + \varrho \Phi_i. \quad (3.35)$$

Insgesamt ergibt sich damit für den Fluß  $\Phi_c$ :

$$\begin{aligned} \Phi_c &= \varepsilon \Phi_0 + \varrho [\varepsilon \Phi_1 + \varrho \Phi_{0 \rightarrow 1}] = \varepsilon \Phi_0 + \varrho \varepsilon \Phi_1 + \varrho^2 [\varepsilon \Phi_0 + \varrho \Phi_i] \\ &= \varepsilon [1 + \varrho^2] \Phi_0 + \varepsilon \varrho \Phi_1 + \underbrace{\varrho^3 \Phi_i}_{\approx 0}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Mit diesem Ergebnis läßt sich eine effektive Emissivität  $\varepsilon_e$  und eine effektive Reflektivität  $\varrho_e$  definieren:

$$\varepsilon_e = \varepsilon [1 + \varrho^2] + \varepsilon \varrho = 0.999973 \quad \varrho_e = \varrho^3 = 1 - \varepsilon_e = 0.000027. \quad (3.37)$$

Dies bedeutet nicht, daß es sich bei der Kalibriereinrichtung um einen grauen Strahler der Emissivität  $\varepsilon_e$  handelt. Die effektive Emissivität  $\varepsilon_e$  stellt vielmehr die Genauigkeit dar, mit der sich die Herkunft des Strahlungsflusses, der die Box verläßt, durch Kenntnis des internen Aufbaus rekonstruieren läßt, wenn die Temperaturen  $T_0$  und  $T_1$  bekannt sind. Durch die geometrische Anordnung des Kalibrierkörpers  $K_0$  und des Referenzkörpers  $K_1$  in Abbildung 3.11 wird erreicht, daß nur noch der Bruchteil  $\varrho_e = 2.7 \cdot 10^{-5}$  von einfallender Strahlung unbekannter Herkunft die Kalibriereinrichtung wieder verlassen kann. Durch nur eine zusätzliche Temperaturmessung im Referenzkörper wird es möglich, die tatsächlich emittierte Strahlung fast exakt zu rekonstruieren. Es läßt sich die *effektive Temperatur* eines schwarzen Strahlers errechnen, die den gemessenen Strahlungsfluß liefert. Der Fehler in der Rekonstruktion der effektiven Temperatur ergibt sich aus dem Fehler der Temperaturmessung selbst. Der Unsicherheitsfaktor durch Streustrahlung wird vernachlässigbar klein.

Dies macht nochmals den Unterschied zwischen der Genauigkeit der Temperaturmessung und der Emissivität des Kalibrierkörpers deutlich. Bei einer niedrigen Emissivität kann die Temperaturverfälschung durch Streustrahlung mehrere Kelvin betragen, selbst wenn die Temperatur der Oberfläche exakt gemessen werden kann. Durch eine Emissivität von  $\varepsilon \approx 1$  wird sichergestellt, daß die gemessene Temperatur der Oberfläche auch tatsächlich den gemessenen Strahlungsfluß liefert. Die Ungenauigkeit der Kalibrierung reduziert sich damit auf den Meßfehler der Temperatur.

### Berechnung der effektiven Schwarzkörpertemperatur

Nach Gleichung (3.36) ergibt sich der Strahlungsfluß  $\Phi_c$ , der insgesamt die Kalibrierfläche in Richtung der Kamera verläßt, zu:

$$\Phi_c(T_0, T_1) = \varepsilon [1 + \varrho^2] \Phi_0 + \varepsilon \varrho \Phi_1 \quad (3.38)$$

$$= \varepsilon [1 + \varrho^2] \int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_0)}{d\lambda} d\lambda + \varepsilon \varrho \int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_1)}{d\lambda} d\lambda. \quad (3.39)$$

Gesucht wird die Temperatur  $T_{BB}$  eines schwarzen Strahlers, die innerhalb des empfindlichen Wellenlängenbereiches der Kamera den gleichen Strahlungsfluß  $\Phi_c$  liefert:

$$\int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_{BB})}{d\lambda} d\lambda = \varepsilon [1 + \varrho^2] \int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_0)}{d\lambda} d\lambda + \varepsilon \varrho \int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_1)}{d\lambda} d\lambda. \quad (3.40)$$

Eine numerische Auswertung von (3.40) für beliebige Kombinationen der Temperaturen  $T_0$  und  $T_1$  zeigt jedoch, daß die folgende Beziehung gilt:

$$1 = \frac{\int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_{BB})}{d\lambda} d\lambda}{\varepsilon_0 \int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_0)}{d\lambda} d\lambda + \varepsilon_1 \int_{3\mu}^{5\mu} \frac{dL(\lambda, T_1)}{d\lambda} d\lambda} \approx \frac{\int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda, T_{BB})}{d\lambda} d\lambda}{\varepsilon_0 \int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda, T_0)}{d\lambda} d\lambda + \varepsilon_1 \int_0^{\infty} \frac{dL(\lambda, T_1)}{d\lambda} d\lambda}, \quad (3.41)$$

mit  $\varepsilon_0 = \varepsilon [1 + \varrho^2]$  und  $\varepsilon_1 = \varepsilon \varrho$ . Mit diesem Ergebnis vereinfacht sich (3.40) unter Verwendung des Stefan-Boltzmann Gesetzes zu

$$\sigma T_{BB}^4 = \sigma \varepsilon [1 + \varrho^2] T_0^4 + \sigma \varepsilon \varrho T_1^4 \quad (3.42)$$

und man erhält die effektive Schwarzkörpertemperatur

$$T_{BB} = [\varepsilon [1 + \varrho^2] T_0^4 + \varepsilon \varrho T_1^4]^{0.25}. \quad (3.43)$$

Diese Temperaturkorrektur muß für die 3 Kalibrierkörper durchgeführt werden. Für die Kalibrierung der Kamera bedeutet dies, daß aus den gemessenen Werten  $T_0$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  der 3 Kalibrierkörper und des Referenzkörpers die effektiven Schwarzkörpertemperaturen  $T_{BB}$  der 3 Kalibrierkörper nach (3.43) berechnet werden müssen. Diese 3 Temperaturen ersetzen die Temperaturen  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  in Gleichung (3.27). Mit dieser Korrektur der Temperaturen kann dann für jedes Pixel die Kalibrierkurve bestimmt werden.

### Allgemeine Bemerkungen

- Da der Referenzkörper  $K_1$  keine spezielle Temperatur haben muß, kann ein großer Aluminiumblock verwendet werden, der sich über die 3 Kalibrierblöcke ausdehnt. Die Temperatur innerhalb dieses Blocks wird an zwei verschiedenen Positionen gemessen, um Temperaturschwankungen innerhalb des Körpers abschätzen zu können.
- Um Reflexionen innerhalb der Box zu vermeiden, wurden alle Bereiche oberhalb der Oberfläche der Kalibrierkörper mit Tetenal Kameralack geschwärzt. Damit wird verhindert, daß Vielfachreflexionen unter beliebigen Winkeln ins Kamerabild gestreut werden. Nur so gilt die Überlegung zur Emissivität, die Reflexionen bis zu dritter Ordnung berücksichtigt.

- Alle Flächen, die sich unterhalb der Oberfläche der Kalibrierkörper befinden, werden nicht geschwärzt. Die Emissivität von unbehandeltem Aluminium hat den Wert  $\varepsilon = 0.09$ . Dadurch wird der Strahlungsverlust zwischen Oberflächen unterschiedlicher Temperatur vernachlässigbar ( $j_r \propto \varepsilon_1 \varepsilon_2 = 0.0081$ , Gleichung (3.30)). Zusätzlich befinden sich zwischen den Kalibrierkörpern noch Trennwände aus thermisch isolierendem, glasfaserverstärktem Kunststoff.
- Die Homogenität der Oberfläche der Kalibrierkörper wurde mit der Infrarotkamera gemessen. Es ergeben sich keine Temperaturfluktuationen, die meßbar größer als das Rauschsignal des Kamerabildes sind. Die Inhomogenität läßt sich damit nach oben hin durch die NE $\Delta$ T der Kamera abschätzen. Dies liegt daran, daß Aluminium eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Eventuelle Temperaturinhomogenitäten werden schnell ausgeglichen. Da die gesamte untere Fläche geheizt bzw. gekühlt wird, ergibt dies eine sehr gleichmäßige horizontale Temperaturverteilung an der Oberfläche.
- Der vierte, dünnere Aluminiumblock  $K_4$  dient zur Kalibrierung des Lasers. Dazu wird der Laser über eine Zeit  $\Delta t$  auf die Oberfläche dieses Blocks gefeuert. Aus der resultierenden Temperaturerhöhung, nach Ausschalten des Lasers, ergibt sich die deponierte Energie und damit die Leistung  $P$  des Lasers (siehe Kapitel 6).

Farbtafel 11.6 auf Seite 180 zeigt eine Sequenz von temperaturkalibrierten Bildern der Ozeanoberfläche. Die Temperaturkalibrierung wurde mit der beschriebenen Kalibriereinrichtung durchgeführt.

#### Technische Spezifikationen der Kalibriereinrichtung

		Bemerkungen
Apertur	10 cm	
Homogenität der Temperatur über die Apertur	< 0.025 K	
Absolute Temperaturgenauigkeit $T$	0.1 K	
Relative Temperaturgenauigkeit $\Delta T$	0.01 K	
Effektive Reflektivität $\rho_e$ (3–5 $\mu\text{m}$ )	< 0.0001	Blickwinkel 20°
Temperaturen	$T_{amb} \pm 5$ K	bei 5 V Spannung
	$T_{amb} \pm 10$ K	bei 10 V Spannung

Tabelle 3.2: Technische Spezifikationen der Kalibriereinrichtung.





## Kapitel 4

# Transportvorgänge an der Wasseroberfläche

Der Transport von Gasen über die Grenze zwischen Wasseroberfläche und Atmosphäre geschieht durch zwei prinzipielle Mechanismen: Diffusion und turbulente Konvektion. Während die Diffusion nur auf kleinen Skalen effektiv zum Transport beiträgt, führt Turbulenz zu einer Durchmischung über große Strecken. Direkt an der Luft–Wasser–Phasengrenze können keine Turbulenzwirbel existieren, die durch die Phasengrenze hindurchgreifen. Dort muß, innerhalb einer dünnen Schicht, der Transport ausschließlich durch Diffusion stattfinden. Mit zunehmender Entfernung von der Wasseroberfläche wächst der Einfluß von Turbulenz an und wird, ab einem bestimmten Abstand, der dominierende Transportterm.

Die gleichen Überlegungen gelten für den Transport von Wärme und Impuls. Der Transport eines Wasserelementes durch Strömung führt zu einem Transport aller darin enthaltenen Stoffe und des Wärmehaltes. Gleichzeitig findet durch Diffusion ein Austausch der Konzentrationen zwischen benachbarten Volumenelementen statt. Der viskose Transport von Impuls senkrecht zur Strömungsrichtung geschieht durch Reibung zwischen benachbarten Wasserschichten. Mit der Definition der molekularen Viskosität läßt sich dieser Vorgang analog zur Diffusion formulieren. Beim konvektiven Transport von Impuls ist die Strömung selbst die transportierte Größe. Dies führt zu einer quadratischen und damit nicht–linearen Abhängigkeit der Transportgleichung für Strömung – der *Navier–Stokes Gleichung* – von der Geschwindigkeit.

Die Dicke der Schicht unterhalb der Wasseroberfläche, in welcher der diffusive Transport den turbulenten überwiegt, wird als *Grenzschicht* bezeichnet. Abhängig vom transportierten Stoff werden die Begriffe *molekulare Grenzschicht* (Gase), *thermische Grenzschicht* (Wärme) und *viskose Grenzschicht* (Impuls) verwendet.

Ein bislang nicht vollständig gelöstes Problem ist die tatsächliche Struktur der Turbulenz an der Wasseroberfläche. Es zeigt sich, daß auch innerhalb der Grenzschicht Restturbulenz vorhanden ist und dort den Transport gegenüber reiner Diffusion stark beschleunigt. Im Gegensatz zur Diffusion hängt dieser turbulente Beitrag zum Gasaustausch stark von der Windgeschwindigkeit über der Wasseroberfläche ab. Beim Einsetzen von Wellen steigt die Gasaustauschrate, im Vergleich zu glatter Wasseroberfläche, sprunghaft an. Zur Beschreibung des Nettoeffektes der Turbulenz beim Transport eines Stoffes über die Grenzschicht werden verschiedene Modelle verwendet, die eine vereinfachte und linearisierte Näherung der physikalischen Wirklichkeit darstellen.

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Zusammenhänge der Transportvorgänge, die für die Messungen der vorliegenden Arbeit relevant sind, erläutert und zusammenfassend beschrieben. Dabei wird speziell auf den Transport von Wärme an der Wasseroberfläche eingegangen und die zur numerischen Simulation der Messung notwendigen Formeln hergeleitet. Im Gegensatz zu nicht–reaktiven Gasen ergeben sich bei Wärme Quellen– und Senkenterme innerhalb des Wasservolumens durch Absorption von Laserstrahlung beim Experiment und Verluste durch Emission langwelliger Strahlung. Direkt an der Wasseroberfläche liefern die

natürlichen Oberflächenflüsse durch den Transport sensibler und latenter Wärme veränderte Randbedingungen. Ausführliche und allgemeine Darstellungen der Theorie des Gasaustausches finden sich in [Jähne, 80], [Jähne, 85], [Münsterer, 93] und [Münsterer, 96].

## 4.1 Transportgleichung

Die *Transportgleichung* für eine orts- und richtungsunabhängige Diffusionskonstante  $D$  wird durch das 2. Fick'sche Gesetz gegeben:

$$\frac{\partial C(\vec{x}, t)}{\partial t} + \vec{u}(\vec{x}, t) \vec{\nabla} C(\vec{x}, t) = D \Delta C(\vec{x}, t). \quad (4.1)$$

Für Wärme in Wasser hat  $D$  den Wert  $D = 0.0014 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , bei einer Temperatur von  $20^\circ \text{C}$ . Mit  $C$  wird die Konzentration des transportierten Stoffes bezeichnet. Diese Gleichung gilt für den Transport eines Stoffes in einem quellen- und senkenfreien Medium. Es handelt sich dabei um eine lineare, partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung in der Konzentration. Das Geschwindigkeitsfeld der Strömung wird mit  $\vec{u}$  bezeichnet. Der Anteil des turbulenten Transportes ist im Konvektionsterm  $\vec{u} \vec{\nabla} C$  enthalten.

### 4.1.1 Transportgleichung für Wärme

Beim Transport von Wärme in Wasser stellt die Konzentration  $C$  die Wärmemenge  $Q$  pro Einheitsvolumen  $V$  dar. Diese ist, über die spezifische Wärme  $c_V$  und die Dichte  $\rho$  von Wasser, direkt mit der Temperatur  $T$  des Volumenelementes verknüpft:

$$C = \frac{Q}{V} = \rho c_V T. \quad (4.2)$$

Damit kann in der Transportgleichung (4.1) die Konzentration durch die Wassertemperatur ersetzt werden. Umgeschrieben in eine Bilanzgleichung ergibt sich aus (4.1) und (4.2) die zeitliche Änderung der Temperatur  $T(\vec{x}, t)$  an einem Punkt zu:

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} = D \Delta T(\vec{x}, t) - \vec{u}(\vec{x}, t) \vec{\nabla} T(\vec{x}, t). \quad (4.3)$$

Die Änderung der Temperatur setzt sich aus einem Anteil des diffusiven Transports von Wärme und einem konvektiven Anteil zusammen. Insgesamt verschwindet Wärme nicht, sie wird nur durch Diffusion oder durch die vorherrschende Strömung transportiert.

Falls in einem Volumenelement  $dV$  des Wasservolumens Wärmequellen oder -senken liegen, ändert sich dort die Temperatur zusätzlich. Wird Wärme mit einer Rate  $dQ(\vec{x}, t)/dt$  erzeugt oder in eine andere Form von Energie umgewandelt, dann ergibt sich die zeitliche Temperaturänderung insgesamt zu:

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} = \underbrace{D \Delta T(\vec{x}, t)}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\vec{u}(\vec{x}, t) \vec{\nabla} T(\vec{x}, t)}_{\text{Konvektion}} + \underbrace{(\rho c_V dV)^{-1} \frac{dQ(\vec{x}, t)}{dt}}_{\text{Quellen \& Senken}}. \quad (4.4)$$

Der Quellterm in Gleichung (4.4) ergibt sich aus der Absorption von Laserstrahlung (Abschnitt 4.3.1). Eine Senke für Wärme an der Wasseroberfläche stellt die Volumenemission langwelliger Strahlung dar (Abschnitt 4.3.2). Der Wärmeverlust durch sensiblen und latenten Wärmetransfer an der Oberfläche läßt sich in die Randbedingung an der oberen Grenze des Simulationsvolumens integrieren (Abschnitt 4.3.3). Gleichung (4.4) beschreibt das Transportproblem vollständig. Wäre das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  zu jedem Zeitpunkt bekannt, so könnte der Transport von Wärme daraus exakt berechnet werden.

Das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  ergibt sich aus der Lösung der *Navier–Stokes–Gleichung* für inkompressible Strömung:

$$\frac{\partial \vec{u}(\vec{x}, t)}{\partial t} + \left( \vec{u}(\vec{x}, t) \vec{\nabla} \right) \vec{u}(\vec{x}, t) = \nu \Delta \vec{u}(\vec{x}, t) + \vec{f}(\vec{x}, t) - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p(\vec{x}, t). \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet  $\nu$  die kinematische Zähigkeit,  $p$  den Druck und  $\vec{f}$  die Summe der angreifenden Kräfte pro Volumenelement. Die beiden rechten Terme stellen die Quellen und Senken der Geschwindigkeit dar, d. h. Beschleunigungen, die durch äußere Kräfte oder Druckgradienten hervorgerufen werden.

Die Navier–Stokes–Gleichung ist eine partielle, nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung in der Geschwindigkeit. Ein Vergleich von (4.4) und (4.5) zeigt, daß sich beide Gleichungen in ihrer Struktur sehr ähnlich sind. Beide stellen Transportgleichungen unter dem Einfluß von Diffusion (bzw. Viskosität für Geschwindigkeit) und Konvektion mit Quellen und Senken dar. Im Falle der Navier–Stokes–Gleichung ist die Geschwindigkeit der Strömung selbst die ‘transportierte’ Größe. Im Konvektionsterm tritt  $\vec{u}$  daher quadratisch auf. Diese Nichtlinearität führt dazu, daß Gleichung (4.5) analytisch nicht mehr allgemein lösbar ist.

Um dennoch Lösungen der Transportgleichung (4.4) unter dem Einfluß von Diffusion und Konvektion für die freie, wellenbewegte Wasseroberfläche angeben zu können, wird  $\vec{u}$  nach verschiedenen Modellen der Grenzschicht genähert. Im folgenden wird zunächst gezeigt, wie sich für gemittelte Konzentrationen (Temperaturen) und gemittelte Geschwindigkeiten der Konvektionsterm in einen Anteil des laminaren und einen Anteil des turbulenten Transportes aufspalten läßt. Der laminare Transportterm wird im weiteren Verlauf als bekannt angenommen. Anschließend werden drei verschiedene Modelle zur Näherung des turbulenten Transporttermes vorgestellt.

## 4.2 Modellierung des konvektiven Transports

Der Konvektionsterm in der Transportgleichung (4.4) enthält den Anteil der Temperaturänderung, der durch Wärmetransport in Strömungen hervorgerufen wird. Darin sind sowohl laminare als auch turbulente Strömungen enthalten. Wäre das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  der Strömung zu jedem Zeitpunkt und an jedem Punkt exakt bekannt, so könnte das Transportproblem vollständig gelöst werden.

Um eine Näherungslösung für gemittelte Temperaturverteilungen zu erhalten, wird sowohl das Geschwindigkeitsfeld, als auch die Temperatur in einen mittleren und einen fluktuierenden Anteil aufgespalten ([Jähne, 80]):

$$\vec{u} = \bar{\vec{u}} + \delta \vec{u} \quad \text{bzw.} \quad T = \bar{T} + \delta T. \quad (4.6)$$

Die fluktuierenden Größen  $\delta \vec{u}$  und  $\delta T$  stellen statistische Schwankungen der Temperatur und des Strömungsfeldes um die Erwartungswerte  $\bar{\vec{u}}$  und  $\bar{T}$  dar:

$$\langle \vec{u} \rangle = \bar{\vec{u}} \quad \text{bzw.} \quad \langle T \rangle = \bar{T} \quad \text{und} \quad \langle \delta \vec{u} \rangle = 0 \quad \text{bzw.} \quad \langle \delta T \rangle = 0. \quad (4.7)$$

Der Konvektionsterm der Transportgleichung (4.4) läßt sich zunächst allgemein umformen. Mit der Identität  $\vec{\nabla}(\vec{u}T) = \vec{u} \vec{\nabla}T + T \vec{\nabla}\vec{u}$  ergibt sich für inkompressible (divergenzfreie) Strömungen ( $\vec{\nabla}\vec{u} = 0$ ):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \Delta T - \vec{\nabla}(\vec{u}T) + (\rho c_V dV)^{-1} \frac{dQ}{dt}. \quad (4.8)$$

Nach Einsetzen von (4.6) in (4.8) und Mittelung der Gleichung auf beiden Seiten, ergibt sich ([Jähne, 80]):

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = D \Delta \bar{T} - \underbrace{\vec{\nabla}(\bar{\vec{u}}\bar{T})}_{\text{laminar}} - \underbrace{\vec{\nabla}\langle \delta \vec{u} \delta T \rangle}_{\text{turbulent}} + (\rho c_V dV)^{-1} \frac{d\bar{Q}}{dt}. \quad (4.9)$$

Dies stellt die Transportgleichung für die gemittelten Größen dar. Die fluktuierenden Größen fallen bei einer Mittelung fast vollständig weg. Als einziger Beitrag bleibt der sogenannte *Korrelationsterm*  $\vec{\nabla} \langle \delta \vec{u} \delta T \rangle$  übrig. Er beschreibt den Beitrag zum Transport, der durch statistische Fluktuationen geleistet wird. Für stationäre Prozesse, die ein thermisches Gleichgewicht erreicht haben, entspricht die Mittelung  $\langle \cdot \rangle$  einer zeitlichen Mittelung und die Größen  $\bar{u}$  und  $\bar{T}$  stellen zeitliche Mittelwerte an einem Punkt des Meß- bzw. Simulationsvolumens dar. Für quellenfreie Prozesse, d. h.  $d\bar{Q}/dt = 0$ , gilt in diesem Fall  $\partial\bar{T}/\partial t = 0$ . Bei der Simulation des Aufheizens und Abkühlens der Wasseroberfläche unter dem Einfluß von Wärmequellen und -senken handelt es sich um einen dynamischen Vorgang, dessen zeitlicher Verlauf rekonstruiert werden soll. Eine zeitliche Mittelung ergibt hierbei wenig Sinn. Vielmehr muß die Messung mehrmals wiederholt werden, wobei die Randbedingungen immer die gleichen sein müssen. Der Laser muß jeweils zu einem definierten Zeitpunkt für die gleiche Zeitdauer feuern. Unter diesen Bedingungen ergibt eine statistische Mittelung der Temperaturverteilungen verschiedener Messungen, zu jeweils demselben Zeitpunkt während der Messung, einen Erwartungswert für die mittlere, zeitliche Entwicklung nach Einschalten des Lasers (Kapitel 8.1).

Die Mittelung  $\langle \cdot \rangle$  der Größen in Gleichung (4.9) entspricht daher dem statistischen Mittel der Meßgrößen zu einem Zeitpunkt  $t$  nach Beginn der Messung. Da die Strömung  $\vec{u}$  durch die physikalischen Prozesse an der Wasseroberfläche vorgegeben ist, kann sie nicht im Takt der Messung an- bzw. abgeschaltet werden. Die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$  der Strömung entspricht dem zeitlichen Mittelwert einer stationären Strömung. Statistische Schwankungen, die zum Netto-Transport beitragen, sind im Korrelationsterm  $\vec{\nabla} \langle \delta \vec{u} \delta T \rangle$  enthalten. Dieser Term stellt daher den Beitrag der Turbulenz zum Wärmetransport in der Grenzschicht dar.

Durch den Ansatz (4.6) spaltet sich der Konvektionsterm der Transportgleichung, für gemittelte Größen, in einen Anteil des laminaren Transports und einen Anteil des turbulenten Transports auf, die getrennt voneinander modelliert werden können.

#### 4.2.1 Modellierung des laminaren Transportterms

Für das laminare Geschwindigkeitsfeld wird eine eindimensionale Scherströmung an der Wasseroberfläche angesetzt:

$$\bar{\vec{u}} = \begin{pmatrix} u_x(z) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{mit} \quad u_x(z) = u_s - mz. \quad (4.10)$$

Das gemittelte Geschwindigkeitsfeld besteht nur aus einer Komponente in horizontaler Richtung, die linear mit der Tiefe abnimmt. Diese Richtung stimmt mit der Windrichtung überein und wird willkürlich mit der x-Achse des verwendeten Koordinatensystems gleichgesetzt.

Das vereinfachte Geschwindigkeitsprofil nach (4.10) ist innerhalb der thermischen Grenzschicht mit einer Dicke von  $200 \mu\text{m}$  bis  $1 \text{ mm}$  näherungsweise gültig. Ausgehend von der Driftgeschwindigkeit  $u_s$  der obersten Wasserschicht, nimmt die Geschwindigkeit zunächst linear mit der Tiefe ab, flacht dann jedoch ab und geht in das bekannte logarithmische Geschwindigkeitsprofil über. Für große Tiefen geht  $u_x$  gegen Null. Der Übergang vom linearen in das logarithmische Profil erfolgt stetig. Der lineare Verlauf läßt sich jedoch näherungsweise bis in eine Tiefe, die der Dicke der viskosen Grenzschicht entspricht, fortsetzen. Diese beträgt bei Windwellen etwa  $1$  bis  $2 \text{ mm}$  ([Jähne, 80], [Dieter et al., 95], [Hering, 96]). Die Eindringtiefe  $\zeta$  für Strahlung, die von der Kamera detektiert werden kann ( $3$ - $5 \mu\text{m}$ ), liegt zwischen  $1$  und  $100 \mu\text{m}$ . Innerhalb dieser – für die Kamera sichtbare – Wassertiefe ist das lineare Profil daher eine gute Näherung der physikalischen Realität.

Mit (4.10) ergibt sich der laminare Konvektionsterm in Gleichung (4.9) zu:

$$-\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{lam} = \vec{\nabla}(\bar{\vec{u}} \bar{T}) = \bar{\vec{u}} \vec{\nabla} \bar{T} + \bar{T} \vec{\nabla} \bar{\vec{u}} = u_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = (u_s - mz) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}. \quad (4.11)$$

Für eine horizontal homogene Temperaturverteilung wird dieser Term Null. Da der Laser während der Messung die Wasseroberfläche nur lokal aufheizt, ist diese Bedingung nicht erfüllt und der Beitrag der laminaren Konvektion (4.11) muß bei der Simulation der Laser-Anklingkurven (Kapitel 5) berücksichtigt werden.

Zur Durchführung der Simulation der Vorgänge in der Grenzschicht (Kapitel 5) muß der Geschwindigkeitsgradient  $m = -\partial u_x / \partial z$  der Grenzschicht für unterschiedliche Windgeschwindigkeiten bekannt sein. Dieser ist direkt proportional zur *viskosen Schubspannung*  $\tau_w$  im Wasser:

$$\tau_w = \eta_w \frac{\partial u_x}{\partial z}. \quad (4.12)$$

Dabei bezeichnet  $\eta_w$  die molekulare Viskosität von Wasser. Bei einer Temperatur von 20°C hat sie den Wert  $\eta_w = 0.001025 \text{ Kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Mit der Definition der *wasserseitigen Schubspannungsgeschwindigkeit*  $u_{*,w}$  ([Jähne, 80])

$$u_{*,w}^2 = \frac{\tau_w}{\rho_w}, \quad (4.13)$$

ergibt sich für den Geschwindigkeitsgradienten:

$$m = \frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{\rho_w}{\eta_w} u_{*,w}^2 = \frac{u_{*,w}^2}{\nu_w}. \quad (4.14)$$

Die Konstante  $\nu_w = \eta_w / \rho_w$  wird als *dynamische Zähigkeit* von Wasser bezeichnet. Mit der Dichte  $\rho_w$  von Wasser nimmt sie bei 20°C den Wert  $\nu_w = 0.01025 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  an. Sie entspricht der Diffusionskonstanten für Impuls senkrecht zur Strömungsrichtung (4.5). Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  beschreibt den vom Wind induzierten Impulsfluß in den Wasserkörper.

Der Geschwindigkeitsgradient an der Wasseroberfläche ergibt sich demnach direkt aus der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  in Wasser. Diese muß experimentell bestimmt werden. Aus Messungen verschiedener Autoren ergaben sich, sowohl für die Windkanäle in Delft und Heidelberg, als auch für den Ozean, heuristische Formeln, nach denen  $u_{*,w}$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten  $u_a$  abgeschätzt werden kann. Diese sind im folgenden aufgelistet:

### 1. Windkanal Heidelberg, Institut für Umweltphysik ([Reinelt, 94], [Kandlbinder, 94]):

Die *wasserseitige* Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  ergibt sich zu

$$u_{*,w} = (0.127 \pm 0.01) u_a + (0.0036 \pm 0.0005) u_a^2 + (0.0006 \pm 0.0001) u_a^3. \quad (4.15)$$

Dabei gilt für die Einheiten:  $[u_{*,w}] = 1 \text{ cm/s}$  und  $[u_a] = 1 \text{ m/s}$ .

### 2. Windkanal Delft, Delft Hydraulics ([Reinelt, 94]):

Die *luftseitige* Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,a} [m/s]$  ergibt sich zu

$$u_{*,a} = 0.019878 + 0.023546 u_a + 0.002028 u_a^2. \quad (4.16)$$

Durch das Verhältnis der Dichten von Luft  $\rho_a = 1.293 \text{ Kg m}^{-3}$  und Wasser  $\rho_w = 1000 \text{ Kg m}^{-3}$  läßt sie sich in die wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit umrechnen:

$$u_{*,w} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} u_{*,a}. \quad (4.17)$$

### 3. Ozean ([Jähne, 80]):

Der Impulseintrag durch den Wind, über Rauigkeiten an der Wasseroberfläche, führt zu einem Anstieg der Schubspannungsgeschwindigkeit. Der Dragkoeffizient  $c_{10}$  verknüpft die Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  in 10 m Höhe mit der luftseitigen Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,a}$ :

$$c_{10} = \left( \frac{u_{*,a}}{u_{10}} \right)^2. \quad (4.18)$$

Für den Ozean gibt [Coantic, 78] eine Näherungsformel für  $c_{10}$  an:

$$c_{10} \approx (1 + 0.05 u_{10}) 10^{-3}. \quad (4.19)$$

Die luftseitige Schubspannungsgeschwindigkeit ergibt sich damit zu

$$u_{*,a} = \sqrt{(1 + 0.05 u_{10})} 10^{-\frac{3}{2}} u_{10} \quad (4.20)$$

und für die wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit erhält man

$$u_{*,w} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} u_{*,a}. \quad (4.21)$$

Mit diesen Näherungslösungen für die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  läßt sich der Geschwindigkeitsgradient der Scherströmung an der Wasseroberfläche nach Gleichung (4.14) abschätzen. Tabelle A.4 zeigt eine Gegenüberstellung der daraus berechneten Schubspannungsgeschwindigkeiten und Geschwindigkeitsgradienten für die beiden Windkanäle und den Ozean. Beim Vergleich der Werte muß berücksichtigt werden, daß die Windgeschwindigkeiten in unterschiedlichen Höhen über der Wasseroberfläche gemessen wurden. Für den Ozean stellt die Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  in 10 m Höhe einen allgemein üblichen Referenzwert dar. Die Anemometer im Heidelberger und Delfter Windkanal befinden sich in ca. 30 cm und 150 cm Höhe über der Wasseroberfläche.

Die Driftgeschwindigkeiten  $u_s$ , die zur Berechnung des laminaren Konvektionsterms (4.11) der Transportgleichung benötigt werden, müssen experimentell bestimmt werden. Für den Windkanal der Delft Hydraulics und für den Heidelberger Windkanal wurden sie von [Reinelt, 94] gemessen. Für den Ozean fehlen zuverlässige Daten. Daher werden zur Simulation die Driftgeschwindigkeiten des Delfter Kanals verwendet (Tabelle A.3). Die Werte des Heidelberger Kanals lassen sich nicht mit dem Ozean vergleichen, da im zirkularen Kanal der gesamte Wasserkörper in Rotation versetzt wird.

## 4.2.2 Modellierung des turbulenten Transportterms

Zur Modellierung des turbulenten Konvektionsterms  $\vec{\nabla} \langle \delta \vec{u} \delta T \rangle$  in der Transportgleichung (4.9) haben sich verschiedene Modelle etabliert, die eine linearisierte Näherung der physikalischen Realität darstellen. Im folgenden werden drei Ansätze vorgestellt, die häufig zur Beschreibung des Nettoeffektes von Turbulenz in Transportvorgängen eingesetzt werden. Dies sind das *Filmmodell*, das *Diffusionsmodell* und das *Oberflächenerneuerungsmodell*. Ausführliche Herleitungen der einzelnen Modelle finden sich bei [Jähne, 80] und [Münsterer, 96].

### Filmmodell

Das Filmmodell ist die einfachste Möglichkeit den Einfluß der Turbulenz zu beschreiben. Es geht davon aus, daß innerhalb der Grenzschicht an der Wasseroberfläche keine Turbulenz vorhanden ist. Der einzige Beitrag zum Transport wird durch laminare Konvektion und Diffusion geleistet. Unterhalb der Grenzschicht schließt sich direkt der gut durchmischte Wasserkörper an, in welchem die Turbulenz vollständig ausgebildet ist.

Ein rein diffusiver Transport durch die Grenzschicht wird in jedem Fall eine zu kleine Transfargeschwindigkeit liefern. Jede Form von Restturbulenz innerhalb der Grenzschicht wird den Transport stark beschleunigen. Das Filmmodell liefert daher eine untere Grenze für die tatsächliche Austauschrate.

### Turbulentes Diffusionsmodell

Das *turbulente Diffusionsmodell* (engl. Small Eddy Modell) geht davon aus, daß der Beitrag der Turbulenz durch kleine Wirbel geleistet wird, deren Größe und Stärke bei Annäherung an die Wasseroberfläche abnimmt. Unter dieser Annahme läßt sich der Korrelationsterm in (4.9) analog zur Diffusion formulieren

$$\langle \delta \bar{u} \delta T \rangle = -K(z) \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (4.22)$$

wobei  $K(z)$  einen tiefenabhängigen, *turbulenten Diffusionskoeffizienten* darstellt. Die Zunahme der Turbulenz mit der Wassertiefe kann durch einen ansteigenden Koeffizienten  $K(z)$  modelliert werden. In dieser Betrachtungsweise wird implizit vorausgesetzt, daß der turbulente Transport auf räumlichen Skalen abläuft, die wesentlich kleiner sind als die Auflösung der Temperaturverteilung. Im Mittel wirkt sich dies wie eine beschleunigte Diffusion aus.

Mit dem Ansatz (4.22) ergibt sich der turbulente Transportterm zu

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{turb} = -\vec{\nabla} \langle \delta \bar{u} \delta T \rangle = \frac{\partial}{\partial z} K(z) \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (4.23)$$

Er stellt das Analogon zum 2. Fick'schen Gesetz für eine turbulente, tiefenabhängige Diffusionskonstante dar. Der Transport verläuft dabei eindimensional in Tiefenrichtung. Die Tiefenabhängigkeit der Diffusionskonstanten  $K(z)$  wird üblicherweise in einem Potenzansatz modelliert:

$$K(z) = \alpha z^m, \quad \text{mit } m \geq 2. \quad (4.24)$$

Welcher Exponent  $m$  den Transportvorgang am besten beschreibt, muß experimentell ermittelt werden.

### Oberflächenerneuerungsmodell

Das *Oberflächenerneuerungsmodell* (engl. surface renewal model) beruht auf der Annahme, daß Teile der Grenzschicht periodisch durch Flüssigkeitselemente aus dem gut durchmischten Wasserkörper (engl. bulk) unterhalb der Grenzschicht ersetzt werden. Dies geschieht durch Turbulenzwirbel, die bis in die Grenzschicht reichen. Die Grenzschicht wird dadurch statistisch erneuert und ein einzelnes Flüssigkeitselement der Grenzschicht hat nur eine endliche *Lebensdauer*  $\tau$ , bevor es durch Tiefenwasser ersetzt wird.

Im klassischen Oberflächenerneuerungsmodell ([Higbie, 35]) ist diese Lebensdauer unabhängig von der Tiefe innerhalb der Grenzschicht. Erweiterungen des Modells ([Dankwerts, 51], [Dankwerts, 70]) führen eine tiefenabhängige Lebensdauer ein, die berücksichtigt, daß der Einfluß der Turbulenz mit zunehmender Tiefe stärker wird.

Als Nettoeffekt, für den turbulenten Anteil des Transports von Wärme durch die Grenzschicht, ergibt sich eine *Erneuerungsrate*  $\gamma = \tau^{-1}$ , mit der die Grenzschicht durch Tiefenwasser der Temperatur  $T_b$  ersetzt wird. Im statistischen Mittel verschwindet somit, pro Zeiteinheit, der Bruchteil  $\gamma$  der Konzentrations- bzw. Temperaturdifferenz zwischen einem Wasserelement in der Grenzschicht und dem Tiefenwasser:

$$-\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right|_{turb} = \vec{\nabla} \langle \delta \bar{u} \delta T \rangle = \gamma (\bar{T} - T_b) = \tau^{-1} (\bar{T} - T_b). \quad (4.25)$$

In Gleichung (4.25) wurde eine tiefenunabhängige Erneuerungsrate angesetzt. Diese Annahme der klassischen Surface Renewal Theorie mag physikalisch nicht sinnvoll erscheinen. Messungen von [Reinelt, 94] und [Asher, Pankow, 91] haben jedoch gezeigt, daß sich Transportvorgänge durch die Grenzschicht in sehr guter Näherung mit dem klassischen Modell beschreiben lassen. Theoretische Berechnungen mit dem Filmmmodell oder dem Small Eddy Modell liefern schlechtere Ergebnisse ([Reinelt, 94]). Es zeigt sich, daß das klassische Surface Renewal Modell eine sehr vereinfachte Darstellung der wirklichen, physikalischen Vorgänge liefert,

jedoch für die gemittelten Transportvorgänge gute Vorhersagen ergibt. Aufgrund der linearen Näherung des turbulenten Transportterms kann es in einer Simulation sehr leicht implementiert werden (Kapitel 5.3.2).

Ein weiterer Grund für die bevorzugte Wahl des Surface Renewal Modells ist die direkte Beobachtung von Erneuerungseffekten. In Thermographiebildern der Wasseroberfläche ist zu erkennen, daß Teile der Wasseroberfläche in unregelmäßigen Abständen durch Wasser konstanter Temperatur ersetzt werden. Weiterhin treten auf der Ozeanoberfläche statistische Temperaturmuster auf, die sich nur durch vertikale, schnelle Mischungsprozesse auf Skalen von einigen Millimetern bis Zentimetern erklären lassen. Auf dieses Phänomen wird in Kapitel 8.2 weiter eingegangen. Eine ähnliche Beobachtung wird in [Münsterer, 96] für Konzentrationsprofile von Gasen innerhalb der molekularen Grenzschicht vorgestellt. An der Wasseroberfläche treten Fluktuationen der Gaskonzentration auf, die sich durch keines der Diffusionsmodelle (Film- bzw. Small Eddy Modell) erklären lassen.

## 4.3 Berechnung der Quellen und Senken

### 4.3.1 Absorption von Laserstrahlung

Wie in Kapitel 6.1.1 gezeigt wird, hat die horizontale Verteilung der Laserleistung  $P$ , beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche, einen gaußförmigen Querschnitt der Form

$$P(x, y, z = 0) = P_0 \exp\left(\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.26)$$

mit einer Breite  $\sigma \approx 5$  mm (6.1). Die Laserstrahlung dringt in die Wasseroberfläche ein und wird dort mit zunehmender Tiefe absorbiert. Nach Gleichung (2.34) ergibt sich die Leistung an einem beliebigen Punkt  $(x, y)$  in einer Tiefe  $z$  zu

$$P(x, y, z) = P(x, y, z = 0) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right). \quad (4.27)$$

Die Eindringtiefe  $\zeta$  der Strahlung bei  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  beträgt  $\zeta = 11.5 \mu\text{m}$  (Tabelle A.1). Aus (4.26) und (4.27) erhält man insgesamt die Verteilung der Laserleistung in einem Wasservolumen als

$$P(x, y, z) = P_0 \exp\left(\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right). \quad (4.28)$$

Der Parameter  $P_0$  läßt sich aus der Normierung berechnen. Die im gesamten Wasservolumen deponierte Leistung muß der Gesamtleistung des Lasers ( $P_{ges} = 17.3$  Watt) entsprechen:

$$P_{ges} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} P_0 \exp\left(\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) dz dy dx. \quad (4.29)$$

Mit den beiden Integralen ([Gradshteyn, Ryzhik, 80])

$$\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) dz = \zeta \quad \text{und} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) dx = \sqrt{2\pi} \sigma,$$

liefert Gleichung (4.29):

$$P_0 = \frac{P_{ges}}{2\pi\sigma^2\zeta}.$$



Damit ergibt sich die in einem Volumenelement  $dV$  deponierte Laserleistung zu:

$$\frac{dP(x, y, z)}{dV} = \frac{P_{ges}}{2\pi\sigma^2\zeta} \exp\left(\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) \left[\frac{\text{Watt}}{\text{m}^3}\right]. \quad (4.30)$$

Die Wärmemenge  $dQ$ , die einem Volumenelement  $dV$  am Punkt  $(x, y, z)$  während eines Zeitintervalles  $dt$  zugeführt wird, berechnet sich zu

$$dQ(x, y, z) = \frac{dP(x, y, z)}{dV} dV dt. \quad (4.31)$$

Aus (4.30) und (4.31) ergibt sich die Erwärmungsrate

$$\begin{aligned} \frac{dT(x, y, z)}{dt} &= (\rho c_V dV)^{-1} \frac{dQ(x, y, z)}{dt} \\ &= \frac{P_{ges}}{2\pi\sigma^2\zeta c_V \rho} \exp\left(\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right). \end{aligned} \quad (4.32)$$

Dieser Wert stellt den Quellenterm der Transportgleichung (4.4) für die Simulation des Lasers dar. Er beschreibt die Temperaturänderung pro Zeitschritt an einem bestimmten Punkt des Simulationsvolumens. Die Implementierung für ein diskretes Gitter wird in Abschnitt 5.3.2 beschrieben.

### 4.3.2 Volumenemission langwelliger Strahlung

Der Senkenterm der Transportgleichung (4.4) wird durch die Emission langwelliger Strahlung geliefert. Für die Messungen im Windkanal der Delft Hydraulics ist dieser Term vernachlässigbar. Dort hat die feuchte Betondecke annähernd die gleiche Temperatur wie der Wasserkörper. Die Aufheizung der Wasseroberfläche durch den Laser beträgt nur wenige Kelvin. Da der Strahlungsfluß durch direkten Strahlungsaustausch proportional zur vierten Potenz der Temperaturdifferenz ansteigt (2.5), liegen die Verluste bei diesen geringen Temperaturdifferenzen im Bereich von wenigen Watt/m<sup>2</sup>. Völlig anders verhält es sich auf der freien Ozeanoberfläche. Während der Messungen, die hauptsächlich nachts durchgeführt wurden, konnte die Schwarzkörpertemperatur des Himmels bis zu 65 K niedriger liegen, als die Wassertemperatur (Kapitel 2.6.2, [Saunders, 67], [Saunders, 70]). Typische Werte für Strahlungsverluste liegen damit in der Größenordnung von 200 Watt/m<sup>2</sup>. Unter diesen Bedingungen stellt die Volumenemission eine nicht zu vernachlässigende Senke für Wärme innerhalb der thermischen Grenzschicht dar. Die daraus resultierende Temperaturerniedrigung an der Wasseroberfläche nennt man dabei die ‘kalte Haut’ (engl. cool skin) des Ozeans. Bei Sonneneinstrahlung können sich die Verhältnisse umkehren. Die thermische Grenzschicht kann sich durch Absorption von langwelliger Strahlung gegenüber dem Wasserkörper aufheizen ([Soloviev und Schlüssel, 95]). Da die Ozeanmessungen mit dem CFT-Instrument ausschließlich nach Einbruch der Dunkelheit und am frühen Morgen stattfanden, wird dieser Fall in der Simulation nicht berücksichtigt.

In Kapitel 2.5.2 wurde der Transfer von Wärme durch Strahlung aus dem Inneren eines transparenten Mediums hergeleitet. Dabei wurde die tiefenabhängige Reabsorption der Strahlung unter verschiedenen Winkeln berücksichtigt. Die spezifische Ausstrahlung  $R$  (2.3) eines Wasserelementes in der Tiefe  $z$ , mit der Oberfläche  $dS$  und der Dicke  $dz$ , ergab sich zu (2.65):

$$R(z) = \frac{d\Phi(z)}{dS} = dz \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T(z))}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5\beta(\lambda)z] d\lambda. \quad (4.33)$$

Dies stellt die gesamte Leistung dar, die dem Volumenelement entzogen und als Strahlungsleistung in die Hemisphäre oberhalb der Wasseroberfläche emittiert wird. Zur Herleitung wurde vorausgesetzt, daß der Strahlungsaustausch zwischen verschiedenen Schichten innerhalb des Wasservolumens gegenüber dem Strahlungsaustausch zwischen Himmel und Wasser vernachlässigbar ist. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da

Temperaturdifferenzen innerhalb eines Wasservolumens, auf Längenskalen, die der Eindringtiefe der Strahlung entsprechen ( $< 100 \mu\text{m}$ ), schnell durch Diffusion ausgeglichen werden.

Da der von der Oberfläche  $dS$  abgestrahlte Fluß  $\Phi$  der Wärmeleistung  $P$  entspricht, die dem Wasservolumen  $dV = dS dz$  entzogen wird, gilt:

$$\frac{d\Phi}{dS} = \frac{dP}{dS} \quad (4.34)$$

und die Wärmemenge  $dQ$ , die dabei während einer Zeit  $dt$  verloren geht, berechnet sich zu:

$$dQ = \frac{dP}{dS} dS dt = \frac{d\Phi}{dS} dS dt = R dS dt. \quad (4.35)$$

Damit ergibt sich die Abkühlungsrate

$$\begin{aligned} \frac{dT(z)}{dt} &= -(\rho c_V dV)^{-1} \frac{dQ(z)}{dt} = (\rho c_V dz)^{-1} R(z) \\ &= -(\rho c_V)^{-1} \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T(z))}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5 \beta(\lambda) z] d\lambda. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Dieses Integral muß für die Temperaturverteilung zu jedem Simulationsschritt berechnet werden, um die Temperaturerniedrigung durch Volumenemission zu ermitteln. Da sich die Temperatur innerhalb des Wasservolumens nur um wenige Kelvin ändert, sind diese Temperaturdifferenzen, im Vergleich zum Temperaturunterschied zwischen Himmel und Wasser, vernachlässigbar. Zur Berechnung der Volumenemission kann daher die Wassertemperatur als konstant angenommen werden:  $T(z) = T_b$ , wobei mit  $T_b$  die Temperatur des gut durchmischten Wasserkörpers unterhalb der Grenzschicht (engl. bulk) bezeichnet wird. Der Fehler, der sich daraus ergibt, liegt im Bereich von wenigen Watt/m<sup>2</sup>, im Vergleich zu ca. 200 Watt/m<sup>2</sup> als Absolutwert. Da die Schwarzkörpertemperatur des Himmels ohnehin nur geschätzt werden kann, liegen diese Fehler im Rahmen der Genauigkeit der Simulation. Unter der Annahme konstanter Temperatur vereinfacht sich (4.36) zu

$$\begin{aligned} \frac{dT(z)}{dt} &= -(\rho c_V dV)^{-1} \frac{dQ(z)}{dt} \\ &= -(\rho c_V)^{-1} \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5 \beta(\lambda) z] d\lambda. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Dieses Integral stellt eine Temperatursenke der Transportgleichung (4.4) für die Simulation mit Volumenemission dar. Es beschreibt die Temperaturerniedrigung pro Zeitschritt an einem bestimmten Punkt des Simulationsvolumens. Die Implementierung für ein diskretes Gitter wird in Abschnitt 5.3.2 beschrieben. Da die Temperaturverteilung im Simulationsvolumen nicht mehr in die Integration eingeht, kann das Integral im voraus berechnet und als tiefenabhängige Look-Up-Tabelle (LUT) abgespeichert werden.

### 4.3.3 Oberflächenflüsse

Zusätzlich zu den Quellen und Senken für Wärme, die sich über das gesamte Simulationsvolumen verteilen, gibt es noch reine Oberflächenflüsse, welche die Randbedingung an der Wasseroberfläche liefern.

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 aus der Tiefe nachtransportiert werden. Die Abkühlung der Wasseroberfläche durch Verdunstung ist daher mit einem Wärmestrom  $\vec{j}_l$  verbunden, der als *latenter Wärmestrom* bezeichnet wird und Wärme über die Wasseroberfläche hinweg transportiert.

Beim Kontakt zweier Körper wird Wärme über die Kontaktstelle zwischen den beiden Oberflächen ausgetauscht. Dieser Kontaktwärmestrom  $\vec{j}_s$  über die Oberfläche wird als *sensibler* bzw. *fühlbarer Wärmestrom*<sup>1</sup> bezeichnet. Im Falle der Wasseroberfläche ist der Transport sensibler Wärme zwischen dem Wasser und der darüberliegenden Luftschicht zu berücksichtigen.

Der gesamte Oberflächenfluß  $\vec{j}$  setzt sich demnach aus zwei Komponenten zusammen

$$\vec{j} = \vec{j}_l + \vec{j}_s, \quad (4.38)$$

die unabhängig voneinander sind und von den jeweiligen Wetterbedingungen abhängen.

In der Transportgleichung muß dies als Randbedingung an der Oberfläche berücksichtigt werden. Das 1. Fick'sche Gesetz liefert eine zusätzliche Differentialgleichung, die für den oberen Rand des Simulationsvolumens erfüllt sein muß:

$$\vec{j} = -D \vec{\nabla} C = -D \rho c_V \vec{\nabla} T. \quad (4.39)$$

Da der Oberflächenfluß  $\vec{j}$  nur eine Komponente in z-Richtung, d. h. senkrecht zur Wasseroberfläche hat, vereinfacht sich (4.39) zu:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -(D \rho c_V)^{-1} (j_l + j_s). \quad (4.40)$$

Im folgenden werden die beiden Flüsse  $\vec{j}_l$  und  $\vec{j}_s$  mit den skalaren Größen  $j_l$  und  $j_s$  abgekürzt, wobei immer die z-Komponente des Flusses gemeint ist.

Die Werte für  $j_l$  und  $j_s$  müssen experimentell bestimmt werden. Der prinzipielle Verlauf der beiden Flüsse, in Abhängigkeit von relativer Luftfeuchtigkeit, bzw. Luft- und Wassertemperatur, ergibt sich nach [Jähne, 80] zu:

$$j_l = -k_v^a \lambda c_e (1 - h) \quad (4.41)$$

$$j_s = k_h^a \rho_a c_V^a (T_a - T_s), \quad (4.42)$$

mit

$\lambda = 2344 \text{ J g}^{-1}$	Verdampfungswärme für Wasser,
$c_e = 20 \text{ g m}^{-3}$	Wasserdampfsättigungskonzentration,
$\rho_a = 1.293 \text{ Kg m}^{-3}$	Dichte von Luft,
$c_V^a = 1000 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	spezifische Wärme von Luft.

Die Temperaturabhängigkeit der oben angegebenen Werte läßt sich zur Abschätzung der Flüsse im Rahmen der Simulation vernachlässigen. Mit  $T_a$  und  $T_s$  werden die Temperaturen der Luft und der Wasseroberfläche bezeichnet. Der Wert  $h$  gibt die relative Feuchtigkeit der Luft an, mit  $0 \leq h \leq 1$ . Für die Ozeanoberfläche ergeben sich typische Werte für  $h$  zwischen 0.6 und 0.8 ([Edson, Bock, McGillis, 96]). Die beiden Konstanten  $k_v^a$  und  $k_h^a$  bezeichnen die Transfargeschwindigkeiten für Wasserdampf und Wärme in der Luft. Für Windgeschwindigkeiten zwischen 1 und 10 m/s variieren beide Konstanten um mehr als eine Größenordnung. In ihnen steckt die Abhängigkeit der Flüsse (4.41) und (4.42) von der Windgeschwindigkeit. In [Jähne, 80] finden sich Meßwerte der Transfargeschwindigkeit für Wasserdampf in Luft  $k_v^a$ , als Funktion der Windgeschwindigkeit. Da die Diffusionskonstanten für Wärme ( $D_h^a$ ) und Wasserdampf ( $D_v^a$ ) in Luft annähernd gleich sind ( $D_h^a/D_v^a \approx 1.13$  [Jähne, 80]) und der konvektive Transport für beide Tracer identisch ist, läßt sich die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Luft näherungsweise mit der für Wasserdampf gleichsetzen:  $k_h^a \approx k_v^a$ . Ein Fit durch die Daten für  $k_v^a$  ergibt:

$$k_h^a \approx k_v^a \approx 1.66 - 0.49 u_a + 0.18 u_a^2 \quad [\text{cm s}^{-1}]. \quad (4.43)$$

<sup>1</sup>Diesen Wärmestrom 'fühlt' man, wenn man an einen heißen Ofen faßt, anstatt sich, wie in Kapitel 2 vorgeschlagen, durch Strahlungsaustausch aufzuwärmen.

Damit lassen sich die beiden Komponenten des Oberflächenflusses abschätzen. Für eine Windgeschwindigkeit von  $6 \text{ m s}^{-1}$  ergeben sich mit  $T_a - T_s = 2 \text{ K}$  und  $h = 0.7$  die Werte  $j_s = 26 \text{ Watt m}^{-2}$  und  $j_l = 140 \text{ Watt m}^{-2}$ . Dies deckt sich mit einer Gebauigkeit von  $\pm 20\%$  mit Meßwerten während der MBL/CoOP Forschungsfahrt von [Edson, Bock, McGillis, 96] und Messungen von [Schlüssel et al., 90].

## 4.4 Vollständige Differentialgleichung des Wärmetransportes

Nachdem die einzelnen Terme der Transportgleichung hergeleitet wurden, kann die vollständige Differentialgleichung des Wärmetransportes an der Wasseroberfläche angegeben werden. Diese wird in Kapitel 5 zur Simulation der Vorgänge innerhalb der Grenzschicht verwendet. Wie bereits erwähnt wurde, wird dabei für den turbulenten Transport das Surface Renewal Modell verwendet. Mit den Ergebnissen (4.9), (4.11), (4.25), (4.32), (4.37) und (4.39) ergibt sich die Transportgleichung (4.4) zusammenfassend zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} &= D \Delta T(\vec{x}, t) - (u_s - mz) \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial x} - \tau^{-1} (T(\vec{x}, t) - T_b) \\ &+ \frac{P_{ges}}{2\pi\sigma^2\zeta c_V \rho} \exp\left(\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) \\ &- (\rho c_V)^{-1} \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5\beta(\lambda)z] d\lambda, \end{aligned} \quad (4.44)$$

mit der Zusatzbedingung

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial z} = -(D\rho c_V)^{-1} (j_l + j_s) \quad \text{für } z = 0. \quad (4.45)$$

Dabei bedeutet:

$D$	Diffusionskonstante für Wärme in Wasser, $D = 0.0014 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,
$u_s$	Oberflächengeschwindigkeit, Tabelle A.3,
$m$	Geschwindigkeitsgradient der Scherströmung, Gleichung (4.14),
$\tau$	Mittlere Lebensdauer (Surface Renewal Modell),
$T_b$	Temperatur des Tiefenwassers (Bulktemperatur),
$P_{ges}$	Leistung des $\text{CO}_2$ -Lasers,
$\sigma$	Breite des gaußförmigen Laser-Strahlquerschnittes,
$\zeta$	Eindringtiefe der Laserstrahlung, $\zeta = 11.5 \mu\text{m}$ ,
$c_V$	Spezifische Wärme von Wasser, $c_V = 4.182 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,
$\rho$	Dichte von Wasser, $\rho = 0.999126 \text{ g cm}^{-3}$ bei $15^\circ\text{C}$ ,
$x_0, y_0$	Auftreffpunkt des Lasers auf der Wasseroberfläche,
$\beta(\lambda)$	Absorptionskoeffizient von Infrarotstrahlung in Wasser, Tabelle A.1,
$dR(\lambda, T)/d\lambda$	Spektrale spezifische Ausstrahlung von Wasser, Gleichung (2.20),
$j_l$	Wärmefluß durch Transfer latenter Wärme (Verdunstung),
$j_s$	sensibler Wärmefluß (Wärmeleitung).

In Gleichung (4.44) wird die Temperatur mit  $T(\vec{x}, t)$  bezeichnet. Durch den Lösungsansatz des Surface Renewal Modells, zur Simulation der Restturbulenz (Abschnitt 4.2), entspricht  $T(\vec{x}, t)$  dem statistischen Mittelwert  $\bar{T}(\vec{x}, t)$  der Temperaturverteilung. Der Laser wird, bei wiederholter Durchführung des Experiments, immer zur gleichen Zeit und für die gleiche Zeitdauer angeschaltet. Daher gilt der Quellenterm sowohl für den statistischen Mittelwert als auch für ein einmaliges Aufheizen. Die Temperatursenken durch Volumenemission langwelliger Strahlung und durch die Oberflächenflüsse sind konstant über eine Zeitdauer

von mehreren Minuten. Bei mehrmaliger Durchführung des Experimentes liefern sie zu jedem Zeitpunkt dieselbe Temperaturniedrigung. Dadurch gelten die Quellen- und Senkenterme sowohl für die gemittelte Temperaturverteilung der Simulation, als auch für ein einmaliges Durchführen des Experimentes.

Die Lebensdauer  $\tau$  eines Wasserelementes zwischen zwei Surface-Renewal-Effekten muß experimentell bestimmt werden. Wird die Simulation für verschiedene Werte von  $\tau$  durchgeführt, so läßt sich  $\tau$  für eine bestimmte Windgeschwindigkeit durch Vergleich der Messungen mit der Simulation abschätzen.

## 4.5 Folgerungen aus der Linearität der Transportgleichung

### 4.5.1 Transfergeschwindigkeit

Da die Transportgleichung (4.1) linear in der Konzentration ist, lassen sich ihre Lösungen skalieren. Für eine bestimmte Konzentrationsdifferenz zwischen zwei verschiedenen Punkten stellt sich ein Fluß ein, der die Konzentrationsdifferenz abbaut. Wird die Konzentrationsdifferenz verdoppelt, so muß der Fluß gleichermaßen auf das Doppelte ansteigen, um die gleiche zeitliche Änderung  $\partial C/\partial t$  hervorzurufen. Für die Wasseroberfläche läßt sich damit die sogenannte *Transfergeschwindigkeit*  $k$

$$k = \frac{j}{C_s - C_b} \quad (4.46)$$

definieren, die den Fluß  $j$  über die Grenzschicht der Wasseroberfläche mit der Differenz zwischen der Konzentration  $C_s$  der obersten Wasserschicht und der Konzentration  $C_b$  des gut durchmischten Wasserkörpers (engl. bulk) in einer bestimmten Tiefe verknüpft. Sie repräsentiert anschaulich die Geschwindigkeit, mit der ein Stoff an der Wasseroberfläche durch eine Wasserschicht der Dicke der Grenzschicht transportiert wird.

Die Transfergeschwindigkeit stellt eine gemittelte Größe für den Stofftransport dar. Aus ihr läßt sich abschätzen, wie schnell ein Tracer in den Wasserkörper transportiert wird. Sie läßt jedoch keine Aussage über den tatsächlichen Mechanismus des Transportes, insbesondere der Struktur der Turbulenz zu. Als Meßgröße kommt ihr jedoch eine große Bedeutung zu, da sie die mittlere Geschwindigkeit des Austausches klimarelevanter Gase beschreibt. In Abschnitt 4.6.2 wird beschrieben, wie die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Infrarottechnik eine Möglichkeit liefert,  $k$  auf dem Ozean zu messen. Die Zeitauflösung beträgt dabei wenige Minuten und bietet dadurch erstmals die Möglichkeit, den Einfluß von Wetterbedingungen, Oberflächenbeschaffenheit und Wellenfeld auf den Gasaustausch zu parametrisieren.

### 4.5.2 Green'sche Funktion

Die Linearität der Transportgleichung in Ort und Zeit erlaubt es, das Konzept der Green'schen Funktion auf den Transport einer Konzentrationsverteilung anzuwenden.

Dazu wird die Konzentrationsverteilung  $C(\vec{x}, t_0)$  zu einem Zeitpunkt  $t_0$  aus infinitesimal kleinen Volumenelementen  $dV = dx dy dz$  zusammengesetzt. Ein solches Volumenelement am Punkt  $\vec{x}'$  enthält die Stoffmenge  $M(\vec{x}', t_0) = C(\vec{x}', t_0) dV$  zum Ausgangszeitpunkt  $t_0$ .

Die Stoffmenge jedes dieser Volumenelemente breitet sich im Laufe der Zeit aus und führt nach einer Zeit  $(t - t_0)$  zu der Konzentrationsverteilung

$$C_e(\vec{x}, t) = \frac{M(\vec{x}', t_0)}{8(\pi D(t - t_0))^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{(\vec{x} - \vec{x}')^2}{4D(t - t_0)}\right). \quad (4.47)$$

Dies stellt die Elementarlösung der Diffusionsgleichung (4.1) dar und wird, für eine auf eins normierte Ausgangsverteilung ( $M(\vec{x}', t_0) = 1$ ), als *Green'sche Funktion* der Diffusionsgleichung bezeichnet. Sie beschreibt

die zeitliche Ausbreitung der Stoffmenge, die zum Ausgangszeitpunkt an einem infinitesimal kleinen Punkt konzentriert war. Aus einem Vergleich von (4.47) mit der allgemeinen Form einer dreidimensionalen Gaußkurve

$$G(\vec{x}) = \frac{1}{(\sigma \sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{\vec{x}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.48)$$

ergibt sich, daß es sich bei der Green'schen Funktion der Diffusionsgleichung um eine Gaußkurve handelt, deren Breite  $\sigma$  nur mit der Wurzel der Zeit anwächst:

$$\sigma = \sqrt{2D(t-t_0)}. \quad (4.49)$$

An einem beliebigen Punkt  $\vec{x}$  addieren sich die Beiträge  $C_e$  aller diffundierten Volumenelemente auf. Die Gesamtverteilung der Konzentration zu einem Zeitpunkt  $t$  ergibt sich somit durch Integration der Elementarverteilungen über das gesamte Volumen:

$$C(\vec{x}, t) = \frac{1}{8(\pi D(t-t_0))^{\frac{3}{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C(\vec{x}', t_0) \exp\left(-\frac{(\vec{x}-\vec{x}')^2}{4D(t-t_0)}\right) dx' dy' dz'. \quad (4.50)$$

Anschaulich bedeutet dies, daß die gesamte Konzentrationsverteilung so diffundiert, als ob sich die Stoffmenge jedes einzelnen Volumenelementes unabhängig von allen anderen ausbreitet. Die Gesamtkonzentration zu einem Zeitpunkt setzt sich wieder aus den diffundierten Einzelverteilungen zusammen. Diese unabhängige Diffusion der Elementarzellen ist eine direkte Folge der Linearität der Diffusionsgleichung.

Die mathematische Form der Gleichung (4.50) entspricht einer Faltung der Ausgangsverteilung  $C(\vec{x}, t_0)$  zu einem Zeitpunkt  $t_0$  mit der Green'schen Funktion nach einer Zeitdauer  $(t-t_0)$ . Die Lösung der Diffusionsgleichung läßt sich somit als Glättung der Ausgangsverteilung mit einer Gaußmaske beschreiben, wobei die Ausdehnung  $\sigma$  der Glättungsmaske nach (4.49) mit der Zeitdauer der Diffusion zusammenhängt. Im Falle einer diskreten Konzentrationsverteilung entspricht dies einer Glättung der dreidimensionalen Datenstruktur mit einer Binomialmaske. Die *Punktantwort* (engl. point spread function), d. h. die Form der diskreten Faltungsmaske, entspricht somit anschaulich der Green'schen Funktion der Diffusion. Dies zeigt deutlich den Zusammenhang zwischen der Diffusion und der Glättung von Bilddaten in der Digitalen Bildverarbeitung. Die Glättung von Bildern durch eine Faltung mit einer isotropen Binomialmaske entspricht somit einer 'Diffusion' der Grauwerte im Bild. Dieser Zusammenhang wird bei der numerischen Simulation der Grenzschicht (Kapitel 5) ausgenutzt.

### 4.5.3 Analyse des Transportvorganges im Fourierraum

Da die Transportgleichung für Wärme (4.4) linear in der Temperatur ist, läßt sich die zeitliche Veränderung von Temperaturmustern, durch Transportvorgänge an der Wasseroberfläche, zusätzlich im Fourierraum untersuchen.

#### Reine Diffusion

Für den einfachen Fall reiner Diffusion, ohne Konvektion und ohne Quellen bzw. Senken

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} - D \Delta T(\vec{x}, t) = 0, \quad (4.51)$$

liefert eine Fouriertransformation in den beiden Raumkoordinaten  $x$  und  $y$  die Differentialgleichung

$$\frac{\partial \hat{T}(\vec{k}, t)}{\partial t} + D k^2 \hat{T}(\vec{k}, t) = 0. \quad (4.52)$$

Dabei bezeichnet  $\hat{T}(\vec{k}, t)$  die räumliche Fouriertransformierte der Temperaturverteilung und  $\vec{k}$  beschreibt den Wellenzahlvektor, mit  $k = |\vec{k}|$ .

Gleichung (4.52) enthält nur noch eine Ableitung in der Zeit und wird als *Relaxationsgleichung* bezeichnet. Mit dem Lösungsansatz

$$\hat{T}(\vec{k}, t) = \hat{T}_0(\vec{k}) \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] \quad (4.53)$$

ergibt sich nach Einsetzen in (4.52) der Zusammenhang

$$\tau = \frac{1}{D k^2}, \quad (4.54)$$

unabhängig von der Form  $T_0(\vec{k})$  der Temperaturverteilung zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Die Diffusion stellt sich somit im Fourierraum in der Form

$$\hat{T}(\vec{k}, t) = \hat{T}_0(\vec{k}) \hat{G}(\vec{k}, t) \quad (4.55)$$

mit

$$\hat{G}(\vec{k}, t) = \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] = \exp[-D t k^2] \quad (4.56)$$

dar, d. h. als Multiplikation der räumlichen Fouriertransformierten  $\hat{T}_0(\vec{k})$  zum Zeitpunkt  $t = 0$  mit der zeitabhängigen Funktion  $\hat{G}(\vec{k}, t)$ . Die Funktion  $\hat{G}$  wird als *Transferfunktion* des Transportvorganges bezeichnet. Zu einem festen Zeitpunkt  $t$  hat  $\hat{G}$  die Form einer isotropen Gaußkurve im Fourierraum:

$$\hat{G}(\vec{k}, t) = \exp\left[-\frac{k^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4.57)$$

mit der Breite  $\sigma = (2Dt)^{-1/2}$ . Im Laufe der Zeit nimmt die Breite der Transferfunktion ab und das Frequenzspektrum  $\hat{G}$  wird zunehmend auf kleinere Wellenzahlen eingeschränkt. Die Beschreibung der Diffusion als Multiplikation im Fourierraum ist äquivalent zum Konzept der Green'schen Funktion im Ortsraum. Der Zusammenhang zwischen beiden Darstellungen ergibt sich direkt aus der Tatsache, daß eine Faltung zweier Funktionen im Ortsraum (4.50) einer Multiplikation der Fouriertransformierten dieser Funktionen im Fourierraum entspricht. Die *Transferfunktion*  $\hat{G}$  stellt somit die Fouriertransformierte der *Green'schen Funktion*  $G$  der Diffusion (4.47) dar. Dieser Zusammenhang zwischen Diffusion im Orts- und Fourierraum ist analog zur Beschreibung der Glättung eines Bildes mit einer Binomialmaske im Orts- und Fourierraum in der Digitalen Bildverarbeitung.

Die Betrachtung im Fourierraum gestattet es, das Zerfallen einer räumlichen Temperaturstruktur durch Diffusion zu untersuchen. Für eine feste Wellenzahl  $\vec{k}$  stellt die Transferfunktion  $\hat{G}$  (4.56) einen zeitlichen Zerfall der periodischen Struktur dar, wobei die Zeitkonstante  $\tau$  durch den Zusammenhang (4.54) gegeben ist. Feine Strukturen (großes  $k$ ) zerfallen demnach schneller als grobe Strukturen. Dies führt dazu, daß ein bestehendes Muster durch Diffusion zunehmend verwaschener erscheint, da der Transport auf kleinen räumlichen Skalen wesentlich effektiver ist, als auf großen Skalen. Kanten werden geglättet und feine Strukturen verschwinden.

### Diffusion mit Oberflächenerneuerung

Die Differentialgleichung für Diffusion mit Oberflächenerneuerung

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} - D \Delta T(\vec{x}, t) + \tau_{SR}^{-1} T(\vec{x}, t) = 0, \quad (4.58)$$

ist linear in der Temperatur und läßt sich analog zum Fall reiner Diffusion lösen. Mit  $\tau_{SR}$  wird die mittlere Lebensdauer eines Wasserelementes nach dem Oberflächenenerneuerungsmodell bezeichnet. Eine räumliche Fouriertransformation liefert die Differentialgleichung

$$\frac{\partial \hat{T}(\vec{k}, t)}{\partial t} + D k^2 \hat{T}(\vec{k}, t) + \tau_{SR}^{-1} \hat{T}(\vec{k}, t) = 0. \quad (4.59)$$

Mit dem Ansatz (4.53) ergibt sich nach Einsetzen in (4.59) der Zusammenhang

$$\tau = \frac{1}{D k^2 + \tau_{SR}^{-1}}. \quad (4.60)$$

Der Transport läßt sich somit auch für Diffusion mit Oberflächenenerneuerung durch eine Transferfunktion beschreiben, wonach periodische Strukturen im Laufe der Zeit zerfallen. Die Lebensdauer  $\tau$  für Strukturen unterschiedlicher Wellenzahl  $\vec{k}$  setzt sich jedoch in diesem Fall nach (4.60) aus zwei Anteilen zusammen. Im Grenzfall  $\tau_{SR} \rightarrow 0$  gilt  $\tau \rightarrow 0$ . Für sehr kurze Lebensdauern der Oberflächenenerneuerung, d. h. für den Fall einer hohen Erneuerungsrate, bestimmt die Oberflächenenerneuerung die Zeitkonstante. Der Zerfall durch Diffusion wird vernachlässigbar. Im Grenzfall  $\tau_{SR} \rightarrow \infty$  gilt  $\tau \rightarrow (D k^2)^{-1}$  und der Transport geht in reine Diffusion über.

Durch Einsetzen von (4.60) in (4.53) ergibt sich für beliebige  $\tau_{SR}$ :

$$\hat{T}(\vec{k}, t) = \hat{T}_0(\vec{k}) \exp[-D t k^2] \exp\left[-\frac{t}{\tau_{SR}}\right]. \quad (4.61)$$

Falls die Oberflächenenerneuerung auf allen räumlichen Skalen gleich effektiv ist, d. h. falls Wirbel auf allen Skalen existieren, so sollte die Lebensdauer  $\tau_{SR}$  unabhängig von  $\vec{k}$  sein. In diesem Fall sollte sich nach (4.61) die zeitliche Entwicklung der Fouriertransformierten ergeben, wonach sich die Form des Frequenzspektrums nur aufgrund von Diffusion ändert. Die Oberflächenenerneuerung führt zu einem beschleunigten Zerfall aller Wellenzahlen, im Vergleich zu reiner Diffusion, ohne die Form der Frequenzverteilung zu ändern. Jede Abweichung von diesem erwarteten Verlauf ist auf eine Abhängigkeit der Zerfallszeit  $\tau_{SR}$  von der Wellenzahl  $\vec{k}$  zurückzuführen. Auf diese Art wird direkt die Größenverteilung der Turbulenzwirbel im räumlichen Frequenzspektrum sichtbar. Eine Analyse der Temperaturmuster auf der Wasseroberfläche im Hinblick auf diese Möglichkeit wird momentan im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt ([Schimpf, 96]).

## 4.6 Skalierungsparameter des Gasaustausches

### 4.6.1 Transfergeschwindigkeit und daraus abgeleitete Größen

Neben den bisher beschriebenen Zusammenhängen ergeben sich zur Parametrisierung des mittleren Transportes eines Tracers über die Grenzschicht weitere Größen, die hier nur zusammenfassend vorgestellt werden sollen. Eine ausführliche Herleitung findet sich in [Jähne, 80].

Wie bereits in Abschnitt 4.5 beschrieben wurde, läßt sich, aufgrund der Linearität der Transportgleichung, die *Transfergeschwindigkeit*  $k$  des Gasaustausches definieren (4.46):

$$k = \frac{j}{C_s - C_b}. \quad (4.62)$$

Sie verknüpft den Fluß  $j$  über die Grenzschicht der Wasseroberfläche mit der Konzentrationsdifferenz zwischen der obersten Wasserschicht und dem gut durchmischten Wasserkörper, die sich unter den gegebenen Bedingungen einstellt. Die Transfergeschwindigkeit beschreibt anschaulich die Geschwindigkeit, mit der ein Tracer im Mittel über die Grenzschicht transportiert wird.



Für Wärme als Tracer kann die Konzentrationsdifferenz durch die Temperaturdifferenz ersetzt werden. Mit (4.2) ergibt sich aus (4.62) die Transfergeschwindigkeit  $k_h$  für Wärme in Wasser

$$k_h = (\rho c_V)^{-1} \frac{j_h}{T_s - T_b}, \quad (4.63)$$

wobei  $j_h$  den Wärmefluß über die Grenzschicht bezeichnet.

Aus der Definition der Transfergeschwindigkeit ergeben sich zwei weitere Größen, die den mittleren Austausch beschreiben: die Grenzschichtdicke und die Zeitkonstante.

Die *Grenzschichtdicke*  $z_*$  wird definiert als die fiktive Dicke einer Wasserschicht, in welcher ein rein diffusiver Transport stattfindet, wobei sich der Konzentrationsgradient ( $C_s - C_b$ ) bzw. ( $T_s - T_b$ ) zwischen dem oberen und dem unteren Rand der Schicht einstellt:

$$z_* = \frac{D}{k}, \quad (4.64)$$

mit der Diffusionskonstanten  $D$  des jeweiligen Tracers. Dies entspricht der Grenzschichtdicke nach dem Filmmmodell (Abschnitt 4.2.2).

Die *Zeitkonstante*  $t_*$  des Transportes über die Grenzschicht ergibt sich mit (4.64) zu

$$t_* = \frac{z_*}{k} = \frac{D}{k^2}. \quad (4.65)$$

Sie entspricht anschaulich der Zeit, die ein Tracer benötigt, um mit einer Geschwindigkeit  $k$  die Grenzschicht zu durchqueren.

Die Definitionen der Skalierungsparameter  $k$ ,  $z_*$  und  $t_*$  hängen nicht von speziellen Modellvorstellungen ab. Sie ergeben sich als mittlere Größen zur Beschreibung des Nettotransportes über die Grenzschicht der Wasseroberfläche und lassen keine Aussage über die Gültigkeit der verschiedenen Modelle zu. So entspricht z. B. die Zeitkonstante  $t_*$  der mittleren Lebensdauer  $\tau$  des Surface Renewal Modells und der Zeit, die im Filmmmodell ein Tracerteilchen zum Durchqueren der Grenzschicht benötigt. Weiterhin sind die Parameter nicht unabhängig voneinander. Sie hängen direkt über die Diffusionskonstante zusammen. Falls einer der Parameter bekannt ist, lassen sich alle anderen daraus berechnen. Dies führt zu mehreren Möglichkeiten, die Transfergeschwindigkeit  $k$  des Gasaustausches zu bestimmen.

## 4.6.2 Analogie zwischen Gasaustausch, Impuls- und Wärmetransfer

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels diskutiert wurde, sind die Transportmechanismen für Gase, Impuls und Wärme gleich. Konvektion führt zu einem Transport aller im Wasser vorhandenen Stoffe und des Wärmeinhalts. Der wesentliche Unterschied liegt im diffusiven Transport. Eine wichtige Größe zum Vergleich der Diffusionskonstanten verschiedener Tracer ist die dimensionslose *Schmidtzahl*

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (4.66)$$

Sie verknüpft die kinematische Zähigkeit  $\nu$  (Diffusionskonstante für Impuls) mit der Diffusionskonstanten  $D$  des Tracers. Für Wärme wird sie meist als Prandtlzahl  $Pr$  bezeichnet. Sie hängt gleichermaßen von den Transporteigenschaften des Mediums und des Tracers ab.

Messungen von [Jähne, 80] haben gezeigt, daß sich die Windabhängigkeit der Transfergeschwindigkeit eines beliebigen Tracers in Wasser wie folgt parametrisieren läßt:

$$k = \beta^{-1} u_* Sc^{-n}, \quad (4.67)$$

mit den Konstanten  $\beta$  und  $n$ . Dabei ist  $u_*$  die Schubspannungsgeschwindigkeit (4.13) in Wasser. Die beiden Konstanten  $\beta$  und  $n$  müssen experimentell bestimmt werden. Die Abhängigkeit des Gasaustausches von

der Windgeschwindigkeit steckt in  $u_*$  (Abschnitt 4.2.1). Der erhöhte Beitrag des konvektiven Transportes eines Tracers ergibt sich durch eine Zunahme der Schubspannungsgeschwindigkeit mit steigender Windgeschwindigkeit. Zusätzlich findet bei Schubspannungsgeschwindigkeiten von ca. 1.5 cm/s ein Übergang des Schmittzahlexponenten von  $n = 2/3$  auf  $n = 1/2$  statt ([Bösinger, 86], [Jähne, 80]). Dies entspricht einer Windgeschwindigkeit von ca. 9–10 m/s. Es ist zu vermuten, daß dabei eine Änderung der Transportmechanismen stattfindet, wobei durch Bildung steiler Wellen der turbulente Transport verstärkt wird.

Der Zusammenhang (4.67) ergibt sich für alle drei Modelle der Grenzschicht durch geeignete Wahl der Modellparameter und liefert daher keinen Aufschluß über die Transportmechanismen. Die Bedeutung von (4.67) liegt darin, die Transfersgeschwindigkeit für beliebige Tracer zu parametrisieren.

Da Gleichung (4.67) für beliebige Tracer gültig ist, ergibt sich durch Division der Gleichungen für zwei verschiedene Tracer der Zusammenhang

$$\frac{k_1}{k_2} = \left( \frac{Sc_2}{Sc_1} \right)^n. \quad (4.68)$$

Kennt man die Transfersgeschwindigkeit eines Tracers und seine Diffusionskonstante, so läßt sich die Transfersgeschwindigkeit eines beliebigen Tracers mit bekannter Diffusionskonstante berechnen. Auf diesem Zusammenhang beruht das Meßprinzip der *Controlled Flux Technique* (CFT), die in dieser Arbeit weiterentwickelt wurde:

Durch ein kurzzeitiges Aufheizen der Wasseroberfläche im oberen Bereich der Grenzschicht wird eine Temperaturerhöhung erzeugt, die anschließend durch Wärmetransport in die Tiefe abgebaut wird. Dies wird mit einer Infrarotkamera beobachtet (Kapitel 3). Die Zeitkonstante des Abklingvorgangs liefert einen Schätzwert für die Zeitkonstante  $t_*$  des Transportvorganges. Über den Zusammenhang (4.65) ergibt sich daraus direkt die Transfersgeschwindigkeit  $k_h$

$$k_h = \sqrt{\frac{D}{t_*}} \quad (4.69)$$

für Wärme in Wasser. Diese kann mit (4.68) in die Transfersgeschwindigkeit eines beliebigen Gases  $k_g$  umgerechnet werden:

$$k_g = \left( \frac{Sc_h}{Sc_g} \right)^n k_h. \quad (4.70)$$

Die folgende Tabelle zeigt die Schmittzahlen von Wärme in Wasser (Prandtlzahl) für verschiedene Wassertemperaturen (aus [Jähne, 85]).

Temperatur [ $^{\circ}C$ ]	0	10	20	30
$Sc_h$	13.5	9.5	7.0	5.4

# Kapitel 5

## Numerische Simulation der Grenzschicht

Um das zeitliche Verhalten der Vorgänge innerhalb der Grenzschicht anhand der Kamerabilder interpretieren zu können, wurde eine numerische Simulation durchgeführt. Das Aufheizen der Grenzschicht durch den Laser und das Abklingen der Temperaturerhöhung wird für verschiedene Grenzschichtmodelle simuliert. Aus den resultierenden Temperaturverteilungen lassen sich theoretische Bildsequenzen berechnen.

Aus einem Vergleich mit den gemessenen Abklingkurven läßt sich die Transfergeschwindigkeit von Wärme in Wasser bestimmen und es ergeben sich Aussagen über die Gültigkeit der verwendeten Modelle. Zur Durchführung der Simulation wurde ein Verfahren implementiert, welches die Grundkonzepte der Digitalen Bildverarbeitung ausnutzt, um die Berechnung effizient zu gestalten. Dadurch konnte der volle Leistungsumfang des Bildverarbeitungspaketes *heurisko* ausgenutzt werden, um auf den dreidimensionalen Daten Faltungen und numerische Integrationen durchzuführen.

### 5.1 Allgemeine Beschreibung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, aus dem zeitlichen Verhalten einer Temperaturerhöhung innerhalb der thermischen Grenzschicht der Ozeanoberfläche, die Transfergeschwindigkeit für Wärme in Wasser zu berechnen. Die Dicke der thermischen Grenzschicht variiert zwischen  $100\ \mu\text{m}$  und  $1\ \text{mm}$ , in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Die Eindringtiefe der Laserstrahlung beträgt  $11.5\ \mu\text{m}$  und die der Kamera variiert zwischen  $1$  und  $100\ \mu\text{m}$  für Wellenlängen von  $3-5\ \mu\text{m}$  (Kapitel 2.6.2). Sowohl die Absorption der Laserleistung, als auch die Emission der Wasseroberfläche in dem für die Kamera sichtbaren Wellenlängenbereich, können bei der Untersuchung der Vorgänge innerhalb der Grenzschicht daher nicht als reine Oberflächeneffekte betrachtet werden. Der Laser erhitzt direkt ein Volumen innerhalb des für die Kamera transparenten Bereiches der Wasseroberfläche.

In der Simulation wird ein Wasservolumen der thermischen Grenzschicht betrachtet, in dem sich eine gegebene Temperaturverteilung unter dem Einfluß von Diffusion und Konvektion ausbreitet. Der konvektive Anteil des Transports wird für verschiedene Modelle der Grenzschicht modelliert. Das Aufheizen der Grenzschicht durch den  $\text{CO}_2$ -Laser stellt einen ortsabhängigen Quellterm der Transportgleichung dar, dessen Verteilung durch die Eindringtiefe des Lasers und dessen Strahlausdehnung gegeben ist. Die Volumenemission langwelliger Strahlung führt zu einer Abkühlung der Grenzschicht und stellt somit eine Wärmesenke dar. Eine weitere Wärmesenke ergibt sich aus den natürlichen Oberflächenflüssen durch Transport von sensibler und latenter Wärme. Sie liefern die Randbedingung an der Oberfläche des Simulationsvolumens.

Ziel der Simulation ist es, für verschiedene Lebensdauern  $\tau$  nach dem Surface Renewal Modell, die theoretischen Abklingkurven der Temperaturerhöhung durch den Laser zu berechnen und durch Vergleich mit den gemessenen Kurven, die Lebensdauer  $\tau$  und damit die Transfargeschwindigkeit  $k_h^w$  für Wärme in Wasser abzuschätzen. Der Grund für die Verwendung des Surface renewal Modelles wurde bereits in Kapitel 4.2.2 diskutiert. Zum Vergleich der Modelle wurden zusätzlich Simulationen mit dem klassischen Filmmodell durchgeführt.

## 5.2 Differentialgleichung der Simulation

Grundlage der Simulation ist die in Kapitel 4 hergeleitete, vollständige Differentialgleichung des Wärmetransportes (4.44):

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{diff} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{lam} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{turb} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{laser} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{rad}, \quad (5.1)$$

mit

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{diff} &= D \Delta T(\vec{x}, t) \\ \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{lam} &= -(u_s - mz) \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{turb} &= -\tau^{-1} (T(\vec{x}, t) - T_b) \\ \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{laser} &= \frac{P_{ges}}{2\pi\sigma^2\zeta c_V \rho} \exp\left(\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) \\ \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{rad} &= -(\rho c_V)^{-1} \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5\beta(\lambda)z] d\lambda \end{aligned} \quad (5.2)$$

und der Zusatzbedingung

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial z} = -(D\rho c_V)^{-1} (j_l + j_s) \quad \text{für } z = 0. \quad (5.3)$$

Dabei bedeutet:

$D$	Diffusionskonstante für Wärme in Wasser, $D = 0.0014 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,
$u_s$	Oberflächengeschwindigkeit, Tabelle A.3,
$m$	Geschwindigkeitsgradient der Scherströmung, Gleichung (4.14),
$\tau$	Mittlere Lebensdauer (Surface Renewal Modell),
$T_b$	Temperatur des Tiefenwassers (Bulktemperatur),
$P_{ges}$	Leistung des CO <sub>2</sub> -Lasers,
$\sigma$	Breite des gaußförmigen Laser-Strahlquerschnittes,
$\zeta$	Eindringtiefe der Laserstrahlung, $\zeta = 11.5 \mu\text{m}$ ,
$c_V$	Spezifische Wärme von Wasser, $c_V = 4.182 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,
$\rho$	Dichte von Wasser, $\rho = 0.999126 \text{ g cm}^{-3}$ (bei 15 °C),
$x_0, y_0$	Auftreffpunkt des Lasers auf der Wasseroberfläche,
$\beta(\lambda)$	Absorptionskoeffizient von Infrarotstrahlung in Wasser, Tabelle A.1,
$dR(\lambda, T)/d\lambda$	Spektrale spezifische Ausstrahlung von Wasser, Gleichung (2.20),
$j_l$	Wärmefluß durch Transfer latenter Wärme (Verdunstung),
$j_s$	sensibler Wärmefuß (Wärmeleitung).

Ziel der Simulation ist es, für verschiedene Lebensdauern  $\tau$  die theoretischen Abklingkurven der Temperaturerhöhung durch den Laser zu berechnen und durch Vergleich mit den gemessenen Kurven die Lebensdauer  $\tau$  und damit die Transfargeschwindigkeit  $k_h$  abzuschätzen.

### 5.2.1 Randbedingungen und Anfangsverteilung

#### Randbedingungen der Simulation

Die Oberflächenflüsse über die Wasseroberfläche stellen mit Gleichung (5.3) die Randbedingung an die obere Grenze des Simulationsvolumens dar. Sie bewirken, daß die erste Ableitung des vertikalen Temperaturprofils an der Wasseroberfläche einen konstanten Wert annimmt, der nach dem 1. Fick'schen Gesetz gegeben ist.

Als untere Randbedingung wird angenommen, daß das Wasservolumen unterhalb des Simulationsvolumens bereits vollständig durchmischt ist. Wärme, die den unteren Rand erreicht, verschwindet sofort. Dies kann in der Simulation dadurch realisiert werden, daß der untere Rand immer auf die Temperatur  $T_b$  des durchmischten Wasserkörpers gesetzt wird.

Für die seitlichen Ränder werden periodische Randbedingungen angesetzt. Wärme, die aus einer Seite des Simulationsvolumens hinauswandert, erscheint auf der anderen Seite wieder. Numerische Operationen, die an den Seitenrändern durchgeführt werden, müssen damit auch die Temperaturen der gegenüberliegenden Seitenfläche berücksichtigen.

#### Anfangsverteilung

Als Anfangsverteilung wird das gesamte Simulationsvolumen auf eine homogene Temperatur von  $T_b = 15^\circ\text{C}$  gesetzt. Dies entspricht einer typischen Temperatur der Ozeanoberfläche während der Messungen im April/Mai 1995 an der kalifornischen Küste. Durch die Oberflächenflüsse und die Volumenemission wird sich im Laufe der Simulation eine Abkühlung der Wasseroberfläche ergeben. Durch die Erneuerung der Grenzschicht mit warmem Tiefenwasser, bei der Simulation des Surface Renewal Modells, stellt sich nach einiger Zeit ein stationäres Temperaturprofil ein. Diese Temperaturverteilung wird in einem zweiten Durchlauf als Anfangsverteilung der Simulation des Lasers verwendet.

Bei reiner Diffusion, ohne Surface Renewal, kühlt sich die Wasseroberfläche immer weiter ab. Dies entspricht nicht der realen physikalischen Situation an der Ozeanoberfläche. In den Bildern der Infrarotkamera läßt sich erkennen, daß die Wasseroberfläche von einem Muster unterschiedlicher Temperaturen überzogen ist. Dies zeigt, daß es einen Erneuerungseffekt geben muß, der warmes Tiefenwasser an die Oberfläche bringt, welches dann abkühlt, bis es erneut durch Tiefenwasser ersetzt wird.

## 5.3 Diskretisierung und Implementierung

### 5.3.1 Diskretisierung des Simulationsvolumens

Das Ziel der Simulation ist es, das zeitliche Verhalten eines Wasservolumens unter den gegebenen Meßbedingungen (siehe Kapitel 6) numerisch so exakt wie möglich zu beschreiben. Dazu werden die horizontalen Abmessungen des Simulationsvolumens der Größe des vom Laser erhitzten Bereiches angepaßt. Die vertikale Abmessung des Simulationsvolumens muß so groß gewählt werden, daß Randeffekte an der unteren Grenze des Volumens die Form der Temperaturverteilung nicht verfälschen. Die horizontale Auflösung der Diskretisierung wird der Auflösung des Kamerabildes angepaßt. Dadurch kann aus dem Simulationsergebnis direkt ein künstliches Kamerabild berechnet werden. Eine feinere Auflösung liefert Details, die in der Messung nicht zu erkennen sind. Um das Tiefenprofil der Temperaturverteilung innerhalb der Grenzschicht exakt

genug auflösen zu können, müssen die vertikalen Skalen um mindestens zwei Größenordnungen kleiner sein als die horizontalen Skalen. Nur so läßt sich der Beitrag verschiedener Tiefenschichten zum Kamerabild mit ausreichender Genauigkeit berücksichtigen. Zusätzlich ist die Diffusion auf dieser Skala von etwa  $10\ \mu\text{m}$  sehr effektiv. Auf noch kleineren Skalen werden Temperaturinhomogenitäten innerhalb von weniger als  $1\ \mu\text{s}$  (für Skalen unterhalb von  $1\ \mu\text{m}$ ) ausgeglichen.

Zur Diskretisierung wird das Simulationsvolumen in ein Gitter mit den Gitterabständen  $\delta x$ ,  $\delta y$  und  $\delta z$  eingeteilt. Die Gitterpunkte stellen die Mittelpunkte diskreter Boxen mit dem Volumen  $V = \delta x \delta y \delta z$  dar. Damit ergeben sich die Koordinaten einer Box, an der Position  $\vec{x}$  innerhalb des Volumens, zu

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} i \delta x \\ j \delta y \\ k \delta z \end{pmatrix}, \quad \begin{matrix} 0 \leq i \leq N_x \\ 0 \leq j \leq N_y \\ 0 \leq k \leq N_z \end{matrix}, \quad (5.4)$$

mit den ganzzahligen Werten  $i$ ,  $j$  und  $k$ . Die Ausdehnung des Simulationsvolumens in die drei Koordinatenrichtungen beträgt  $N_x \delta x$ ,  $N_y \delta y$  und  $N_z \delta z$ , wobei der Ursprung des Koordinatensystems in einer der oberen Ecken des Simulationsvolumens liegt (Abb. 5.1). Die Temperaturen an den diskreten Gitterpunkten repräsentieren den Mittelwert der Temperatur der gesamten Box.

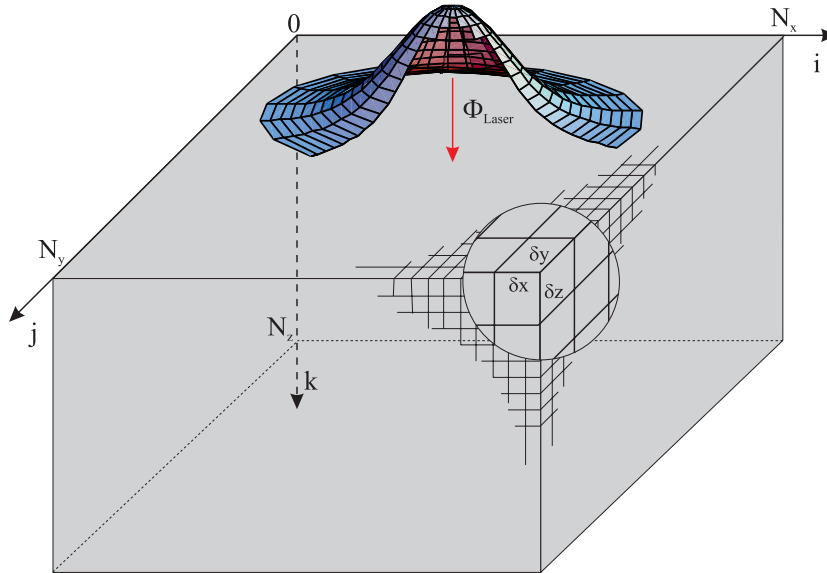


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Simulationsvolumens. Die Intensität des Laserstrahls auf der Wasseroberfläche ist durch die gaulförmige Verteilung angedeutet.

Zur Anpassung der Simulation an die Meßbedingungen wurde die folgende Aufteilung des Simulationsvolumens gewählt:

$\delta x$	=	1 mm	Auflösung des Kamerabildes auf der Wasseroberfläche,
$\delta y$	=	1 mm	Auflösung des Kamerabildes auf der Wasseroberfläche,
$\delta z$	=	$10\ \mu\text{m}$	Tiefenauflösung zur Berücksichtigung der Eindringtiefe der Kamera,
$N_x$	=	101	horizontale Ausdehnung in x-Richtung (10 cm),
$N_y$	=	61	horizontale Ausdehnung in y-Richtung (6 cm),
$N_z$	=	200	Tiefe der simulierten Wasserschicht (2 mm).

Bei der numerischen Lösung der Differentialgleichung des Wärmetransports werden die Veränderungen einer Temperaturverteilung innerhalb einer Zeit  $\delta t$  aus der Temperatur zu einem früheren Zeitpunkt  $t - \delta t$  berechnet. Die Differentialgleichung selbst beschreibt dabei die Regel, nach der die Änderungen ablaufen. Dazu

muß auch die Zeit in einzelne, diskrete Zeitschritte  $\delta t$  unterteilt werden. Je kleiner die Zeitschritte sind, desto genauer wird der zeitliche Temperaturverlauf mit der Realität übereinstimmen. Bei zu kleinen Schritten werden jedoch die Temperaturänderungen pro Zeitschritt sehr klein, was zu Rundungsfehlern führen kann. Zusätzlich wächst die Rechenzeit stark an. Zu große Zeitschritte führen zu numerischen Instabilitäten. Aus der Diskretisierung der Differentialgleichung in Abschnitt 5.3.2 ergeben sich automatisch Bedingungen für die maximale Größe der Zeitschritte.

Im folgenden wird die Temperaturverteilung auf dem diskreten Gitter zu einem Zeitpunkt  $t$  mit

$$T(\vec{x}, t) = T_{i,j,k}^t \quad (5.5)$$

bezeichnet. Die Zeitkoordinate wird dabei als oberer Index angegeben.

### 5.3.2 Diskretisierung der Differentialgleichung

Nach Gleichung (5.1) läßt sich die Transportgleichung in fünf Terme aufspalten

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{diff} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{lam} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{turb} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{laser} + \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{rad}, \quad (5.6)$$

die jeweils die Temperaturänderung durch Diffusion, laminaren Strömungstransport, turbulenten Strömungstransport, Absorption von Laserstrahlung und Emission langwelliger Strahlung darstellen. Alle zusammen ergeben die gesamte Änderung der Temperatur in einem Zeitschritt. Die analytische Form der einzelnen Terme (5.2) wurde in Kapitel 4 hergeleitet.

Die beiden ersten Terme enthalten Gradienten und zweite Ableitungen in den Raumkoordinaten. Sie stellen die eigentlichen Transportterme dar, da sie Temperaturen an verschiedenen Positionen einer lokalen Umgebung miteinander verknüpfen, um die Temperaturänderung eines Punktes durch Wärmeaustausch zwischen Nachbarn zu berechnen. Mit dem Ansatz (4.25) für den turbulenten Konvektionsterm enthalten die drei rechten Terme in Gleichung (5.6) keine räumlichen Gradienten der Temperaturverteilung. An jedem Punkt des Simulationsvolumens wird, pro Zeitschritt, eine Temperaturänderung hervorgerufen, die nur von der Temperatur am Punkt selbst und nicht von den Nachbarn abhängt. In diesem Sinne läßt sich der Turbulenzterm des Surface Renewal Modelles als Wärmequelle bzw. -senke interpretieren.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Diskretisierung der partiellen Ableitungen hergeleitet. Danach werden die realisierten Diskretisierungen der einzelnen Transportterme vorgestellt.

#### Diskretisierung der partiellen Ableitungen

Zur Berechnung der partiellen Ableitungen auf dem diskreten Gitter, wird die Temperaturverteilung in einer Taylorreihe entwickelt. Für festes  $\vec{x} = (i \delta x, j \delta y, k \delta z)$  erhält man

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} = T_{i,j,k}^t + \delta t \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{i,j,k}^t + \frac{1}{2} (\delta t)^2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right)_{i,j,k}^t + \dots, \quad (5.7)$$

woraus sich die partielle, zeitliche Ableitung

$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{i,j,k}^t = \frac{T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t}{\delta t} + \mathcal{O}(\delta t) \quad (5.8)$$

ergibt. Dies stellt die Näherung der ersten Ableitung als Differenzenquotient dar, wodurch ein Restterm  $\mathcal{O}(\delta t)$  der Ordnung  $\delta t$  übrig bleibt. Für hinreichend kleine Zeitschritte wird dieser Term vernachlässigbar und wird daher, zur diskreten Approximierung der partiellen Ableitung, vernachlässigt.

In  $x$ -Richtung ergeben sich die beiden Taylor-Entwicklungen

$$T_{i+1,j,k}^t = T_{i,j,k}^t + \delta x \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t + \frac{1}{2} (\delta x)^2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j,k}^t + \dots, \quad (5.9)$$

$$T_{i-1,j,k}^t = T_{i,j,k}^t - \delta x \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t + \frac{1}{2} (\delta x)^2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j,k}^t - \dots, \quad (5.10)$$

für festes  $j$ ,  $k$  und  $t$ . Die beiden Gleichungen (5.9) und (5.10) führen zu zwei möglichen Realisierungen der partiellen Ableitung:

$$+ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t = \frac{T_{i+1,j,k}^t - T_{i,j,k}^t}{\delta x} + \mathcal{O}(\delta x) \quad \text{und} \quad (5.11)$$

$$- \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t = \frac{T_{i,j,k}^t - T_{i-1,j,k}^t}{\delta x} + \mathcal{O}(\delta x), \quad (5.12)$$

dem sogenannten *Vorwärtsgradienten* (5.11) bzw. *Rückwärtsgradienten* (5.12). Beide führen zu Fehlern der Ordnung  $\mathcal{O}(\delta x)$ . Durch Subtrahieren der Gleichung (5.10) von Gleichung (5.9) ergibt sich eine weitere Realisierungsmöglichkeit:

$$\left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t = \frac{T_{i+1,j,k}^t - T_{i-1,j,k}^t}{2\delta x} + \mathcal{O}(\delta x^2). \quad (5.13)$$

Diese partielle Ableitung ist symmetrisch bezüglich der Koordinate  $i$ . Die Ableitung wird durch die Änderung zwischen den Punkten  $i+1$  und  $i-1$  approximiert. Der Fehler ist dabei nur von der Ordnung  $\mathcal{O}(\delta x^2)$ .

Welcher der möglichen diskreten Gradienten verwendet wird hängt davon ab, womit der Gradient verknüpft wird. Im Falle des Konvektionstermes (5.2), ergibt sich durch die Verknüpfung des Gradienten mit der Geschwindigkeit eine Vorzugsrichtung. Temperaturänderungen durch Konvektion können nur durch stromaufwärts liegenden Gradienten hervorgerufen werden. Daher wird der Rückwärtsgradient sinnvollere Ergebnisse liefern als der Vorwärtsgradient. Für die zeitliche Ableitung (5.8) wird im allgemeinen der Vorwärtsgradient benutzt. Aus ihm ergibt sich direkt die Änderung zwischen der gesuchten Temperatur zum Zeitpunkt  $t + \delta t$  und der bekannten Temperatur zum Zeitpunkt  $t$ .

Die zweite partielle Ableitung ergibt sich durch Addition der Gleichungen (5.9) und (5.10):

$$\left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j,k}^t = \frac{T_{i+1,j,k}^t - 2T_{i,j,k}^t + T_{i-1,j,k}^t}{(\delta x)^2} + \mathcal{O}(\delta x^2). \quad (5.14)$$

Der Fehler ist hierbei von der Ordnung  $\mathcal{O}(\delta x^2)$ .

Die partiellen Ableitungen bezüglich der beiden anderen Raumrichtungen  $y$  und  $z$  ergeben sich analog zur  $x$ -Richtung. Lösungsverfahren, welche die in diesem Abschnitt hergeleiteten Diskretisierungen der Ableitungen benutzen, werden als *Finite-Differenzen-Verfahren* bezeichnet. Die partiellen Ableitungen werden dabei durch Differenzenquotienten ersetzt.

### Diskretisierung des diffusiven Transportterms

Der Anteil des diffusiven Transports zur Temperaturänderung (5.2) wird beschrieben durch

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{diff} = D \Delta T = D \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (5.15)$$



Ersetzt man die partiellen Ableitungen durch Differenzenquotienten der Form (5.8) und (5.14), so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t}{\delta t} &= D \frac{T_{i+1,j,k}^t - 2T_{i,j,k}^t + T_{i-1,j,k}^t}{(\delta x)^2} \\ &+ D \frac{T_{i,j+1,k}^t - 2T_{i,j,k}^t + T_{i,j-1,k}^t}{(\delta y)^2} + D \frac{T_{i,j,k+1}^t - 2T_{i,j,k}^t + T_{i,j,k-1}^t}{(\delta z)^2}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Aufgelöst nach der gesuchten Temperatur zum Zeitpunkt  $t + \delta t$

$$\begin{aligned} T_{i,j,k}^{t+\delta t} &= (1 - 2D\delta t) \left( \frac{1}{(\delta x)^2} + \frac{1}{(\delta y)^2} + \frac{1}{(\delta z)^2} \right) T_{i,j,k}^t \\ &+ D \frac{\delta t}{(\delta x)^2} (T_{i+1,j,k}^t + T_{i-1,j,k}^t) \\ &+ D \frac{\delta t}{(\delta y)^2} (T_{i,j+1,k}^t + T_{i,j-1,k}^t) \\ &+ D \frac{\delta t}{(\delta z)^2} (T_{i,j,k+1}^t + T_{i,j,k-1}^t), \end{aligned} \quad (5.17)$$

ergibt sich ein *explizites Differenzenschema*, nach dem sich die Temperatur zu einem Zeitpunkt  $t + \delta t$  an einem Punkt  $(i, j, k)$  aus den Temperaturen am Punkt selbst und an den sechs nächsten Nachbarpunkten zu einem früheren Zeitpunkt  $t$  berechnen läßt.

Dies entspricht einer gewichteten Mittelung der Temperaturen einer lokalen Umgebung des gesuchten Punktes. Die Wichtungskoeffizienten sind symmetrisch bezüglich des Punktes  $(i, j, k)$ . In der Sprache der Digitalen Bildverarbeitung entspricht dies einer *Faltung* der Temperaturverteilung  $T$  mit der Faltungsmaske  $h$  der Wichtungskoeffizienten:

$$T^{t+\delta t} = h * T^t. \quad (5.18)$$

Diese Äquivalenz zur Digitalen Bildverarbeitung legt es nahe, die dort entwickelten Konzepte der Optimierung von Filteroperationen zu nutzen. In der Digitalen Bildverarbeitung stellt sich gleichermaßen das Problem, daß mathematische Operatoren auf einem diskreten Gitter möglichst fehlerfrei implementiert werden müssen, um eine optimale Extraktion physikalischer Information aus Bilddaten zu ermöglichen.

Zur Interpretation der Diffusionsgleichung im Sinne der Bildverarbeitung kann Gleichung (5.15) mit den diskreten Koordinaten (5.4) umgeschrieben werden zu

$$\frac{T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t}{\delta t} = D \left( \frac{\partial^2 T_{i,j,k}^t}{\partial(i\delta x)^2} + \frac{\partial^2 T_{i,j,k}^t}{\partial(j\delta y)^2} + \frac{\partial^2 T_{i,j,k}^t}{\partial(k\delta z)^2} \right), \quad (5.19)$$

wobei nur die zeitliche Ableitung durch den Differenzenquotienten (5.8) ersetzt wurde. Für ein regelmäßiges Gitter, d. h.  $\delta x = \delta y = \delta z$ , reduziert sich dies auf

$$\frac{T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t}{\delta t} = \frac{D}{(\delta z)^2} \left( \frac{\partial^2 T_{i,j,k}^t}{\partial i^2} + \frac{\partial^2 T_{i,j,k}^t}{\partial j^2} + \frac{\partial^2 T_{i,j,k}^t}{\partial k^2} \right) = \frac{D}{(\delta z)^2} \mathbf{L} T_{i,j,k}^t. \quad (5.20)$$

Dabei ist  $\mathbf{L}$  als diskrete Realisierung des kontinuierlichen Laplaceoperators aufzufassen. Aufgelöst nach der gesuchten Temperatur

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} = T_{i,j,k}^t + \frac{D\delta t}{(\delta z)^2} \mathbf{L} T_{i,j,k}^t, \quad (5.21)$$

liefert (5.20) die Operatorgleichung:

$$T^{t+\delta t} = (\mathbf{I} + \alpha \mathbf{L}) T^t, \quad \text{mit } \alpha = \frac{D\delta t}{(\delta z)^2}, \quad (5.22)$$

wobei  $\mathbf{I}$  den Einheitsoperator bezeichnet.

In dieser Darstellung ergibt sich die Temperaturverteilung nach einem Zeitschritt  $\delta t$  durch die Summe der Temperaturverteilung vor dem Zeitschritt und der Temperaturverteilung nach Anwendung des Laplaceoperators.

Wie bereits in der Herleitung der diskreten partiellen Ableitungen beschrieben wurde, stellen Differenzenquotienten nur Näherungen einer optimalen Lösung dar, da die Taylor-Entwicklung nach dem zweiten bzw. dritten Term abgebrochen wurde. Wie gut ein diskreter Ableitungsoperator die kontinuierliche Lösung approximiert, läßt sich an seiner Transferfunktion, d. h. der Fouriertransformierten des Filters, ablesen. Für partielle Ableitungen in Richtung der Koordinate  $x_i$  gelten die Zusammenhänge ([Jähne, 93a])

$$\frac{\partial f(\vec{x})}{\partial x_i} \quad \circ\bullet \quad ik_i \hat{f}(\vec{k}), \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial^2 f(\vec{x})}{\partial x_i^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial f(\vec{x})}{\partial x_i} \right) \quad \circ\bullet \quad ik_i (ik_i \hat{f}(\vec{k})) = -k_i^2 \hat{f}(\vec{k}), \quad (5.24)$$

zwischen der Darstellung des Operators im Ortsraum und im Fourierraum. Die erste Ableitung einer Funktion  $f$  entspricht einer Multiplikation ihrer Fouriertransformierten  $\hat{f}$  mit dem imaginären Faktor  $ik_i$ , wobei  $k_i$  die Wellenzahl in Richtung der  $x_i$ -Achse bezeichnet. Durch zweimaliges Anwenden der ersten Ableitung ergibt sich die zweite Ableitung einer Funktion  $f$  als Multiplikation ihrer Fouriertransformierten  $\hat{f}$  mit dem negativen Quadrat der Wellenzahl.

Aus den partiellen, zweiten Ableitungen ergibt sich der dreidimensionale Laplaceoperator

$$\Delta f(\vec{x}) = \frac{\partial^2 f(\vec{x})}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 f(\vec{x})}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 f(\vec{x})}{\partial x_3^2}, \quad (5.25)$$

der mit (5.24) im Fourierraum die Form

$$-k_1^2 \hat{f}(\vec{k}) - k_2^2 \hat{f}(\vec{k}) - k_3^2 \hat{f}(\vec{k}) = -(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) \hat{f}(\vec{k}) = -k^2 \hat{f}(\vec{k}) \quad (5.26)$$

annimmt. Aus Gleichung (5.26) läßt sich erkennen, daß der ideale, dreidimensionale Laplaceoperator eine isotrope Transferfunktion besitzt. Das komplexe Spektrum  $\hat{f}(\vec{k})$  einer Funktion wird dabei mit dem negativen Quadrat des Betrages  $k$  des Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  multipliziert.

Um die Forderung der Isotropie zu erfüllen, wird in [Jähne, 93a] vorgeschlagen, die Isotropie von Binomial- $\hat{\mathbf{B}}$  Glättungsmasken zur Konstruktion eines dreidimensionalen Laplaceoperators auszunutzen. Die Transferfunktion  ${}^2\hat{\mathbf{B}}$  einer  $n$ -dimensionalen Binomialmaske  ${}^2\mathbf{B}$  vom Grad 2 kann für kleine Wellenzahlen mit

$${}^2\hat{\mathbf{B}} \approx 1 - \frac{1}{4} k^2 \quad (5.27)$$

approximiert werden, wobei  $k$  den Betrag des  $n$ -dimensionalen Wellenzahlvektors im Fourierraum bezeichnet. Wird das Originalbild von dem mit der Binomialmaske geglätteten Bild subtrahiert ( ${}^2\mathbf{B} - \mathbf{I}$ ), so ergibt sich für kleine Wellenzahlen eine Transferfunktion

$${}^2\hat{\mathbf{B}} - \hat{\mathbf{I}} \approx 1 - \frac{1}{4} k^2 - 1 = -\frac{1}{4} k^2. \quad (5.28)$$

Dabei bezeichnet  $\mathbf{I}$  den Einheitsoperator, der das Bild unverändert läßt. Die kombinierte Faltungsmaske

$$\mathbf{L} = 4({}^2\mathbf{B} - \mathbf{I}) \quad (5.29)$$

ist damit ein  $n$ -dimensionaler Ableitungsoperator zweiter Ordnung, d. h. ein  $n$ -dimensionaler Laplaceoperator  $\mathbf{L}$  mit isotroper Transferfunktion  $\hat{\mathbf{L}} \approx -k^2$ .

Aufgelöst nach  ${}^2\mathbf{B}$  liefert (5.29) den Zusammenhang

$$\mathbf{I} + \frac{1}{4} \mathbf{L} = {}^2\mathbf{B}. \quad (5.30)$$

Ein Vergleich von (5.30) mit (5.22) liefert eine modifizierte, explizite Lösung der Diffusionsgleichung:

$$T^{t+\delta t} = {}^2\mathbf{B}T^t, \quad \text{für} \quad \frac{D \delta t}{(\delta z)^2} = \frac{1}{4}. \quad (5.31)$$

Unter Verwendung des diskreten Laplaceoperators der Form (5.29) ergibt sich die numerische Lösung der dreidimensionalen Diffusionsgleichung (5.15) somit als eine Glättung des Simulationsvolumens mit einer dreidimensionalen Binomialmaske der Ordnung 2. Dies entspricht anschaulich der Tatsache, daß bei einer Glättung der Wärmeinhalt eines Gitterpunktes auf die umliegenden Nachbarpunkte verteilt wird, wobei die Koeffizienten der Glättungsmaske die Form der Verteilung, d. h. die *Punktantwort*, wiedergeben. Die Faltung mit der Punktantwort ist somit die diskrete Realisierung des Konzeptes der Green'schen Funktion zur Lösung von Differentialgleichungen (siehe auch Kapitel 4.5).

Die Green'sche Funktion der Diffusionsgleichung ist eine normierte, gaußförmige Verteilung, deren Breite  $\sigma$  mit der Quadratwurzel der Zeit anwächst (4.47). Eine optimale, diskrete Realisierung der Gaußverteilung wird von den diskreten Binomialmasken  ${}^{2n}\mathbf{B}$  dargestellt. Der Grad  $2n$  gibt die Breite der Masken an und repräsentiert somit die Zeitdauer der Diffusion.

Eine bemerkenswerte Eigenschaft von Binomialmasken, die sich zur effizienten Implementierung ausnutzen läßt, ist die Tatsache, daß sich große Masken durch wiederholtes Anwenden kleinerer Masken aufbauen lassen. Da die Faltung eine lineare Operation darstellt, kann damit das Simulationsvolumen mehrmals hintereinander mit der elementaren Maske  ${}^2\mathbf{B}$  geglättet werden, um effektiv eine Glättung mit der größeren Maske  ${}^{2n}\mathbf{B}$  zu erreichen:

$${}^{2n}\mathbf{B}T = \underbrace{{}^2\mathbf{B} \dots {}^2\mathbf{B}}_{n \text{ mal}} T. \quad (5.32)$$

Dies entspricht genau der Lösung der Diffusionsgleichung nach Gleichung (5.31). Die Zeit wird in diskrete Schritte eingeteilt. Zu jedem Zeitschritt  $\delta t$  führt die Glättung mit der Maske  ${}^2\mathbf{B}$  zu einer Änderung der Temperatur gemäß der Diffusionsgleichung. Die Temperaturverteilung nach einer Zeit  $n \delta t$  ergibt sich durch  $n$ -maliges Wiederholen dieses Schrittes.

Die physikalische Größe der realen Zeit  $\delta t$ , die eine einmalige Glättung repräsentiert, ist durch die Bedingung in Gleichung (5.31) gegeben:

$$\frac{D \delta t}{(\delta z)^2} = \frac{1}{4} \quad \longrightarrow \quad \delta t = \frac{(\delta z)^2}{4D}. \quad (5.33)$$

Nur für diese Kombination der diskreten Orts- und Zeitaufösung entspricht die Diffusion während eines Zeitschrittes  $\delta t$  einer Glättung mit der Binomialmaske  ${}^2\mathbf{B}$ .

Für die verwendete Tiefenaufösung von  $\delta z = 10 \mu\text{m}$  und die Diffusionskonstante  $D = 0.0014 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  von Wärme in Wasser ergibt sich der Zeitschritt zu  $\delta t = 1.786 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ .

Aus der Digitalen Bildverarbeitung ergibt sich eine Methode dreidimensionale Binomialmasken effizient zu implementieren. Dabei wird die Eigenschaft der Separabilität der Masken ausgenutzt. Dies bedeutet, daß eine dreidimensionale Glättung mit einer Binomialmaske  ${}^2\mathbf{B}$  durch sukzessives Falten der dreidimensionalen Datenstruktur  $T$  mit eindimensionalen Binomialmasken entlang der drei Koordinatenachsen ersetzt werden kann:

$${}^2\mathbf{B}T = {}^2\mathbf{B}_i {}^2\mathbf{B}_j {}^2\mathbf{B}_k T. \quad (5.34)$$

Die eindimensionalen Masken  ${}^2\mathbf{B}_i$ ,  ${}^2\mathbf{B}_j$  und  ${}^2\mathbf{B}_k$  haben dabei die Form

$${}^2\mathbf{B}_i = {}^2\mathbf{B}_j = {}^2\mathbf{B}_k = \frac{1}{4} [1 \ 2 \ 1] \quad (5.35)$$

und laufen entlang der Achsen  $i$ ,  $j$  und  $k$ .

Damit ergibt sich die Implementierung des dreidimensionalen Diffusionstermes in Gleichung (4.9) zu drei eindimensionalen Glättungen des dreidimensionalen Simulationsvolumens der Form

$$T^{t+\delta t} = {}^2\mathbf{B}_i {}^2\mathbf{B}_j {}^2\mathbf{B}_k T^t, \quad \text{mit } \delta t = \frac{(\delta z)^2}{4D}. \quad (5.36)$$

Diese Möglichkeit der Implementierung approximiert den isotropen, dreidimensionalen Laplaceoperator der Differentialgleichung besser als das explizite Differenzenverfahren der Form (5.17). Beide Implementierungen stellen jedoch diskrete Faltungen der Datenstruktur dar, die in einem Bildverarbeitungsprogramm mit wenig Aufwand realisiert werden können. Im Falle des verwendeten Programmes *heurisko* konnte die Simulation vollständig in der programmeigenen Hochsprache mit Standard-Bildverarbeitungsoperatoren implementiert werden (siehe Anhang B.1). Dies macht die enge Verwandtschaft zwischen Digitaler Bildverarbeitung und numerischer Mathematik deutlich.

### Bemerkungen:

1. Die Implementierung der dreidimensionalen Diffusion nach (5.36) ergab sich aus dem Wunsch, einen Laplaceoperator zu konstruieren, der die Forderung der Isotropie besser erfüllt als das direkte Differenzenverfahren nach Gleichung (5.17). Für die eindimensionale Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5.37)$$

ergibt sich mit (5.8) und (5.14) das explizite Differenzschema

$$T_k^{t+\delta t} = \alpha T_{k-1}^t + (1 - 2\alpha) T_k^t + \alpha T_{k+1}^t, \quad \text{mit } \alpha = \frac{D \delta t}{(\delta x)^2}, \quad (5.38)$$

d. h. eine Faltung mit der Maske  $[\alpha \ (1 - 2\alpha) \ \alpha]$ . Für  $\alpha = 1/4$  stellt dies die eindimensionale Binomialmaske  ${}^2\mathbf{B}_i$  der Form (5.35) dar. Für den eindimensionalen Fall sind somit die beiden Realisierungen (5.36) und (5.17) identisch.

2. Die Wahl von  $\alpha = 1/4$  in Gleichung (5.22) und (5.38) hatte das Ziel, die Binomialmaske als Lösung zu erhalten. Für andere Werte von  $\alpha$  ergeben sich alternative Realisierungen, die für feste Gitterabständen  $\delta x$  zu anderen Zeitschritten  $\delta t$  führen. Der größte, sinnvolle Wert für  $\alpha$  ergibt sich aus der Bedingung, daß nicht mehr Wärme aus der zentralen Box verschwinden kann, als vor dem Zeitschritt in ihr enthalten war, d. h.  $(1 - 2\alpha) \geq 0$ . Dies führt zu der Bedingung  $\alpha \leq 1/2$ . Genauere Berechnungen zeigen, daß dieser Maximalwert bereits zu numerischen Instabilitäten und Oszillationen des Ergebnisses führt ([Cranck, 93]). Der Wert  $\alpha = 1/4$  liegt noch im Bereich der stabilen Lösungen. Gleichzeitig ist er groß genug, um nicht zu sehr kleinen Zeitschritten und damit sehr langen Rechenzeiten zu führen. Es zeigt sich hierbei, wie auch bei vielen Anwendungen der Bildverarbeitung, daß die Binomialmaske die physikalische Realität in idealer Weise zu approximieren scheint und darüber hinaus sehr effizient zu implementieren ist.
3. Beim Übergang von Gleichung (5.19) zu Gleichung (5.20) wurde vorausgesetzt, daß es sich bei der Diskretisierung des Volumens um ein regelmäßiges Gitter handelt, d. h.  $\delta x = \delta y = \delta z$ . Nur in diesem Fall ist die Faltungsmaske isotrop bezüglich des diskreten Gitters und führt auf die dreidimensionale Binomialmaske als Realisierung. Im vorliegenden Fall wurde jedoch die vertikale Auflösung um einen Faktor 100 kleiner gewählt als die horizontale Auflösung (Abschnitt 5.3.1). Eine Anwendung der dreidimensionalen Binomialmaske auf diesem Gitter führt zu einer anisotropen Diffusion.

Zum Vergleich der Wirkung der Diffusion in horizontaler und vertikaler Richtung wird die dreidimensionale Binomialmaske nach (5.34) zerlegt und die Ausdehnung der einzelnen Masken bezüglich der kontinuierlichen Koordinaten betrachtet. Eine Binomialmaske vom Grad  $n$ , die auf einem Gitter der

Gitterkonstante  $\delta x$  angewendet wird, stellt eine diskrete Realisierung einer Gaußverteilung der Breite  $\sigma\delta x$  dar, wobei der Zusammenhang

$$\sigma^2 = \frac{n}{4} \quad (5.39)$$

zwischen  $n$  und  $\sigma$  gilt. Für ein unregelmäßiges Gitter, mit  $\delta x = \delta y = 100 \delta z$ , ergeben sich daher die Ausdehnungen

$$\sigma_x = \sigma_y = 100 \sigma_z \quad (5.40)$$

der Verteilung bezüglich der kontinuierlichen Koordinaten, nach einmaligem Anwenden der Binomialmaske in alle Raumrichtungen. Berücksichtigt man noch, daß die Breite der Gaußverteilung bei der Diffusion mit der Quadratwurzel der Zeit anwächst, d. h.  $\sigma \propto \sqrt{t}$ , dann entspricht die Glättung mit einer isotropen Gaußmaske auf dem unregelmäßigen Gitter unterschiedlichen Zeitschritten in horizontaler und vertikaler Richtung. Mit

$$\frac{\delta t_{x,y}}{\delta t_z} = \frac{\sigma_{x,y}^2}{\sigma_z^2} \quad (5.41)$$

folgt aus (5.40):

$$\delta t_{x,y} = 10^4 \delta t_z. \quad (5.42)$$

Aufgrund der 100-fach größeren Auflösung in horizontaler Richtung, entspricht eine Glättung entlang der horizontalen Achsen  $10^4$  Glättungen bezüglich eines Gitters der Auflösung  $\delta z$  in horizontaler Richtung. Um pro Zeitschritt eine isotrope Diffusion zu erhalten, kann die Ausdehnung der Glättungsmasken in horizontaler Richtung eingeschränkt werden. Dazu wird, wie gehabt, der Zeitschritt  $\delta t$  über die Bedingung (5.38) mit  $\alpha = 1/4$  und der vertikalen Auflösung  $\delta z$  festgelegt. Dieser Zeitschritt  $\delta t$  liefert, mit der horizontalen Auflösung  $\delta x$  bzw.  $\delta y$ , die Bedingung für  $\alpha$  in horizontaler Richtung (5.38) und damit eine modifizierte Faltungsmaske. Diese stellt jedoch keine Binomialmaske mehr dar. Eine weitere Möglichkeit zur Realisierung einer isotropen Diffusion auf einem unregelmäßigen Gitter ist es, die horizontale Glättung nur nach jeweils  $10^4$  vertikalen Glättungen durchzuführen. Dies reduziert den Rechenaufwand auf etwa  $1/3$  und führt auf das gleiche Ergebnis.

4. Die Diskussion der Implementierung der Diffusionsgleichung in diesem Abschnitt zeigt deutlich, wie eine effiziente Implementierung durch die Konzepte der Digitalen Bildverarbeitung erreicht werden kann. Darüber hinaus wird die gewünschte Isotropie der Lösung besser approximiert als durch direkte Differenzenverfahren. Bei einer Implementierung der Form (5.17) sind pro Gitterpunkt 7 Multiplikationen und 6 Additionen nötig. Bei einer Realisierung der Form (5.36) können die Multiplikationen vollständig durch schnelle Shift-Operationen ersetzt werden. Für die drei Faltungen entlang der Koordinatenachsen reduziert sich der Rechenaufwand auf jeweils eine Shift-Operation des zentralen Punktes, zwei Additionen und eine abschließende Shift-Operation zur Normierung.

### Diskretisierung des laminaren Konvektionsterms

Der laminare Konvektionsterm ergibt sich nach (5.2) zu

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{lam} = -(u_s - mz) \frac{\partial T}{\partial x} = -u(z) \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (5.43)$$

Mit der diskreten, zeitlichen Ableitung (5.8) ergibt sich daraus für den Gitterpunkt  $(i, j, k)$ :

$$\frac{T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t}{\delta t} = -u_k \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t. \quad (5.44)$$

Aufgelöst nach der gesuchten Temperatur zum Zeitpunkt  $t + \delta t$

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} = T_{i,j,k}^t - u_k \delta t \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j,k}^t, \quad (5.45)$$

stellt dies eine Taylor-Entwicklung bis zur ersten Ordnung in  $x$ -Richtung dar. Ein Vergleich mit (5.10) liefert den Zusammenhang

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} = T_{i-\delta i,j,k}^t, \quad \text{mit } \delta i = u_k \delta t. \quad (5.46)$$

Die Temperatur zum Zeitpunkt  $t + \delta t$  am Punkt  $(i, j, k)$  ergibt sich somit aus der Temperatur zum Zeitpunkt  $t$  am Punkt  $(i - \delta i, j, k)$ . Die Verschiebung  $\delta i$  ist dabei keine ganze Zahl mehr. Sie ergibt sich aus der Strecke, welche die Strömung während eines Zeitschrittes  $\delta t$  zurücklegt. Dies bedeutet anschaulich, daß durch die Strömung eine Koordinatentransformation innerhalb des Simulationsvolumens stattfindet. Im Falle einer tiefenunabhängigen Strömung ( $m = 0$ ) verschiebt sich das gesamte Simulationsvolumen, pro Zeitschritt, um einen konstanten Betrag. Für eine Scherströmung ( $m \neq 0$ ) wird zusätzlich eine Scherung erzeugt, wobei übereinanderliegende Schichten gegeneinander verschoben werden.

Das Stabilitätskriterium an die Implementierung von (5.46) ergibt sich aus der Voraussetzung, daß durch Konvektion nicht mehr Wärme pro Zeitschritt eine Box verlassen darf, als vor dem Zeitschritt in ihr enthalten war ([Courant et al., 28]). Da der Wärmehalt einer Box vollständig verschwindet, wenn die Geschwindigkeit so hoch ist, daß ein Gitterpunkt über den nächsten Gitterpunkt hinausgetragen wird, muß die Verschiebung  $\delta i$  (5.46) kleiner als die Gitterkonstante  $\delta x$  bleiben:

$$\delta i \leq \delta x \quad \iff \quad \delta t \leq \frac{\delta x}{u_k}. \quad (5.47)$$

Für die Größe des Zeitschrittes, die durch die Diffusion festgelegt wird (5.36), ist Bedingung (5.47) für Geschwindigkeiten bis zu  $600 \text{ cm s}^{-1}$  erfüllt.

Die Interpretation des laminaren Konvektionstermes als Koordinatentransformation führt direkt zu einer effizienten Implementierung. Die prinzipielle Vorgehensweise dabei ist, daß die Simulation eines Zeitschrittes in zwei Schritte zerlegt wird. In einem ersten Schritt wird das Simulationsvolumen gemäß der Koordinatentransformation (5.46) verschoben. Da die Verschiebung im allgemeinen auf Zwischengitterpunkte führt, muß die Temperaturverteilung anschließend auf das regelmäßige Gitter interpoliert werden. In einem zweiten Schritt wird auf dem transformierten Gitter die Temperaturänderung durch Diffusion zwischen benachbarten Gitterpunkten berechnet und die Temperaturänderungen durch Quellen, Senken und Turbulenz zu jedem Punkt addiert.

Die Aufteilung der Transportgleichung in einen diffusiven und einen konvektiven Anteil wird allgemein als *Charakteristikenverfahren* bezeichnet ([Fachat, 95], [Kinzelbach, 92]). Eine zusammenfassende Darstellung findet sich in [Abott, 66]. Das verwendete Zweischrittverfahren ist ein modifiziertes Rückwärtscharakteristikenverfahren, das die Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes ausnutzt, um aus der Temperaturverteilung zu einem früheren Zeitpunkt, die verschobene Verteilung zu einem späteren Zeitpunkt zu berechnen. Zur Lösung des diffusiven Teils der Transportgleichung wird in einem zweiten Schritt das bereits beschriebene Verfahren verwendet.

Zur Implementierung der Verschiebung mit anschließender Interpolation wird der *heurisko-Operator Shift()* benutzt. Das dreidimensionale Simulationsvolumen wird in  $z$ -Richtung durchgescannt. Die zweidimensionale, horizontale Temperaturverteilung wird in jedem Tiefenschritt in einem temporären Bild in  $x$ -Richtung zweifach nebeneinander kopiert. Dadurch wird die Bildinformation zyklisch über den Rand des Bildes hinaus ergänzt. Die Verschiebung wird vorab in einem Bildvektor in  $z$ -Richtung abgespeichert. Der Wert dieses Vektors an der Position  $z$  wird dem Operator *Shift()* übergeben, um die Bildinformation aus der verschobenen Position in das Simulationsvolumen zurückzukopieren. Abbildung 5.3 zeigt eine schematische Darstellung des zyklischen Verschiebens.

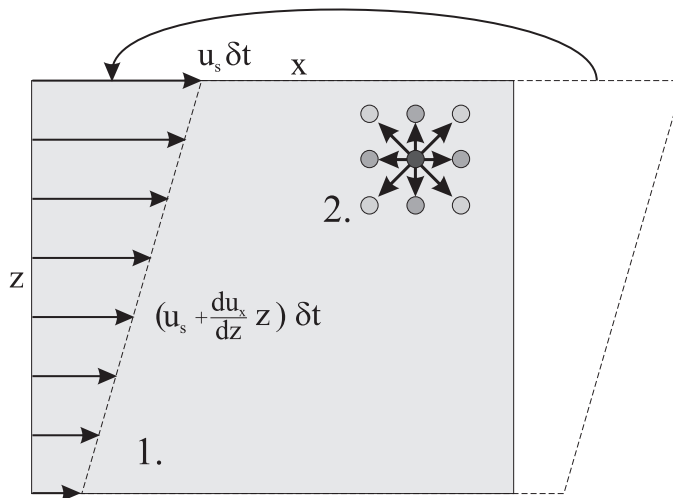


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des implementierten Zweischrittverfahrens. In einem ersten Schritt wird die laminare Konvektion durch subpixelgenaues Verschieben der einzelnen Schichten berücksichtigt. Punkte, die dadurch aus dem rechten Rand herausfallen, werden am linken Rand eingefügt (periodische Randbedingungen). In einem zweiten Schritt wird auf dem gescherten Simulationsvolumen die Diffusion zwischen Nachbarpunkten berechnet.

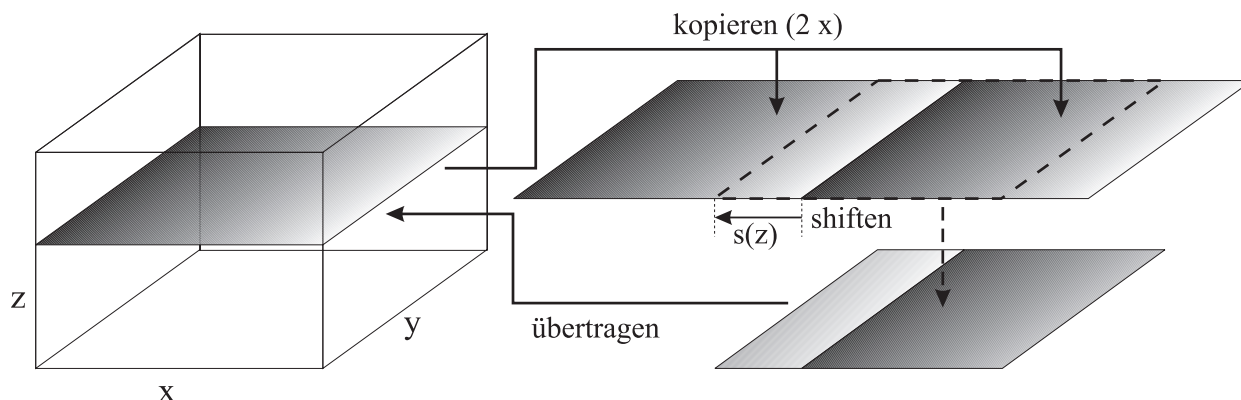


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des subpixelgenauen Verschiebens mit zyklischen Randbedingungen.

Da der Shift()-Operator bei nicht-ganzzahligen Verschiebung eine subpixelgenaue Verschiebung durchführt, wird automatisch die Interpolation auf das regelmäßige Gitter durchgeführt. Durch die Wahl eines optionalen Parameters kann die Art der Interpolation (linear, quadratisch, B-Spline) gewählt werden. Durch das Verdoppeln des Bildes wird die Bildinformation zyklisch ergänzt und verhindert, daß der Shift()-Operator auf leere Gitterpunkte zugreift. Der kommentierte heurisko-Workspace findet sich in Anhang B.1 (Operator shift()).

### Diskretisierung des turbulenten Konvektionsterms

Der turbulente Konvektionsterm ergibt sich nach (5.2) zu

$$\frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{turb} = -\tau^{-1} (T - T_b). \tag{5.48}$$

Mit der diskreten, zeitlichen Ableitung (5.8) ergibt sich daraus für den Gitterpunkt  $(i, j, k)$ :

$$\frac{T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t}{\delta t} = -\tau^{-1} (T_{i,j,k}^t - T_b) \tag{5.49}$$

und damit die gesuchte Temperatur zum Zeitpunkt  $t + \delta t$

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} = \left(1 - \frac{\delta t}{\tau}\right) T_{i,j,k}^t + \frac{\delta t}{\tau} T_b. \quad (5.50)$$

Der Anteil des turbulenten Transportes nach dem Surface Renewal Modell hängt damit, wie bereits erwähnt, nur von der Temperatur am betrachteten Punkt selbst ab. Er stellt daher keinen echten Transportterm, sondern einen Quell- bzw. Senkenterm (abhängig von der Temperatur des Tiefenwassers) der Transportgleichung dar. Dies zeigt bereits vor der Durchführung der Simulation, daß sich Wärmesenken durch Volumenemission und Oberflächenflüsse im Mittel genauso auswirken, wie ein erhöhter turbulenter Transport. Es ist daher wichtig, die natürlichen Flüsse unabhängig von der Messung der Laser-Abklingkurven zu bestimmen, um eine Aussage über den turbulenten Transport und damit über die Transfergeschwindigkeit von Wärme in Wasser machen zu können.

Bei der direkten Implementierung des Surface Renewal Modells nach (5.50) erhöht sich der Rechenaufwand gegenüber einer Simulation reiner Diffusion (5.36) nur geringfügig. Pro Gitterpunkt ist nur eine zusätzliche Multiplikation und eine Addition nötig.

Eine weitere Einsparung an Rechenzeit ergibt sich, wenn (5.50) direkt mit der vertikalen Diffusion<sup>1</sup> nach (5.35) kombiniert wird:

$$\begin{aligned} T_{i,j,k}^{t+\delta t} &= \frac{1}{4} T_{i,j,k-1}^t + \frac{1}{2} T_{i,j,k}^t + \frac{1}{4} T_{i,j,k+1}^t - \frac{\delta t}{\tau} T_{i,j,k}^t + \frac{\delta t}{\tau} T_b \\ &= \frac{1}{4} T_{i,j,k-1}^t + \left(\frac{1}{2} - \frac{\delta t}{\tau}\right) T_{i,j,k}^t + \frac{1}{4} T_{i,j,k+1}^t + \frac{\delta t}{\tau} T_b. \end{aligned} \quad (5.51)$$

Damit ergibt sich die Temperatur nach einem Zeitschritt  $\delta t$  durch Diffusion und Turbulenz insgesamt zu

$$T^{t+\delta t} = \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{1}{2} - \frac{\delta t}{\tau} \right) \frac{1}{4} \right]_z * T^t + \frac{\delta t}{\tau} T_b, \quad (5.52)$$

d. h. einer Faltung der Temperaturverteilung vor dem Zeitschritt und einer zusätzlichen Addition. Als Bedingung gilt hierbei wiederum, daß nicht mehr Wärme die Box verlassen darf, als vor dem Zeitschritt in ihr enthalten war, d. h.

$$\left( \frac{1}{2} - \frac{\delta t}{\tau} \right) \geq 0. \quad (5.53)$$

Daraus folgt für die Lebensdauer  $\tau$ :

$$\tau \geq 2 \delta t. \quad (5.54)$$

Für den bereits festgelegten Zeitschritt der Diffusion von  $\delta t = 1.786 \cdot 10^{-4}$  s ergibt sich daraus eine minimale Lebensdauer von  $\tau \geq 3.57 \cdot 10^{-4}$  s, die weit unter den zu erwartenden Werten von 0.1 s bis 10 s liegt.

### Diskretisierung der Laserabsorption

Mit der diskreten, zeitlichen Ableitung (5.8) ergibt sich aus Gleichung (5.2) die Erwärmung durch den Laser am Punkt  $(i, j, k)$  des Simulationsvolumens zu

$$\begin{aligned} T_{i,j,k}^{t+\delta t} &= T_{i,j,k}^t \\ &+ \underbrace{\frac{P_{ges} \delta t}{2 \pi \sigma^2 \zeta c_v \rho}}_{\text{const.}} \underbrace{\exp\left(\frac{(\delta x)^2 (i - i_0)^2 + (\delta y)^2 (j - j_0)^2}{2 \sigma^2}\right)}_{b_{i,j}} \underbrace{\exp\left(-\frac{k \delta z}{\zeta}\right)}_{S_k}, \end{aligned} \quad (5.55)$$

<sup>1</sup>Bei Verwendung der separablen Binomialfilter zur Simulation der Diffusion bietet sich die vertikale Diffusion an, da diese für jeden Zeitschritt durchgeführt wird. Die horizontalen Glättungen werden nur alle  $10^4$  Zeitschritte angewendet. Außerdem entspricht das Modell des Surface Renewal einem Transport in die Tiefe, wodurch die Integration in die vertikale Diffusion rein philosophisch mehr Sinn macht.



wobei  $i_0$  und  $j_0$  die Koordinaten des Laser–Auffreffpunktes auf der Oberfläche des Simulationsvolumens bezeichnen.

Da die Erwärmung eines Gitterpunktes pro Zeitschritt  $\delta t$  nicht von der Temperatur  $T_{i,j,k}^t$  des Punktes abhängt, kann sie vorab berechnet und in einer Look–Up–Tabelle (LUT) abgespeichert werden. Die Berechnung der Temperaturerhöhung pro Zeitschritt reduziert sich somit auf eine punktweise Addition der dreidimensionalen LUT zum Simulationsvolumen (siehe *heurisko*–Workspace, B.1).

### Diskretisierung der Volumenemission

Mit der diskreten, zeitlichen Ableitung (5.8) ergibt sich aus Gleichung (5.2) die Temperaturerniedrigung durch Volumenemission langwelliger Strahlung am Punkt  $(i, j, k)$  zu

$$\begin{aligned} T_{i,j,k}^{t+\delta t} &= T_{i,j,k}^t \\ &- (\rho c_V)^{-1} \int_0^\infty \beta(\lambda) \left[ \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} - \frac{dR(\lambda, T_{sky})}{d\lambda} \right] \exp[-1.5 \beta(\lambda) \delta z k] d\lambda. \end{aligned} \quad (5.56)$$

Damit ist der Volumenemissionsterm, analog zur Lasererwärmung, eine Addition, die nicht von der Temperatur am Gitterpunkt  $(i, j, k)$  abhängt. Da die Temperaturverteilung im Simulationsvolumen nicht mehr in die Integration eingeht, kann das Integral im voraus berechnet und als tiefenabhängige Look–Up–Tabelle (LUT) abgespeichert werden.

Zur Durchführung der numerischen Integration über die Wellenlänge wird  $\lambda$  diskretisiert:  $\lambda \rightarrow l \delta \lambda_l$ . Die Breite  $\delta \lambda_l$  der Intervalle hängt dabei von der Wellenlänge ab, um bei starken Variationen der Integranden eine feinere Auflösung erreichen zu können. Das Integral in (5.56) wird damit zu einer Summe über  $l$ :

$$\begin{aligned} T_{i,j,k}^{t+\delta t} &= T_{i,j,k}^t \\ &- (\rho c_V)^{-1} \sum_{l=0}^{N_\lambda} \underbrace{\left[ \frac{dR_l(T_b)}{d\lambda} - \frac{dR_l(T_{sky})}{d\lambda} \right]}_{r_l} \beta_l \delta \lambda_l \underbrace{\exp[-1.5 \beta_l \delta z k]}_{e_{k,l}}, \end{aligned} \quad (5.57)$$

wobei  $N_\lambda$  die Anzahl der Diskretisierungs–Intervalle bezeichnet.

Abbildung 5.4 zeigt den Verlauf der Eindringtiefe  $\zeta = \beta^{-1}$  und der spezifischen Ausstrahlung  $dR/d\lambda$  (Planckkurve) von Wasser über den Wellenlängenbereich von 3 bis 100  $\mu\text{m}$ . Außerhalb dieses Bereiches ist der Beitrag der Wellenlängen zur Emission vernachlässigbar klein ( $< 0.4\%$  des Maximalwertes der spezifischen Ausstrahlung). Da die größte Variation der Eindringtiefe und der Planck’schen Strahlungskurve im Bereich von 3 bis 10  $\mu\text{m}$  auftritt, wird die folgende Einteilung der diskreten Wellenlängenintervalle gewählt:

$$\begin{aligned} 3 - 10 \mu\text{m}: & \quad \delta \lambda_l = 0.2 \mu\text{m}, \\ 10 - 30 \mu\text{m}: & \quad \delta \lambda_l = 1.0 \mu\text{m}, \\ 30 - 100 \mu\text{m}: & \quad \delta \lambda_l = 2.0 \mu\text{m}. \end{aligned}$$

Zur Durchführung der Summe (5.57) wird ausgenutzt, daß es sich dabei um das Produkt einer zweidimensionalen Matrix mit einem Vektor handelt:

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} - T_{i,j,k}^t = (\rho c_V)^{-1} \sum_{l=0}^{N_\lambda} e_{k,l} r_l = \mathbf{e} \cdot \vec{r}. \quad (5.58)$$

Dies kann im Bildverarbeitungsprogramm *heurisko* sehr bequem durchgeführt werden. Dazu werden die Komponenten der Matrix  $\mathbf{e}$  vorab berechnet und in einer zweidimensionalen Bildstruktur in der  $yz$ –Ebene abgespeichert, wobei die  $l$ –Koordinate in  $y$ –Richtung und die  $k$ –Koordinate in  $z$ –Richtung verläuft. Die

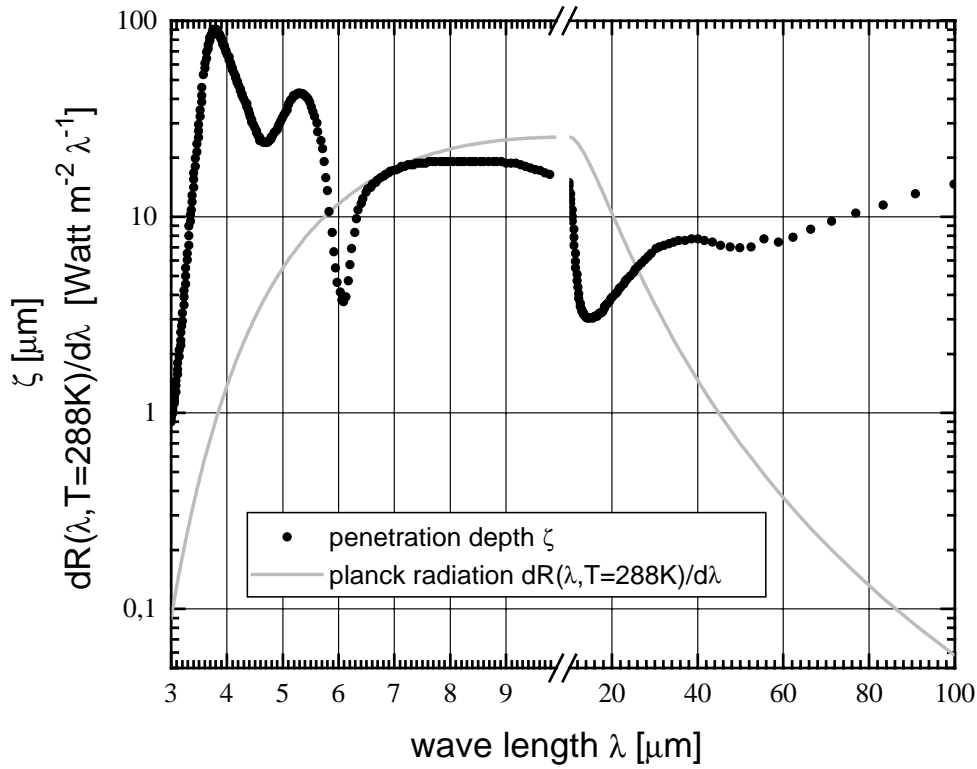


Abbildung 5.4: Eindringtiefe von Infrarotstrahlung in Wasser und spezifische Ausstrahlung von Wasser über den Wellenlängenbereich von 3 bis 100  $\mu\text{m}$ .

Komponenten des Vektors  $\vec{r}$  werden in einem Bildvektor in  $y$ -Richtung abgespeichert. Die Integration ergibt sich damit zu einer Multiplikation des Vektors  $\vec{r}$  mit dem Bild  $\mathbf{e}$  und anschließender Summation in  $y$ -Richtung. Das Ergebnis ist ein Bildvektor in  $z$ -Richtung, der die gesuchte Temperaturerniedrigung in Abhängigkeit von der Tiefe enthält. Bei der Durchführung der Simulation wird dieser Vektor zu jedem Zeitschritt vom dreidimensionalen Simulationsvolumen subtrahiert (siehe Operator `volflux()`, Anhang B.1).

Diese Vorgehensweise ermöglicht es, die Volumenemission auch für andere Wassertemperaturen durchzuführen. Dazu müssen nur die abgespeicherten Werte für  $\vec{r}$  geändert werden.

### Oberflächenflüsse als Randbedingung

An der Oberfläche des Simulationsvolumens wird durch Gleichung (5.3) eine Zusatzbedingung für den Gradienten des Temperaturprofils gegeben:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -(D \rho c_V)^{-1} (j_l + j_s). \quad (5.59)$$

Mit der symmetrischen Ableitung (5.13) liefert dies die Differenzgleichung

$$T_{i,j,-1}^t = T_{i,j,1}^t + \frac{2 \delta z}{D} \frac{(j_l + j_s)}{\rho c_V} \quad (5.60)$$

für  $k = 0$ . Das Differenzschema der vertikalen Diffusion (5.38)

$$T_{i,j,k}^{t+\delta t} = \alpha T_{i,j,k-1}^t + (1 - 2\alpha) T_{i,j,k}^t + \alpha T_{i,j,k+1}^t, \quad \text{mit } \alpha = \frac{D \delta t}{(\delta x)^2}, \quad (5.61)$$

liefert für  $k = 0$  und  $\alpha = 1/4$

$$T_{i,j,0}^{t+\delta t} = \frac{1}{4} T_{i,j,-1}^t + \frac{1}{2} T_{i,j,0}^t + \frac{1}{4} T_{i,j,1}^t. \quad (5.62)$$

Wird (5.60) in (5.62) eingesetzt, so ergibt sich die Temperatur  $T_{i,j,0}^{t+\delta t}$  an der Oberfläche zu

$$T_{i,j,0}^{t+\delta t} = \frac{1}{2} T_{i,j,0}^t + \frac{1}{2} T_{i,j,1}^t + \frac{2 \delta z}{D} \frac{(j_l + j_s)}{\rho c_V}. \quad (5.63)$$

An der Oberfläche reduziert sich die Faltung mit der Binomialmaske  ${}^2\mathbf{B}_k$  somit zu einer Mittelung der beiden obersten Schichten und einer Addition der Temperaturerhöhung durch den Oberflächenfluß (bzw. Temperaturerniedrigung für negative Flüsse).

Bei der Faltung der Temperaturverteilung mit einer Binomialmaske in *heurisko* werden die Randwerte automatisch auf Null gesetzt. Mit  $T_{i,j,-1}^t = 0$  in (5.62) ergibt sich bei  $k = 0$  keine Verfälschung, sondern nur ein fehlender Beitrag vom Punkt  $i,j,-1$ . Der fehlende Term  $1/4 T_{i,j,-1}^t$  kann nach (5.60) berechnet und nach der Faltung zum Temperaturwert hinzuaddiert werden, um das Faltungsergebnis zu korrigieren (Operator *randoben()*, Anhang B.1).

### Realisierung der restlichen Randbedingungen

An den Seitenflächen des Simulationsvolumens werden periodische Randbedingungen angenommen. Bei horizontaler Faltung mit der Binomialmaske  ${}^2\mathbf{B}_i$ , bzw.  ${}^2\mathbf{B}_j$  werden die äußersten Randwerte verfälscht. Um dies zu korrigieren, wird das Simulationvolumen um jeweils einen Gitterpunkt am Rand erweitert. Nach jeder Faltung wird der Wert dieser Punkte auf die Temperatur des ersten, unverfälschten Wertes der gegenüberliegenden Seite gesetzt, d. h.  $T_{N_x,j,k} = T_{1,j,k}$ ,  $T_{0,j,k} = T_{N_x-1,j,k}$ ,  $T_{i,N_y,k} = T_{i,1,k}$  und  $T_{i,0,k} = T_{i,N_y-1,k}$  (Operator *randaussen()*, Anhang B.1).

An der Unterseite des Simulationvolumens wird eine feste Temperatur angenommen. Dazu wird das Simulationvolumen um eine Schicht am unteren Rand erweitert, die nach jeder vertikalen Faltung auf den Wert  $T_b$  gesetzt wird (Operator *randunten()*, Anhang B.1).

## 5.4 Berechnung des theoretischen Kamerabilde

Aus der dreidimensionalen Temperaturverteilung, die sich während der Simulation einstellt, läßt sich ein Bild errechnen, das die Infrarotkamera, bei gegebener Temperaturverteilung, von der Wasseroberfläche liefert. In Abschnitt 3.2.4 wurde der Zusammenhang zwischen Bildintensität  $S$  eines Bildpunktes und Temperaturverteilung in Tiefenrichtung hergeleitet:

$$S = C_K \varepsilon \int_{3 \mu m}^{5 \mu m} \left[ \int_0^\infty \frac{dL(\lambda, T(z))}{d\lambda} \beta(\lambda) \exp(-\beta(\lambda) z) dz \right] s(\lambda) d\lambda. \quad (5.64)$$

Zur numerischen Berechnung der beiden Integrale wird, wie bereits zur Berechnung der Volumenemission, das Wellenlängenintervall in diskrete Intervalle unterteilt:  $\lambda \rightarrow l \delta \lambda$ . Die Breite  $\delta \lambda$  wird dabei zu  $0.2 \mu m$  gewählt. In Tiefenrichtung ist das Simulationvolumen bereits diskretisiert, mit  $\delta z = 10 \mu m$ . Damit reduziert sich (5.64) auf die Doppelsumme

$$S = C_K \varepsilon \delta z \delta \lambda \underbrace{\sum_{k=0}^{N_z} \sum_{l=0}^{N_\lambda} \frac{dL_l(T_k)}{d\lambda} \beta_l s_l \exp(-\beta_l \delta z k)}_{B_{k,T_k}} \overbrace{\quad}^{A_{l,k,T_k}}. \quad (5.65)$$

Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf der Eindringtiefe  $\zeta = \beta^{-1}$  und der Planck'schen Strahlungskurve  $\pi dL/d\lambda$  für eine Temperatur von 288 K über den Bereich von 3 bis 5  $\mu\text{m}$ . Die verwendeten Diskretisierungsstufen sind als graue Stufenfunktionen eingezeichnet. Für andere Temperaturen ergeben sich andere Planckkurven. Man erkennt, daß im Bereich von 3 bis 3,8  $\mu\text{m}$  der steilste Anstieg der beiden Kurven liegt und damit auch

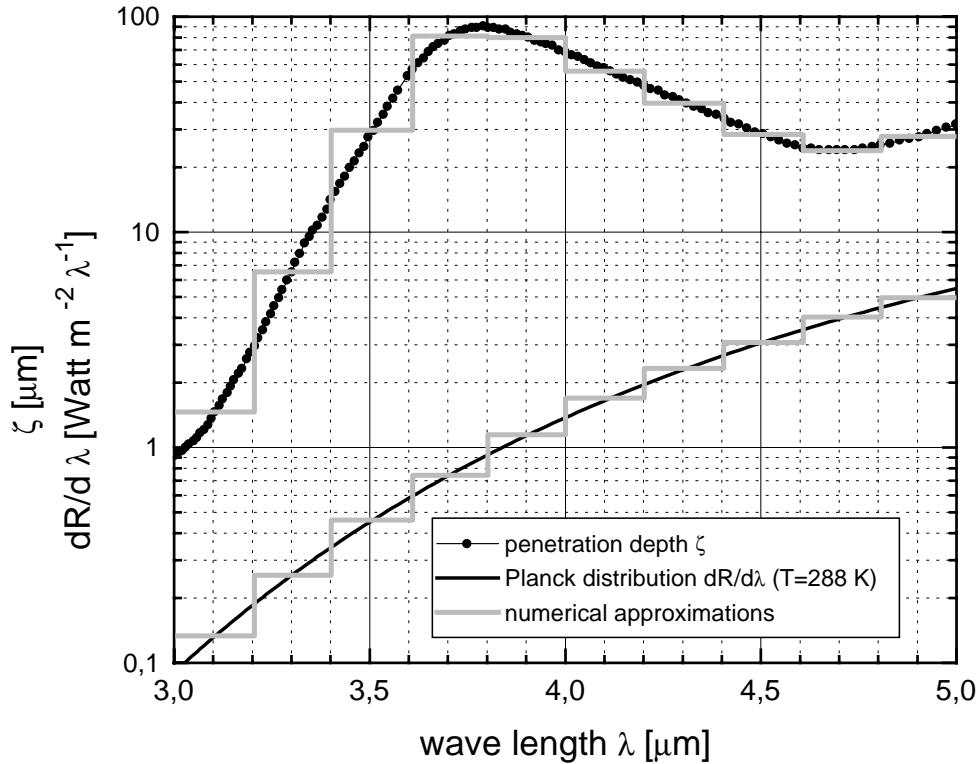


Abbildung 5.5: Verlauf der Eindringtiefe für Infrarotstrahlung in Wasser und Planck'sche Strahlungskurve  $\pi L$  für Wellenlängen zwischen 3 und 5  $\mu\text{m}$ . Die diskreten Näherungen zur numerischen Integration sind als graue Stufenfunktionen dargestellt.

die größten Diskretisierungsfehler auftreten. Da die Planckkurve in diesem Bereich jedoch nur Werte von weniger als 10 % ihres Maximalwertes annimmt, sind diese Fehler in der Summe (5.65) von untergeordneter Bedeutung.

Um für einen Punkt des Kamerabildes die Bildintensität berechnen zu können, muß das Temperaturprofil  $T_k$  in  $z$ -Richtung bekannt sein. Daher muß die Kameraintensität nach (5.65) für jede Temperaturverteilung komplett berechnet werden. Es läßt sich dennoch eine Look-Up-Tabelle berechnen, um die Rechenzeit zu minimieren.

Dazu wird, für eine bestimmte Tiefenschicht  $k$ , das Produkt auf der rechten Seite der beiden Summen in (5.65) für einen Satz verschiedener Temperaturen  $T'_k$  berechnet. Es handelt sich dabei um diskrete Temperaturen im Abstand von 1 K, die den maximal möglichen Bereich der Wassertemperatur während der Simulation abdecken. Für die Simulation der Laser-Abklingkurven wurden die Temperaturen  $T_b - 5 \text{ K}, \dots, T_b, \dots, T_b + 15 \text{ K}$  gewählt, wobei  $T_b$  die Bulk-Temperatur bezeichnet.

Dies liefert eine dreidimensionale Bildstruktur  $A_{l,k,T'_k}$  für die diskreten Werte der Temperaturen  $T'_k$ , der Wassertiefe  $k$  und der Wellenlänge  $l$ . Die Summation über die Wellenlänge  $l$  läßt sich für jede Temperatur  $T'_k$  durchführen. In der dreidimensionalen Bildstruktur entspricht dies einer Anwendung des Sum()-Operators ([Heurisko]) in Richtung der  $l$ -Achse des Bildes. Damit reduziert sich die dreidimensionale Struktur auf ein zweidimensionales Bild  $B_{k,T'_k}$ , welches von der Tiefe  $k$  und der Temperatur  $T'_k$  in dieser Tiefe abhängt. Dieses Bild wird vorab berechnet und als Look-Up-Tabelle abgespeichert (Operator ImageLUT(), Anhang

B.1).

Falls das Temperaturprofil  $T_k$  in  $k$ -Richtung nur aus den diskreten Temperaturwerten  $T'_k$  besteht, die zur Berechnung von  $B$  verwendet wurden, dann entspricht die Summation über  $k$  in (5.65) der Summe

$$S = C_K \varepsilon \delta z \delta \lambda \sum_{k=0}^{N_z} B_{k,T_k}. \quad (5.66)$$

Für jeden Tiefenschritt  $k$  wird somit der Wert von  $B$  an der Position  $(k, T_k)$  zur Summe hinzuaddiert. Dies entspricht einem Pfadintegral über die diskrete Temperaturverteilung im Bild  $B$ .

Für beliebige, nicht-ganzzahlige Temperaturwerte  $T_k$ , mit  $T'_k \leq T_k \leq T'_{k+1}$ , muß der Wert von  $B_{k,T_k}$  zwischen zwei benachbarten Werten  $B_{k,T'_k}$  und  $B_{k,T'_{k+1}}$  berechnet werden. Unter der Annahme, daß sich der Temperaturverlauf der Planck'schen Strahlungskurve für kleine Temperaturdifferenzen linear nähern läßt, ergibt sich dieser Wert als lineare Interpolation zwischen den beiden Werten  $B_{k,T'_k}$  und  $B_{k,T'_{k+1}}$ . Da es sich bei  $B_{k,T'_k}$  um eine Bildstruktur handelt, steht der gesuchte Wert  $B_{k,T_k}$  auf einer Position zwischen zwei Bildpunkten. Die lineare Interpolation zwischen den Werten  $B_{k,T'_k}$  und  $B_{k,T'_{k+1}}$  kann somit durch eine subpixelgenaue Verschiebung mit linearer Interpolation erreicht werden, bei der die  $k$ -te Zeile des Bildes um den Wert  $T'_k - T_k$  entlang der Temperaturachse verschoben wird. Nach der Verschiebung steht der gewünschte Wert an der Position  $(k, T'_k)$ . Wird dies für alle Zeilen entlang der Tiefenachse durchgeführt, dann stehen die gewünschten Werte für  $B_{k,T_k}$  alle untereinander in einer Spalte an der Position  $T'_k$ . Dies ist in Abbildung 5.6 graphisch veranschaulicht.

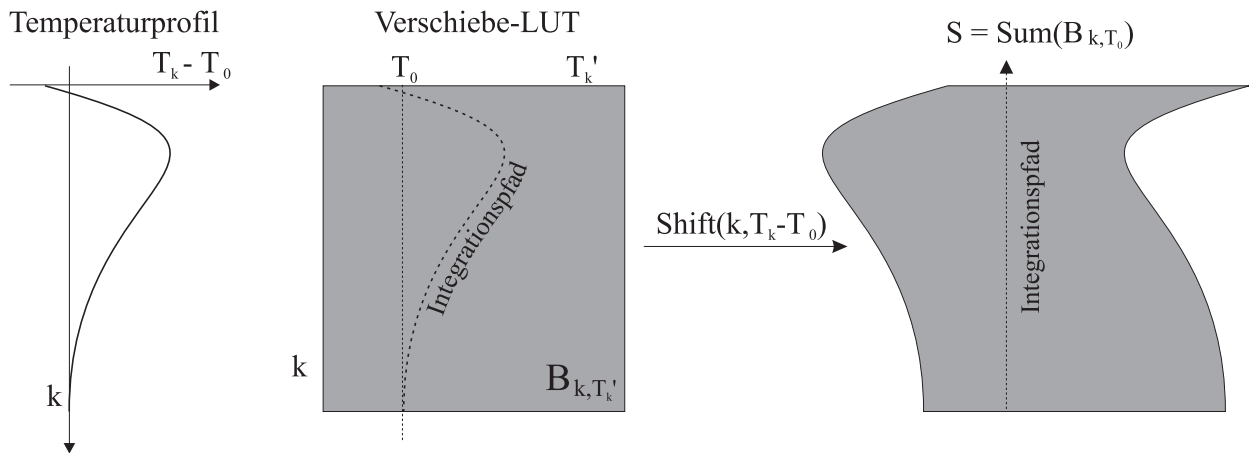


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Linienintegration durch subpixelgenaues Verschieben der Look-Up-Tabelle. Die Werte  $T'_k$  sind dabei die diskreten Temperaturwerte, die zur Berechnung von  $B$  verwendet wurden. Mit  $T_k$  werden die nicht-diskreten Temperaturen des Tiefenprofils bezeichnet.

Für jeden Punkt des zu berechnenden Kamerabilde wird das Profil der vertikalen Temperaturverteilung in einem Spaltenvektor in Richtung der  $k$ -Achse abgespeichert. Dieser Vektor wird dem Shift-Operator zusammen mit der Verschiebe-LUT  $B$  übergeben. Dadurch wird das Bild  $B$  gemäß dem Temperaturprofil subpixelgenau verformt, so daß die gewünschten Summanden  $B(k, T_k)$  entlang der Tiefenachse übereinander stehen. Die Summe entlang der  $k$ -Achse liefert die gesuchte Intensität des Bildpunktes.

Da sich während der Simulation, ausgehend von einer Temperatur  $T_0$ , positive und negative Temperaturdifferenzen ergeben können, wird die Verschiebung bezüglich der Differenz  $T_k - T_0$  berechnet. Die Summation über die Tiefe wird danach am Punkt  $(k, T_0)$  durchgeführt.

Die Berechnung der Verschiebe-LUT wird vom Operator `ImageLUT()` (siehe Anhang B.1) durchgeführt. Danach kann, zu einem beliebigen Zeitpunkt, ein Kamerabild mit dem Operator `Image()` aus der Temperaturverteilung des Simulationsvolumens berechnet werden.

## 5.5 Ergebnisse der Simulation

Die Simulation der Laser Abklingkurven wurde für verschiedene Bedingungen durchgeführt. Dabei wurde sowohl das Surface Renewal Modell als auch reine Diffusion ohne Erneuerungseffekte (Filmmodell) simuliert, wobei die reine Diffusion als Grenzfall des Oberflächenenerneuerungsmodelles für unendliche Lebensdauer betrachtet werden kann. Zum Vergleich der zu erwartenden Ergebnisse für die Abklingkurven auf dem Ozean und im Windkanal wurden alle Simulationen mit und ohne Oberflächenflüsse (sensibler Wärmetransport, latenter Wärmetransport und Volumenemission) durchgeführt. Im folgenden werden die Ergebnisse der verschiedenen Modelle und Randbedingungen vorgestellt.

### 5.5.1 Zeitliche Entwicklung der Wärmeverteilung

Die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung im dreidimensionalen Simulationsvolumen ist in den Abbildungen 5.7–5.9, Abbildung 5.14 und den Farbbildern 11.9–11.12 auf den Seiten 182–184 dargestellt.

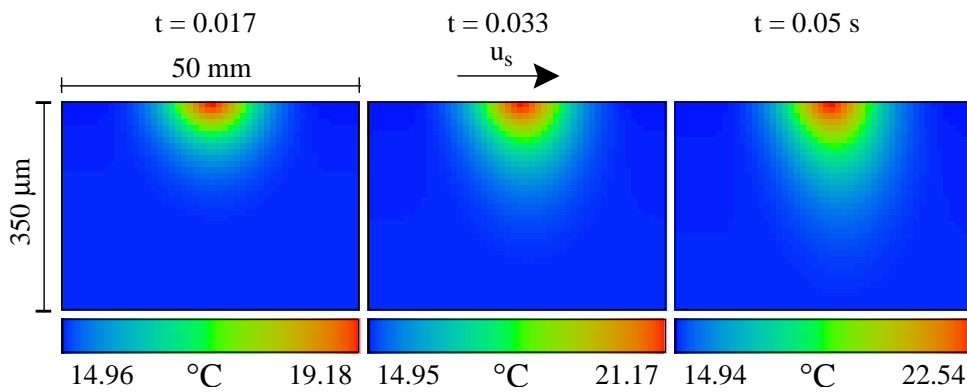


Abbildung 5.7: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.10 auf Seite 183) Entwicklung der Temperaturverteilung während des Aufheizens der Wasseroberfläche durch den  $\text{CO}_2$  Laser. Die Farbskala zeigt jeweils den maximalen Temperaturbereich des entsprechenden Bildes.

Abbildung 5.7 zeigt die Aufheizung der Grenzschicht während der Einstrahldauer des  $\text{CO}_2$ -Lasers. Dabei wurde eine Oberflächengeschwindigkeit von  $u_s = 10 \text{ cm}$  und ein Geschwindigkeitsgradient der Scherströmung von  $\partial u_x / \partial z = 59 \text{ s}^{-1}$  angenommen. Diese Werte entsprechen einer mittleren Windgeschwindigkeit von ca.  $6 \text{ m/s}$ . Da der Laser, unabhängig von der Bewegung der Wasseroberfläche, immer auf denselben Punkt feuert, bewegt sich das erhitzte Wasser unter dem Laserstrahl weg. Während der Zeitdauer der Aufheizung diffundiert die Temperaturverteilung bereits in alle Richtungen. Obwohl die Eindringtiefe des Lasers von  $11.5 \mu\text{m}$  nur eine direkte Erhitzung der obersten Schichten des Simulationsvolumens ermöglicht, führt der dabei entstehende, extreme Temperaturgradient zu einer schnellen Diffusion bis in eine Tiefe von ca.  $100 \mu\text{m}$ . Insgesamt hinterläßt der Laser eine asymmetrische Temperaturverteilung nach dem Abschalten (Abbildung 5.7). Dieser Effekt läßt sich für alle durchgeführten Simulationen beobachten, da die natürlichen Oberflächenflüsse und der beschleunigte Transport des Surface Renewal Modelles im Vergleich zur extremen Leistungsdichte des Lasers zu vernachlässigen sind. Insgesamt heizt sich die Oberfläche bei einem negativen Oberflächenfluß (Auskühlung) geringfügig weniger stark auf.

Abbildung 5.8 zeigt den weiteren Verlauf der Entwicklung des aufgeheizten Wasserbereiches bei eingeschalteter Scherströmung und Oberflächenfluß für reine Diffusion ( $t_* = \infty$ ). Im folgenden wird mit Oberflächenfluß abkürzend die kombinierte Wirkung von latentem und sensiblem Wärmetransport und Emission langwelliger Strahlung bezeichnet. Dabei wird für die reinen Oberflächenflüsse ( $j = j_l + j_s$ ) der Wert  $j = 150 \text{ Watt m}^{-2}$  angenommen. Die Emission langwelliger Strahlung ergibt sich aus einer äquivalenten Schwarzkörpertemperatur des Himmels von  $T_{sky} = -50 \text{ }^{\circ}\text{C}$  (klarer Himmel, Abschnitt 2.6.2). Kurz nach Abschalten des Lasers ist

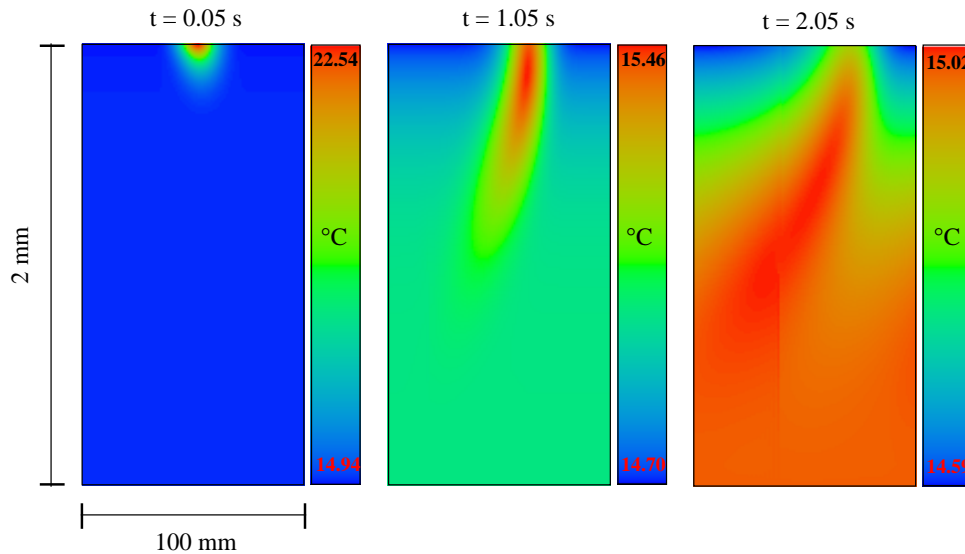


Abbildung 5.8: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.9 auf Seite 182) Querschnitt durch das Simulationsvolumen zu drei verschiedenen Zeiten nach Ausschalten des Lasers. Die Simulation wurde mit Scherströmung durchgeführt. Der Schnitt verläuft in Windrichtung durch den Mittelpunkt des Volumens. Die Farbskala zeigt jeweils den maximalen Temperaturbereich des entsprechenden Bildes.

die Wärme an der Oberfläche deponiert. Der Temperaturunterschied zwischen dem Bulk und der wärmsten Stelle (in der Mitte des Laser-Auftreffpunktes an der Oberfläche) beträgt zu diesem Zeitpunkt ca. 7.5 K. Im Laufe der Zeit diffundiert die Wärme in die Tiefe und die Oberfläche kühlt sich durch die Oberflächenflüsse gegenüber der Bulktemperatur von  $T_b = 15^\circ\text{C}$  ab. Durch die Scherströmung wird die Wärmeverteilung verformt, wobei sich wegen der asymmetrischen Ausgangsverteilung keine lineare Deformation ergibt. Nach zwei Sekunden beträgt der Temperaturunterschied zwischen dem Maximum der Temperatur und der Bulktemperatur nur noch 0.02 K.

Im Vorgriff auf die Ergebnisse der Abklingkurven (Abschnitt 5.5.2) sei hier bereits erwähnt, daß die Scherströmung selbst keinen Beitrag zum Nettotransport der Wärme in die Tiefe leistet. Es handelt sich dabei nur um einen horizontalen Transport durch Konvektion. Die Scherung von übereinanderliegenden Schichten scheint dabei die Diffusion nicht signifikant zu erhöhen. Daher werden im folgenden die Ergebnisse der Simulation ohne Scherströmung vorgestellt. Die Temperaturverteilungen sind in diesem Fall symmetrisch zum Auftreffpunkt des Lasers und es lassen sich Tiefenprofile darstellen, welche die zeitliche Entwicklung der Tiefenverteilung an einem Punkt der Oberfläche zeigen.

Abbildung 5.9 zeigt eine Gegenüberstellung von Querschnitten durch das Simulationsvolumen in  $x$ - $z$ -Richtung für verschiedene Lebensdauern  $t_*$  der Oberflächenenerneuerung, jeweils mit und ohne Oberflächenfluß. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Transport mit abnehmender Lebensdauer schneller vonstatten geht. Die Temperaturerniedrigung der Wasseroberfläche gegenüber dem Bulk ist dabei umso kleiner, je kürzer die Lebensdauer ist. Dies führt zu stark unterschiedlichen qualitativen Temperaturverteilungen bei Anwesenheit von Oberflächenflüssen. In allen Fällen verbreitert sich die Temperaturverteilung in Tiefenrichtung stark, wobei sich das Maximum der Temperatur von der Oberfläche in die Tiefe verlagert. Ohne Oberflächenfluß zeigt die Temperaturverteilung für alle Lebensdauern dasselbe Erscheinungsbild. Das Maximum der Temperatur bleibt zu jedem Zeitpunkt an der Oberfläche, während die Ausdehnung der Verteilung in Tiefenrichtung stark zunimmt. Obwohl die zeitliche Entwicklung für alle Lebensdauern die gleiche zu sein scheint, unterscheiden sich die Absolutwerte der Temperaturen sehr stark. Für die reine Diffusion ( $t_* = \infty$ ) beträgt die Temperaturerhöhung nach zwei Sekunden noch  $\Delta T = 0.71$  K. Bei einer Lebensdauer von  $t_* = 0.5$  s ist die Temperaturdifferenz in derselben Zeit schon auf den Wert  $\Delta T = 0.01$  K abgefallen. Diese Beobachtung unterstreicht die Linearität der Transportgleichung. Dabei ergibt sich für beliebige Werte der Lebensdauer

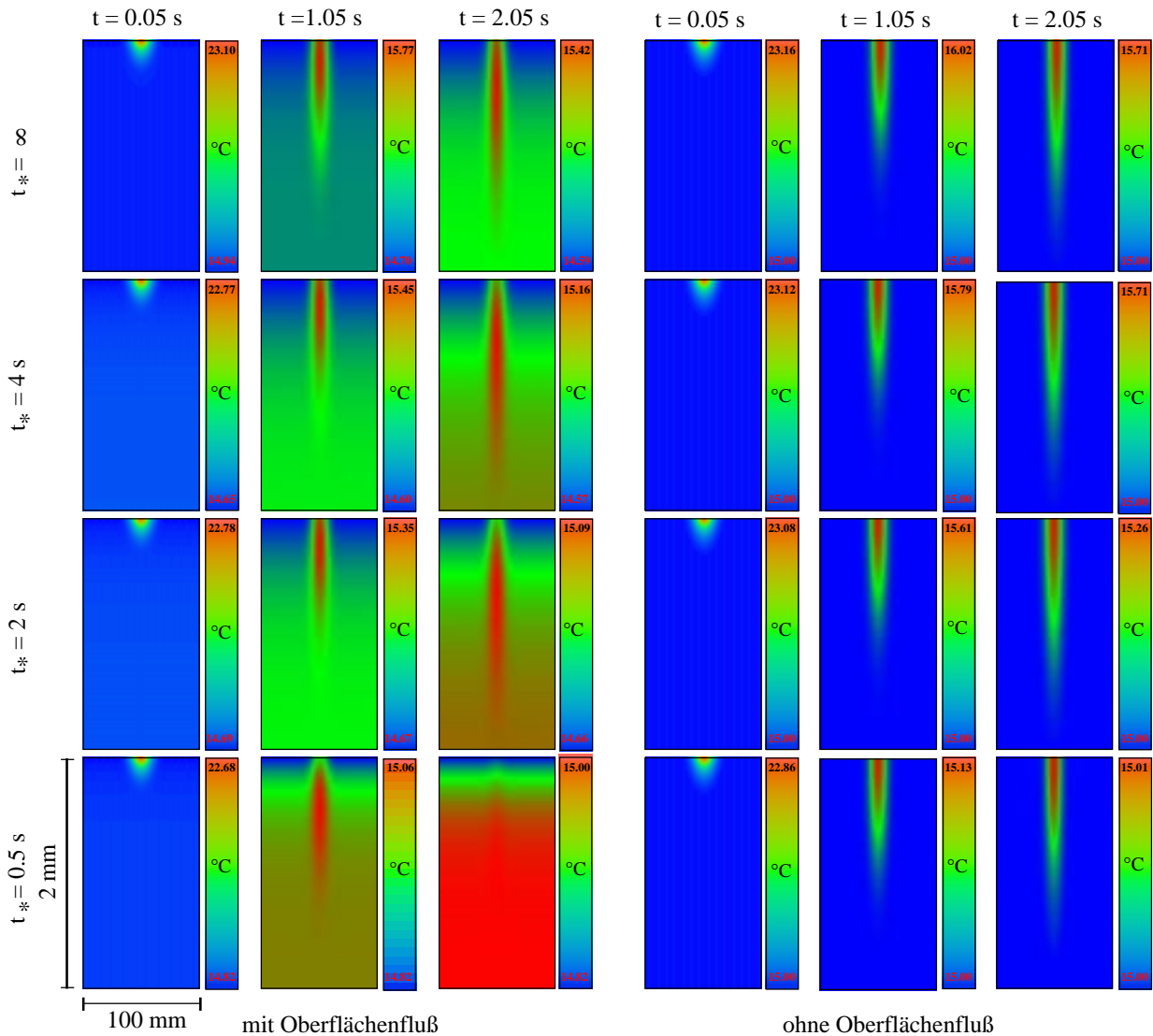


Abbildung 5.9: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.12 auf Seite 184) Querschnitt durch das Simulationsvolumen für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  zu drei verschiedenen Zeiten nach Ausschalten des Lasers, mit und ohne Oberflächenfluß. Die Simulationen wurden ohne Scherströmung durchgeführt. Der Schnitt verläuft in Windrichtung durch den Mittelpunkt des Volumens. Die Farbskala zeigt jeweils den maximalen Temperaturbereich des entsprechenden Bildes.

dasselbe qualitative Verhalten, wobei die Absolutwerte mit der Lebensdauer skalieren. Diese Eigenschaft der Transportgleichung hat zur Einführung der Transfargeschwindigkeit  $k$  geführt (Abschnitt 4.5).

In den Abbildungen 5.10-5.13 sind Tiefenprofile der Temperaturverteilungen aus Abbildung 5.9 am Punkt maximaler Laserintensität dargestellt. Abbildung 5.10 zeigt die zeitliche Entwicklung des Tiefenprofils für reine Diffusion ( $t_* = \infty$ ) ohne Oberflächenfluß. Es ist zu erkennen, daß die Laseraufheizung zu einem steilen Temperaturanstieg innerhalb der obersten 100-200  $\mu\text{m}$  der Wasseroberfläche führt. Eine Sekunde nach Ausschalten des Lasers ist die Oberflächentemperatur bereits auf nur ein Grad über der Bulktemperatur abgefallen. Im Laufe der Zeit verbreitert sich die Temperaturverteilung in die Tiefe, wobei das Maximum abnimmt, aber immer an der Oberfläche bleibt. Die Profile stehen zu jedem Zeitpunkt nach Ausschalten des Lasers senkrecht auf der Wasseroberfläche. Dies entspricht exakt der Randbedingung für  $j = 0$  nach dem 1. Fick'schen Gesetz.



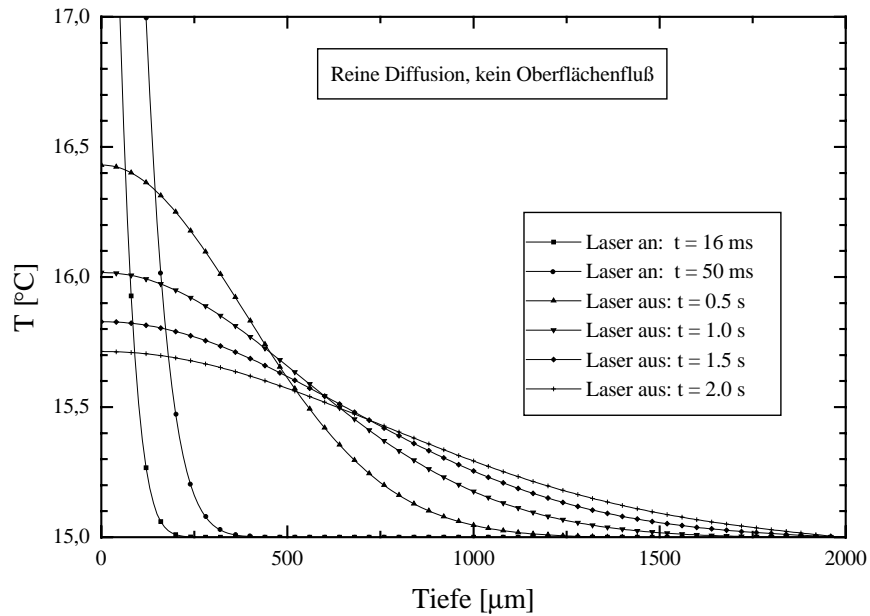


Abbildung 5.10: Tiefenprofile der Temperaturverteilung im Simulationsvolumen für reine Diffusion ohne Oberflächenfluß. Das Profil zeigt die Tiefenverteilung der Temperatur am Punkt maximaler Leistungsdichte des Lasers für unterschiedliche Zeiten während und nach der Aufheizung.

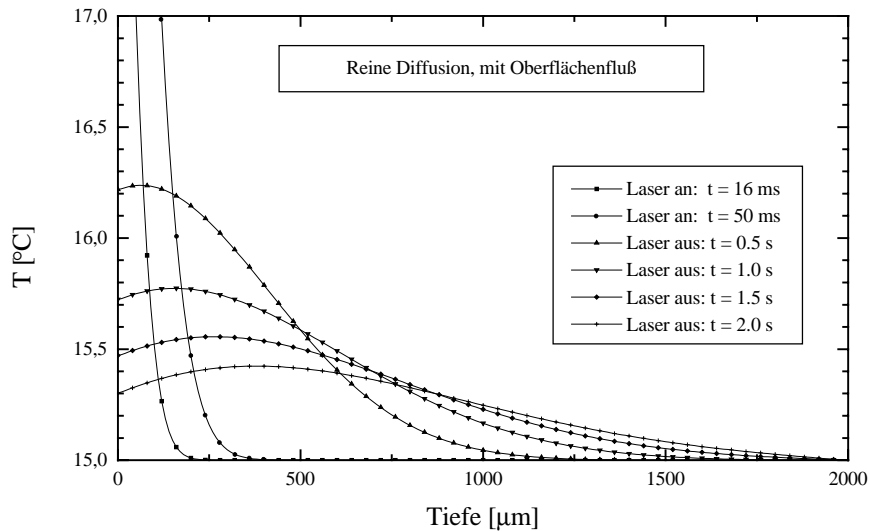


Abbildung 5.11: Tiefenprofile der Temperaturverteilung im Simulationsvolumen für reine Diffusion mit Oberflächenfluß. Das Profil zeigt die Tiefenverteilung der Temperatur am Punkt maximaler Leistungsdichte des Lasers für unterschiedliche Zeiten während und nach der Aufheizung.

Abbildung 5.11 zeigt dieselbe Entwicklung bei eingeschaltetem Oberflächenfluß. Das prinzipielle Verhalten ist dabei analog zur Diffusion ohne Fluß. Mit Oberflächenfluß stehen die Profile jedoch nicht mehr senkrecht auf der Wasseroberfläche. Es stellt sich vielmehr eine negative Steigung ein, die direkt proportional zum Oberflächenfluß ist (1. Fick'sches Gesetz). Bei negativem Fluß (Aus Kühlung) ergeben sich daher Profile, die von der Wasseroberfläche aus zuerst ansteigen und nach Erreichen eines Maximalwertes gegen die Bulktemperatur abfallen. In diesem Fall wandert das Maximum der Temperaturverteilung in die Tiefe.

Abbildung 5.12 zeigt die zeitliche Entwicklung eines Tiefenprofils des Surface Renewal Modells für eine Lebensdauer  $t_* = 2\text{ s}$  ohne Oberflächenfluß. Im Vergleich zu Abbildung 5.10 ist zu erkennen, daß die

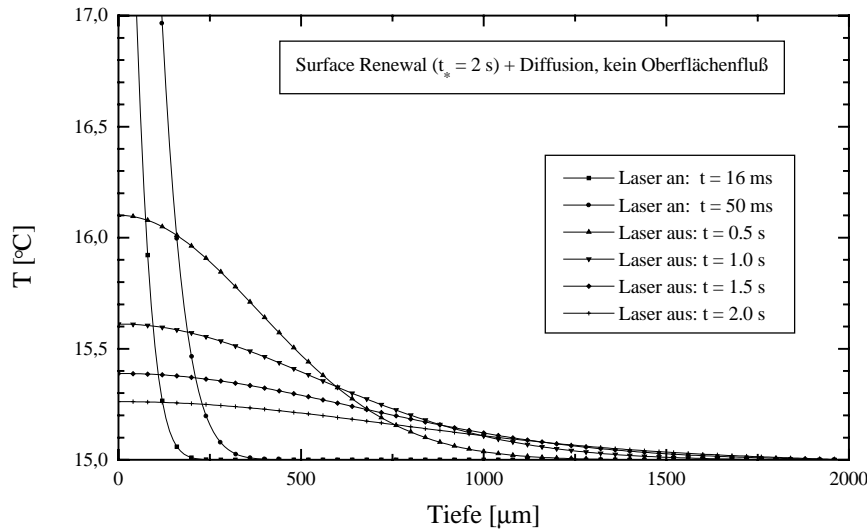


Abbildung 5.12: Tiefenprofile der Temperaturverteilung im Simulationsvolumen für das Surface Renewal Modell bei einer Lebensdauer von  $t_* = 2$  s ohne Oberflächenfluß. Das Profil zeigt die Tiefenverteilung der Temperatur am Punkt maximaler Leistungsdichte des Lasers für unterschiedliche Zeiten während und nach der Aufheizung.

Temperaturverteilung schneller abfällt als bei reiner Diffusion, sich sonst jedoch gleich verhält.

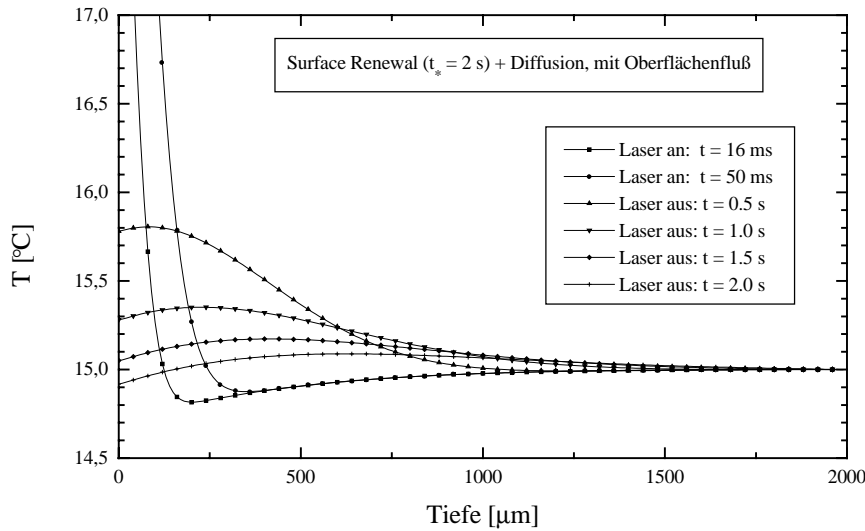


Abbildung 5.13: Tiefenprofile der Temperaturverteilung im Simulationsvolumen für das Surface Renewal Modell bei einer Lebensdauer von  $t_* = 2$  s mit Oberflächenfluß. Das Profil zeigt die Tiefenverteilung der Temperatur am Punkt maximaler Leistungsdichte des Lasers für unterschiedliche Zeiten während und nach der Aufheizung.

Der Fall einer Oberflächenerneuerung mit Oberflächenfluß ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Da sich durch Auskühlung der Oberfläche beim Surface Renewal Modell eine mittlere Temperaturdifferenz zwischen Wasseroberfläche und Bulk einstellt, deren Größe vom Oberflächenfluß abhängt, wurde hierbei zunächst ohne Laser simuliert, bis die Gleichgewichtsverteilung erreicht wurde. Dies wurde anschließend als Ausgangsverteilung für die Simulation des Lasers benutzt. Daher liegen die Profile während des Aufheizens teilweise unter der Bulktemperatur von  $T_b = 15$  °C.

Die zeitliche Entwicklung der Tiefenprofile ist in Abbildung 5.14 als Orts-Zeit-Bild ( $z$ - $t$ -Bild) dargestellt. Dabei wurde im zeitlichen Abstand von 16.67 ms das Tiefenprofil des Simulationsvolumens abgespeichert. Das Ergebnis ist ein Bild, dessen senkrechte Achse die Tiefenrichtung aufspannt und dessen horizontale

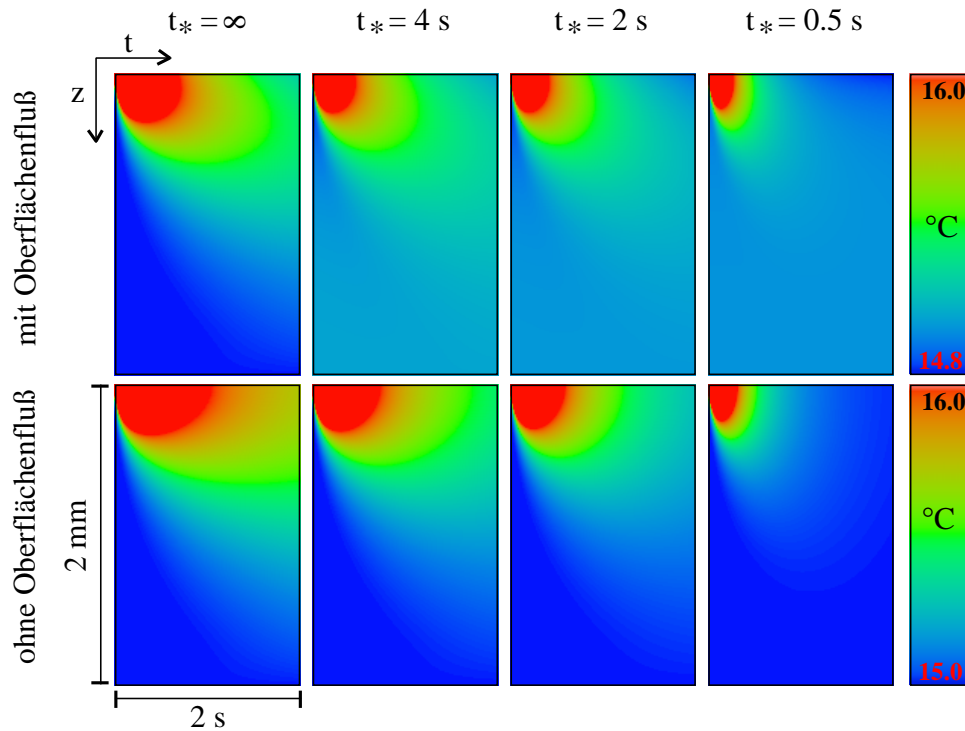


Abbildung 5.14: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.11 auf Seite 183) Orts-Zeit-Bilder der Temperaturentwicklung eines Tiefenprofils über die gesamte Zeitdauer der Simulation. Das Tiefenprofil entstammt der Mitte des Simulationsvolumens am Punkt maximaler Leistungsdichte des Lasers. Die Farbskala verläuft jeweils von der minimalen Temperatur bis  $16^{\circ}\text{C}$ . Innerhalb der roten Bereiche steigt die Temperatur auf bis zu  $23^{\circ}\text{C}$  an.

Achse die Zeit repräsentiert. In dieser Darstellung ist deutlich zu erkennen, daß die Temperatur mit abnehmender Lebensdauer schneller abfällt, wobei sich die Verteilung in die Tiefe ausdehnt. Bei eingeschaltetem Oberflächenfluß kühlt sich die Oberfläche gegenüber der Bulktemperatur ab. Dies ist jedoch nur bei kurzer Lebensdauer zu erkennen, bei der die Temperaturerhöhung durch den Laser innerhalb der zwei Sekunden vollständig abgebaut werden kann.

Insgesamt liefert die Simulation sinnvolle Ergebnisse, welche die physikalischen Annahmen gut widerspiegeln. In einem nächsten Schritt wurde aus der Temperaturverteilung eine Sequenz von theoretischen Kamerabildern errechnet, um das zeitliche Abklingen der Laserflecke mit den wirklichen Abklingkurven zu vergleichen.

## 5.5.2 Abklingkurven

Wie in Abschnitt 5.4 beschrieben wurde, kann aus der dreidimensionalen Temperaturverteilung ein theoretisches Bild der Infrarotkamera berechnet werden. Dazu sind genaue Kenntnisse der radiometrischen Eigenschaften von Kamera und Wasseroberfläche nötig. Diese wurden in den Kapiteln 2 und 3 hergeleitet. Während der Simulation wird, im Abstand von  $16.7\text{ ms}$ , ein Kamerabild errechnet. Dadurch ergibt sich eine Bildsequenz, deren zeitliche Auflösung der Videorate von  $60\text{ Hz}$  (framerate des digitalen Kamerasignals) entspricht. Zur Ermittlung der Abklingkurven werden diese Bildsequenzen über die einzelnen Bilder räumlich gemittelt, wodurch sich pro Bild ein einzelner Meßwert – die mittlere Bildintensität – ergibt.

Abbildung 5.15 zeigt zwei solcher Abklingkurven für reine Diffusion ohne Oberflächenfluß, mit und ohne Scherströmung. Wie bereits erwähnt wurde, fallen die Kurven mit und ohne Scherströmung zusammen.

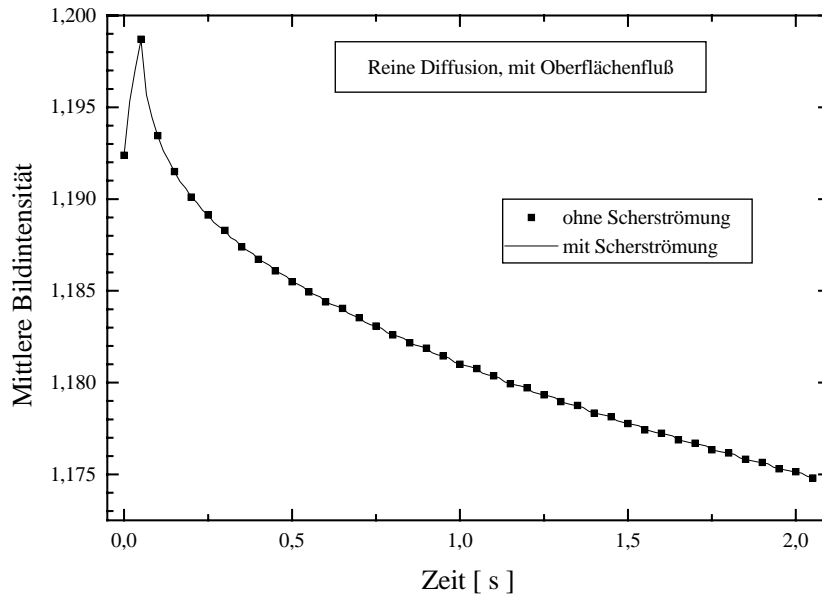


Abbildung 5.15: Abklingkurve des Laserfleckes für reine Diffusion ohne Oberflächenfluß, mit und ohne Scherströmung. Beide Kurven fallen exakt aufeinander.

Dies zeigt, daß die laminare, horizontale Scherströmung keinen Beitrag zum Nettotransport von Wärme in die Tiefe leistet. Daher werden im folgenden nur Kurven ohne Scherströmung vorgestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, wie die Bildintensität zunächst stark ansteigt und nach Abschalten des Lasers in einen wurzelförmigen Abfall übergeht. Da sich bei reiner Diffusion ohne Erneuerungseffekte die Oberfläche unendlich stark abkühlt, sinkt die Bildintensität immer weiter ab. Dies entspricht in keinem Fall der physikalischen Realität. Durch Erneuerungseffekte wird die Oberflächentemperatur in unregelmäßigen Abständen wieder auf den Ausgangswert der Bulktemperatur zurückgesetzt (siehe Abschnitt 8.2). Die Abklingkurve für reine Diffusion stellt als Grenzfall das Abkühlen des erhitzten Bereiches zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten dar. Als Mittelwert über viele Messungen sollten sich Abklingkurven ergeben, wie sie für das Surface Renewal Modell simuliert wurden. Diese sind in den Abbildungen 5.16 und 5.17 dargestellt.

Abbildung 5.16 zeigt die Abklingkurven für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  im Vergleich zur reinen Diffusion, jeweils ohne Oberflächenfluß. Alle Kurven fallen im Laufe der Zeit gegen den Ausgangswert vor der Lasererhitzung ab. Mit abnehmender Lebensdauer geht dies schneller vonstatten. Nur für eine Lebensdauer von 0,5 s ist die Kurve innerhalb von 2 s schon fast auf den Ausgangswert zurückgegangen. Für längere Lebensdauern und reine Diffusion wird der Wert erst zu einem späteren Zeitpunkt erreicht werden.

Die Zeitdauer der Simulation wurde der Zeit angepaßt, über die bei den Messungen die Laser-Flecke verfolgt werden können. Durch den endlichen Bildausschnitt und die Oberflächengeschwindigkeit wandern die Flecke nach spätestens 2 s aus dem Bildbereich. Für die Aufnahmen auf dem Ozean ist die Schiffsgeschwindigkeit mit ca. 0,5 m/s während der Messungen der limitierende Faktor. Innerhalb 2 s bewegt sich das Schiff über den Bildausschnitt auf der Ozeanoberfläche.

In Abbildung 5.17 ist die Situation mit Oberflächenfluß dargestellt. Auch in diesem Fall klingen die Kurven mit abnehmender Lebensdauer schneller ab. Da sich die Wasseroberfläche jedoch noch weiter abkühlt, wird der Gleichgewichtswert erst bei einer Temperatur unterhalb des Ausgangswertes erreicht. Die Zeitdauer des Abkühlens bis auf diesen Wert ist noch deutlich länger als das Abklingen ohne Oberflächenfluß.

Bei allen Abklingkurven – mit und ohne Oberflächenfluß – ist auffällig, daß sich die Kurven für kurze Zeiten nach Ausschalten des Lasers kaum unterscheiden. Sie laufen erst nach einiger Zeit auseinander. Zu Beginn des Abklingens dominiert der diffusive Transport, da er die Wärme schnell über kurze Entfernungen in die

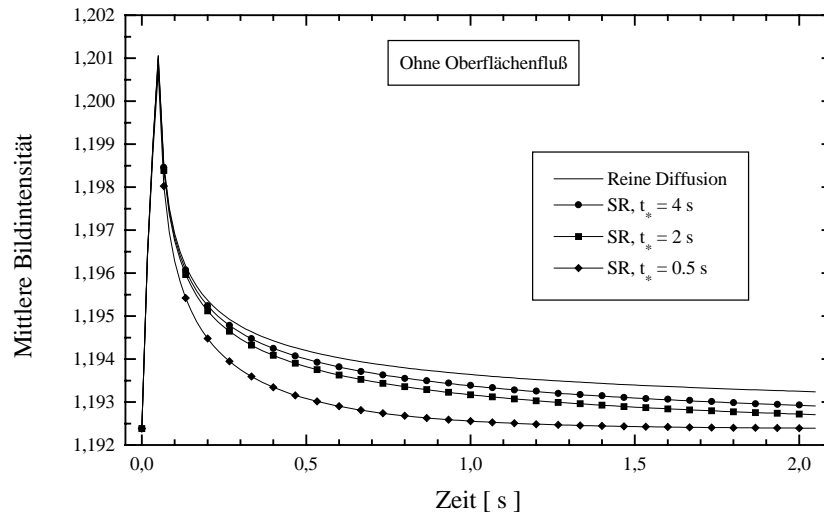


Abbildung 5.16: Abklingkurve des Laserfleckes für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  ohne Oberflächenfluß.

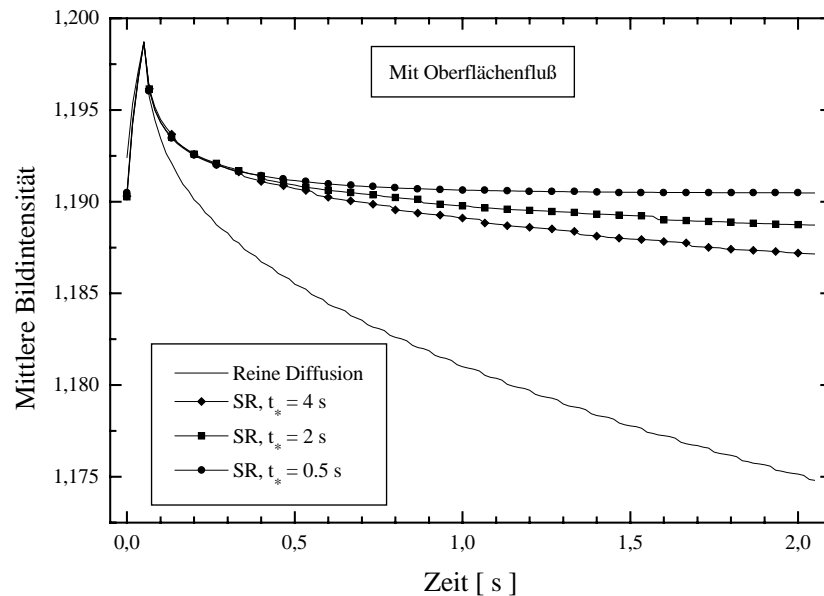


Abbildung 5.17: Abklingkurve des Laserfleckes für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  mit Oberflächenfluß.

Tiefe transportiert. Erst nachdem der starke Temperaturgradient an der Wasseroberfläche abgebaut ist, tragen die statistischen Erneuerungseffekte zu einem weiteren Abbau der Temperaturerhöhung bei.

### 5.5.3 Fit der Abklingkurven

Das eigentliche Ziel der Simulation war es, anhand der theoretischen Abklingkurven, den tatsächlichen Verlauf der gemessenen Kurven vorherzusagen und daraus die Einstellzeit, bzw. mittlere Lebensdauer  $t_*$  zu ermitteln. Dazu müssen die Abklingkurven parametrisiert werden.

Der Fall des eindimensionalen Transportes von Wärme in die Tiefe wurde von [Reinelt, 94] untersucht. Dabei wurde mit dem Laser die Wasseroberfläche in Form einer Linie senkrecht zur Windrichtung erhitzt. Diese Wärmeverteilung driftet mit der Oberflächenströmung und kühlt dabei ab, da die Wärme in die Tiefe transportiert wird. Bei Kenntnis der Oberflächengeschwindigkeit kann die Richtung der Bewegung

in eine Zeitachse umgerechnet werden. Insgesamt ergibt sich, bei konstanter Erhitzung, ein abklingender Wärmeschleier, dessen Abklingzeit die Lebensdauer  $t_*$  des Surface Renewal Modelles repräsentiert. Als Beziehung für die dabei zu erwartende Abklingkurve ergab sich die analytische Form ([Reinelt, 94]):

$$T(z, t) = T_0 \frac{h}{\sqrt{h^2 + 4Dt}} \exp\left[-\frac{z^2}{h^2 + 4Dt}\right] \exp\left[-\frac{t}{t_*}\right]. \quad (5.67)$$

Dabei wurde die Ausgangsverteilung der Wärme nach Verlassen des Laserbereiches als gaußförmiges Tiefenprofil der Form

$$T(z, t = 0) = T_0 \exp\left[-\frac{z^2}{h^2}\right] \quad (5.68)$$

angenähert. Diese Form entspricht den simulierten Tiefenprofilen (Abbildung 5.10–5.13) in guter Näherung.

Gleichung (5.67) repräsentiert eine Gaußkurve, die sich im Laufe der Zeit verbreitert, während das Maximum als Funktion von  $t^{-1/2}$  abfällt. Gleichzeitig nimmt die Gesamttemperatur durch den Erneuerungseffekt proportional zu  $\exp[-t/t_*]$  ab. Dieselbe analytische Form wird von [Clark et al., 95] zur Beschreibung der Verteilung eines Gastracers in einem fließenden Gewässer angegeben, wobei ein Teil des Gases durch Austausch mit der Atmosphäre verschwindet.

Unter der Voraussetzung, daß die Kamera nur die Temperatur an der Wasseroberfläche mit verschwindender Eindringtiefe sieht, ergibt sich aus (5.67) die zu erwartende Abklingkurve der Oberflächentemperatur für den eindimensionalen Transport:

$$T(z = 0, t) = T_0 \frac{h}{\sqrt{h^2 + 4D(t - t_0)}} \exp\left[-\frac{(t - t_0)}{t_*}\right] \quad \text{für } t > t_0. \quad (5.69)$$

Es ist zu erwarten, daß sich auch die Abklingkurven der dreidimensionalen Simulation von isolierten Laser-Flecken näherungsweise durch diese Funktion fitten lassen. Dies gilt aus folgenden Gründen:

1. Durch das Aufsummieren der einzelnen Bilder trägt die horizontale Diffusion nicht mehr direkt zum Abklingvorgang bei. Da sich die Wärme nur ausbreitet, aber durch Diffusion nicht verschwindet, ist sie über die horizontale Bildausdehnung verteilt. Der Beitrag der Erneuerungseffekte wurde als ortsunabhängig angenommen. Insgesamt entspricht die Berechnung der Abklingkurven einem eindimensionalen Transport in die Tiefe.
2. Die endliche Eindringtiefe der Kamera sollte sich nicht sehr stark auf die Form der Abklingkurven auswirken. Aufgrund der Linearität der Transportgleichung ist die relative Änderung der Temperatur in allen Tiefen gleich. Die unterschiedliche Temperaturverteilung in der Tiefe summiert sich zu einer mittleren Temperatur (Abschnitt 3.2.4), ändert jedoch nichts an der zeitlichen Änderung der Temperatur, d. h. an der Form der Abklingkurven.
3. Die Abklingkurven bei eingeschaltetem Oberflächenfluß sollten die gleiche Form haben, wie Kurven ohne Oberflächenfluß. Aufgrund der Linearität der Transportgleichung skaliert der diffusive Anteil der Abklingkurve mit dem Oberflächenfluß.

Abbildung 5.18 zeigt einen Fit durch die Abklingkurven für eine Lebensdauer  $t_* = 0.5$  s, mit und ohne Oberflächenfluß. In beiden Fällen läßt sich die Funktion der Form (5.69) perfekt anfiten. Die Lebensdauer wird dabei durch den Fit nahezu exakt wiedergegeben. Es ergibt sich der Wert  $t_* = (0.53 \pm 0.006)$  s (ohne Oberflächenfluß) und  $t_* = (0.52 \pm 0.005)$  s (mit Oberflächenfluß).

Bei längeren Lebensdauern macht sich jedoch der zu kleine Ausschnitt der gesamten Kurve bemerkbar. Je größer die Lebensdauer wird, desto schlechter geben die Fitkurven die Lebensdauer wieder.

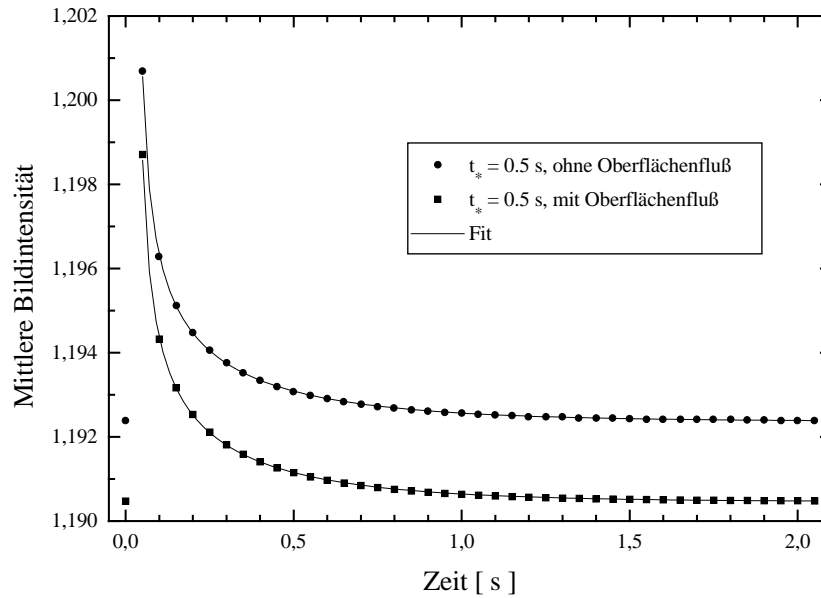


Abbildung 5.18: Abklingkurve des Laserfleckes für eine Lebensdauer von  $t_* = 0.5$  s, mit und ohne Oberflächenfluß. Die durchgezogene Kurve zeigt einen Fit mit der Funktion (5.69).

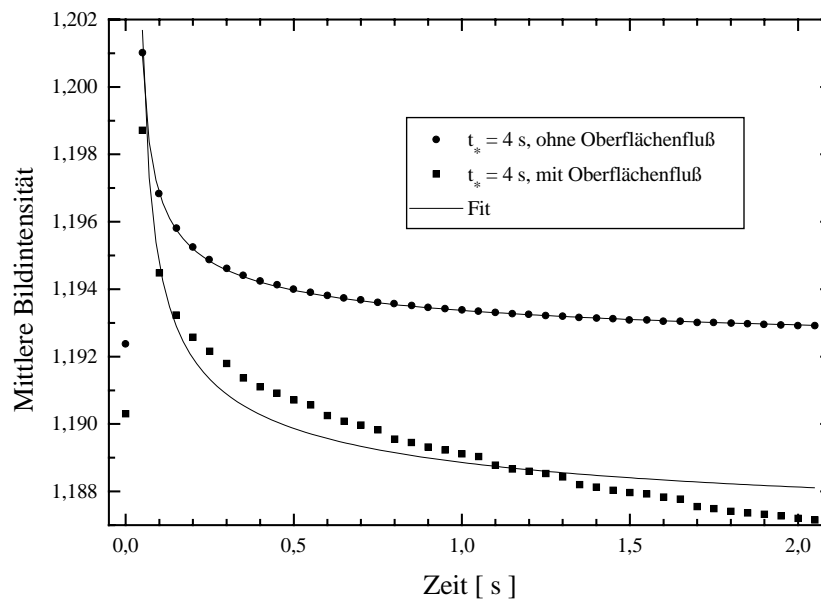


Abbildung 5.19: Abklingkurve des Laserfleckes für eine Lebensdauer von  $t_* = 4.0$  s, mit und ohne Oberflächenfluß. Die durchgezogene Kurve zeigt einen Fit mit der Funktion (5.69).

Für  $t_* = 4$  s divergiert der Fit für die Abklingkurve mit Oberflächenfluß und es läßt sich keine Aussage über die Lebensdauer machen. Abbildung 5.19 zeigt die Fits durch zwei Abklingkurven für  $t_* = 4$  s, mit und ohne Oberflächenfluß. Während sich bei ausgeschaltetem Oberflächenfluß noch durch genaue Kenntnis der Lebensdauer eine Fitkurve erzwingen läßt, ist dies bei eingeschaltetem Oberflächenfluß nicht mehr möglich. Dieses Ergebnis spiegelt die Tatsache wieder, daß sich alle Abklingkurven für kurze Zeiten ähneln. Erst nach einer Zeit, die der Lebensdauer des Erneuerungseffektes entspricht, weichen die Kurven signifikant von einander ab.

Dieses Ergebnis ist wichtig für die Interpretation der Meßdaten. Es hatte sich bereits vor der Durchführung

der Simulation gezeigt, daß die Fits durch die Laserabklingkurven nur schwer reproduzierbare Ergebnisse liefern, wobei diese mit abnehmender Windgeschwindigkeit schlechter werden. Dies war der Grund für die Simulation. Es galt zu verstehen, ob die Form der Fitkurve falsch gewählt wurde oder die Meßdaten selbst keine exakte Berechnung zulassen. Insgesamt zeigt sich nun, daß sich die Meßdaten der Laserabklingkurven perfekt mit (5.69) fitten lassen sollten, wenn die Flecken über eine ausreichend große Zeitdauer verfolgt werden können. Als Grenzwert für die Mindestlänge  $t_{min}$  der Abklingkurve ergibt die Simulation den Wert

$$t_{min} > t_* \tag{5.70}$$

als *Stabilitätskriterium*, wobei die Fits bei kleineren Zeiten divergieren. Ein optimaler Wert für die Länge der Abklingkurven liegt bei etwa  $t > 3t_*$ .



# Kapitel 6

## Experimenteller Aufbau

Das Grundprinzip der *controlled flux technique* (CFT) besteht darin, mit Hilfe von Wärme, als Ersatztracer für Gase, die Vorgänge in der Grenzschicht der Wasseroberfläche zu visualisieren. Durch gezieltes Erhitzen der Wasseroberfläche bis in eine bekannte Tiefe werden Ausgangsbedingungen geschaffen, die es ermöglichen, den zeitlichen Verlauf der Temperaturänderungen quantitativ zu erfassen. Da das Kamerabild keine eindeutige Aussage über die Temperaturverteilung unterhalb der Wasseroberfläche zuläßt (Kapitel 3.2.4), ist es notwendig, die Verteilung der Wärme innerhalb der Grenzschicht so gut wie möglich zu kennen. Ausgehend davon, läßt sich der Verlauf der Temperaturänderung für verschiedene Grenzschichtmodelle voraussagen und diese Änderungen können in Bildsequenzen gezielt gesucht werden. Der experimentelle Aufbau besteht daher aus den beiden grundlegenden Bausteinen Wärmequelle und Wärmebildkamera.

### 6.1 Laboraufbau

Bevor die CFT-Technik in einem Feldexperiment auf dem Ozean eingesetzt wurde, waren eine Reihe von Voruntersuchungen unter Laborbedingungen nötig, um das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten zu untersuchen. Abbildung 6.1 zeigt den experimentellen Aufbau, wie er im großen Windkanal der Delft Hydraulics, Niederlande, realisiert wurde.

Der Kanal hat eine Länge von 100 m und eine Breite von 8 m [van Vliet et al., 95]. Die Wassertiefe wurde auf 1,10 m eingestellt. Durch vier hydraulische Turbinen lassen sich Windgeschwindigkeiten von bis zu 12 m/s erreichen. Die Position des Meßaufbaus war 85 m hinter der Windeinlaß-Öffnung des linearen Kanals (siehe Farbbild 11.8 auf Seite 182). Dort befindet sich ein Raum mit Bodenluken direkt über dem Windkanal. Der Abstand zur Wasseroberfläche beträgt 2 m. Als Wärmequelle wurde ein CO<sub>2</sub>-Infrarotlaser<sup>1</sup> verwendet, der monochromatische Strahlung bei einer Wellenlänge von 10,6  $\mu\text{m}$  emittiert. Über Umlenkspiegel trifft der Strahl senkrecht auf die Wasseroberfläche und heizt dort die oberste Wasserschicht auf. Eine AMBER Radiance 1 Infrarotkamera liefert Bilder der Temperaturverteilung der Wasseroberfläche. Die vom Laser aufgeheizten Bereiche sind deutlich als helle Punkte im Kamerabild zu erkennen (Abbildung 6.2).

Über einen Scannerspiegel läßt sich der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Wasseroberfläche steuern. Durch ein Rechteck-Steuersignal wird der Spiegel zwischen zwei Positionen hin- und hergeschaltet. Dadurch feuert der Laser abwechselnd auf zwei verschiedene Punkte der Wasseroberfläche. Ihre Position wurde so gewählt, daß die Verbindungslinie zwischen ihnen senkrecht zur Windrichtung liegt. Da die Driftgeschwindigkeit der Wasseroberfläche im linearen Windkanal parallel zur Windrichtung verläuft, wird so sichergestellt, daß sich die beiden erhitzten Bereiche der Wasseroberfläche parallel zueinander durch das Kamerabild bewegen. Abbildung 6.2 zeigt ein typisches Bild der Wasseroberfläche während der Messung. Die Windrichtung verläuft dabei von links nach rechts.

---

<sup>1</sup>SYNRAD Inc., Bothell, WA, USA.

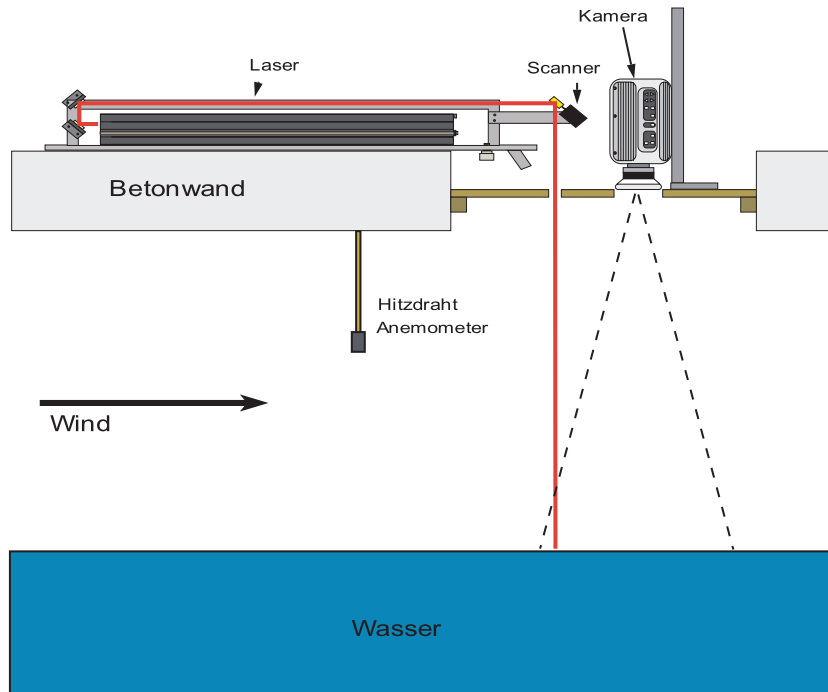


Abbildung 6.1: Experimenteller Aufbau im Windkanal der Delft Hydraulics [Reinelt, 94].

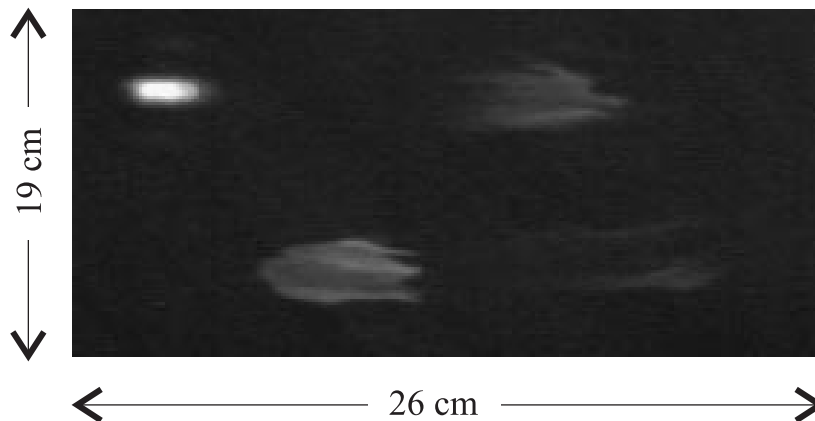


Abbildung 6.2: Ausschnitt aus einem Infrarotbild der Wasseroberfläche im Windkanal der Delft Hydraulics bei einer Windgeschwindigkeit von 7.7 m/s. Der Laser wurde dabei alle 0.27s für 50ms angeschaltet.

Man erkennt die vom Laser aufgeheizten Bereiche. Die älteren Laserflecke sind bereits abgedriftet und schon wesentlich dunkler als die neueren Flecke. Dies liegt daran, daß die Wärme in tiefere Wasserschichten transportiert wird und damit aus dem für die Kamera sichtbaren Bereich verschwindet. Aus der Geschwindigkeit dieses Abklingens der Wassertemperatur läßt sich die Geschwindigkeit des Transportvorgangs – die *Transfergeschwindigkeit* für Wärme in Wasser – berechnen. Dies ist das Meßprinzip der *controlled flux technique*, das in dieser Arbeit angewendet wird (Kapitel 8.1).

### 6.1.1 Laser

Der  $\text{CO}_2$ -Laser emittiert monochromatische Infrarotstrahlung bei einer Wellenlänge  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ . Damit ist die Eindringtiefe der Strahlung in Wasser bekannt. Sie beträgt  $\zeta = 11.5 \mu\text{m}$  (Kapitel 2.6.2). Die exakte

Temperaturverteilung, die der Laser nach einer Zeit  $t$  in der Grenzschicht hinterläßt, kann somit genau berechnet werden (Kapitel 5).

Die Steuerung der Laseremission erfolgt durch ein TTL-Signal mit einer Frequenz von 5 kHz. Durch den duty-cycle der TTL-Pulse wird die Leistung des Strahls bestimmt. Bei einem duty-cycle von 80 % erreicht der Laser die maximale Emissionsleistung. Verringert man den duty-cycle auf weniger als 2 %, dann stoppt das Lasern. In diesem Zustand wird durch das 5 kHz Signal nur noch das Gas durchmischt und der Laser befindet sich in einem standby-Modus. Der Laser kann somit schnell ein- bzw. ausgeschaltet werden, indem der duty-cycle zwischen 2 % und der gewünschten Leistung hin- und hergeschaltet wird.

### Größe des Laserstrahls

Der Strahlquerschnitt ist, kurz nach Verlassen des Lasers, rechteckig. Nach ca. einem Meter wird er rund und hat nach zwei Metern einen gaußförmigen Querschnitt von etwa 2 cm Durchmesser. Durch eine Anordnung von zwei Infrarotlinsen im Strahlengang kann der Laserstrahl bei Bedarf beliebig aufgeweitet werden, um eine größere Fläche zu erhitzen. Abbildung 6.3 zeigt einen Grauwertschnitt durch das Kamerabild eines Laser-Flecks unmittelbar nach dem Einschalten des Laserstrahls.

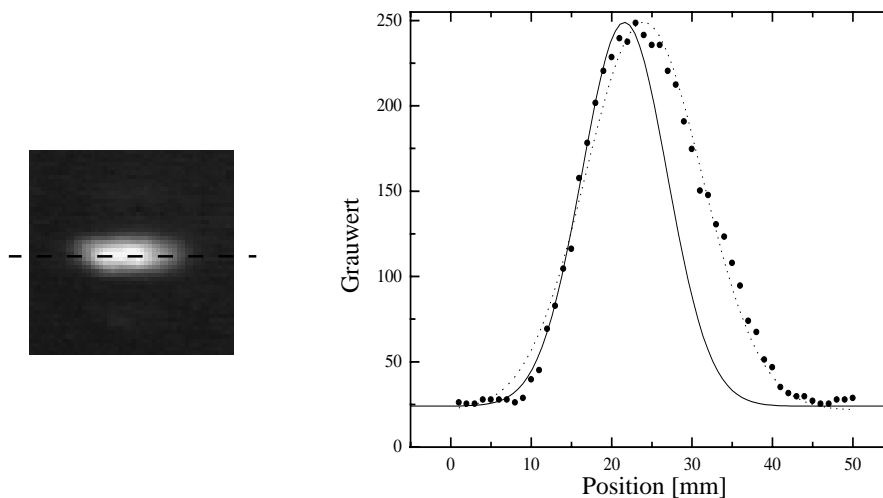


Abbildung 6.3: Schnitt durch einen vom Laser erhitzten Fleck auf der Wasseroberfläche (kleines Bild) kurz nach Einschalten des Laserstrahls. Die Temperaturverteilung auf der Wasseroberfläche zeigt die Verteilung der Laserleistung beim Auftreffen.

Die Verteilung der Laserleistung beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche ergibt sich durch einen Fit der Temperaturverteilung eines Querschnittes mit einer Gaußkurve

$$I(x) = I_o \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (6.1)$$

Aus Abbildung 6.3 läßt sich erkennen, daß die Form des Laserflecks nicht symmetrisch ist. Die gestrichelte Gaußkurve stellt einen Fit durch alle Punkte des Grauwertschnittes dar. Die linke Flanke der Kurve ist wesentlich steiler als die rechte. Dies liegt daran, daß sich die Wasseroberfläche während des Aufheizens unter dem Laserstrahl wegbewegt. Der rechte Teil besteht daher aus einer Summe von gegeneinander verschobenen Intensitätsprofilen. In Kapitel 5 wird dies in der Numerischen Simulation des Vorgangs berücksichtigt.

Da die linke Flanke des Grauwertschnittes nicht durch die Bewegung der Wasseroberfläche verfälscht ist, liefert ein Fit durch diese Punkte (durchgezogene Kurve) ein genaueres Ergebnis. Damit ergibt sich die Breite  $\sigma$  des Laserstrahls zu  $\sigma = 0.5$  cm (hierbei wurde bereits die Größeneichung des Kamerabildes verwendet).

### Leistung des Lasers

Die Leistung des Lasers wird vom Hersteller mit 25 Watt Strahlleistung angegeben. Da die tatsächliche Ausgangsleistung durch den duty-cycle des TTL-Signals gesteuert wird, muß diese experimentell bestimmt werden. Dies geschieht mit Hilfe der Kamera-Kalibrierbox (Kapitel 3.3.1). Neben den drei Kalibrierblöcken enthält sie einen weiteren, dünneren Aluminiumblock mit einer Tetenal Oberflächenbeschichtung (Körper  $K_4$ , Abb. 3.12). Sein Gewicht wurde genau bestimmt.

Zur Kalibrierung wird der Laser mehrmals für eine Zeitdauer  $\Delta t$  auf die Kalibrierplatte gefeuert. Nach dem Ausschalten wird jeweils gewartet, bis die Temperaturverteilung auf der Oberfläche homogen ist. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Aluminium dauert dies nur ca. 1 s. Nach einer weiteren Sekunde kann davon ausgegangen werden, daß sich die vom Laser deponierte Wärme homogen im Aluminiumblock verteilt hat und die Oberflächentemperatur die Temperatur im gesamten Block repräsentiert (siehe Kapitel 3.3.1). Aus der Temperaturerhöhung  $\Delta T$  pro Zeitschritt  $\Delta t$ , der Masse  $m = 177.64 \text{ g}$  des Blocks und der spezifischen Wärme  $c_V = 0.960 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$  von Aluminium ergibt sich die gesuchte Laserleistung  $P_L$  zu

$$P_L = m c_V \frac{\Delta T}{\Delta t}. \quad (6.2)$$

Diese Kalibrierung der Laserleistung wird für jede Messung durchgeführt. Abbildung 6.4 zeigt die gemessene Temperatur des Kalibrierkörpers für einen duty-cycle des Steuersignals von 0.8. Dabei wurde der Laser 4 mal für jeweils 10 s gefeuert. Durch die Meßwerte läßt sich eine Gerade fitten, deren Steigung  $dT/dt$  direkt den gesuchten Wert  $\Delta T/\Delta t$  liefert.

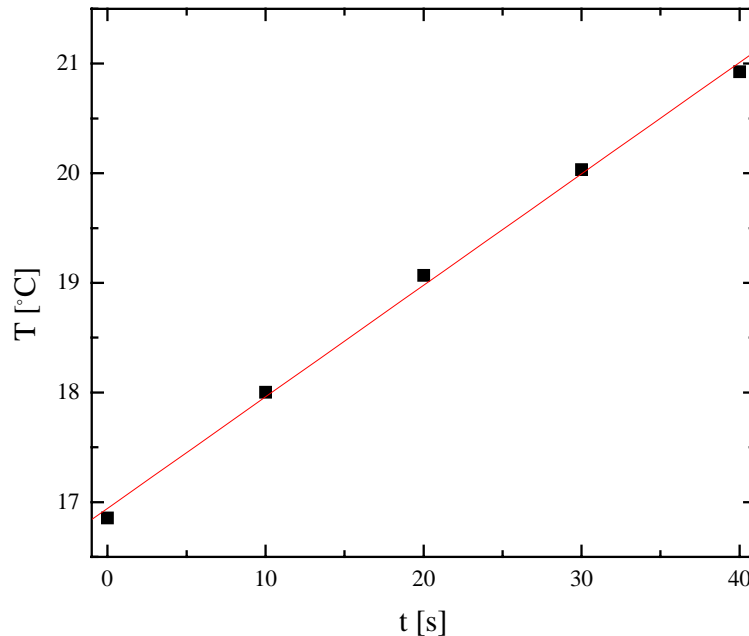


Abbildung 6.4: Temperaturerhöhung des Kalibrierblocks als Funktion der Zeitdauer der Aufheizung durch den Laser.

Der eingezeichnete Geradenfit durch die Meßwerte in Abbildung 6.4 liefert den Wert

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{dT}{dt} = 0.1017 \pm 0.00297 \quad \left[ \frac{\text{K}}{\text{s}} \right]$$

und damit die Laserleistung

$$P_L = 17.3 \pm 0.5 \quad \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2}$$

für einen duty-cycle von 0.8. Bei diesem Wert erreicht der Laser die maximale Emissionsleistung, da das Gas optimal durchmischt wird. Für andere Werte des duty-cycles ergeben sich Laserleistungen, die im Einzelfall zu bestimmen sind.

### 6.1.2 Kamera

Abbildung 6.5 zeigt die verwendete AMBER Radiance 1 Infrarotkamera. Die radiometrischen Eigenschaften



Abbildung 6.5: AMBER Radiance 1 Infrarotkamera, mit 100 mm Objektiv.

der Wärmebildkamera wurden in Kapitel 3 ausführlich behandelt. Hier soll weiter auf die technischen Details eingegangen werden.

#### Bildaufbau und Timing

Der CCD-Chip der Kamera besteht aus einem quadratischen array von  $256 \times 256$  quadratischen InSb Sensorelementen mit einem Abstand von  $38 \mu\text{m}$  und einer Kantenlänge von  $34 \mu\text{m}$ . Der gesamte Chip hat somit eine Größe von  $9.7 \times 9.7 \text{ mm}$ . Die Ausleserate des Detektorarrays (engl. detector frame rate) beträgt 60 Hz. Innerhalb eines Bildes werden die einzelnen Zeilen des CCD sequentiell belichtet. Zwei aufeinanderfolgende Bilder haben einen zeitlichen Abstand von 16.7 ms. Dies ist die maximale Zeitauflösung der Kamera. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bildern stellt weiterhin die maximal mögliche Belichtungszeit (engl. integration time) des CCD-Chips dar. Für die durchgeführten Messungen an der Wasseroberfläche wurde eine Integrationszeit zwischen 1 und 1.5 ms eingestellt. Bei Bildern kontrastarmer Objekte kann durch eine längere Integrationszeit das Signal-zu-Rauschverhältnis verbessert werden.

Dies ist jedoch nur bei ruhenden Objekten problemlos möglich. Bewegen sich die beobachteten Gegenstände, so wird das Signal während der Belichtungszeit auf der Bildebene verschoben. Dies entspricht der Faltung des Bildes mit einer Rechteckmaske, deren Breite mit der Geschwindigkeit der Objekte anwächst (engl. motion blur). Dadurch werden die Bildstrukturen verwaschen und Kanten geglättet [Haußecker, 93]. Für eine Oberflächengeschwindigkeit von 10 cm/s, wie sie bei Windstärken von 6 m/s typischerweise im Delfter Windkanal auftritt ([Reinelt, 94]), bewegt sich ein Punkt auf der Wasseroberfläche während 16.7 ms über eine Strecke von 1.7 mm. Bei einem Objektiv mit 50 mm Brennweite erstreckt sich dies über zwei Pixel des CCD-Chips. Die Bewegungsunschärfe ist in diesem Beispiel doppelt so groß, wie die Auflösung der Abbildung. Im allgemeinen Fall muß ein Kompromiß zwischen maximaler Integrationszeit und minimaler Bewegungsunschärfe gefunden werden.

Die Bilddaten der Kamera können auf zwei verschiedene Arten ausgelesen werden:

1. Über einen digitalen Ausgang stehen die digitalen Daten des CCD-Chips direkt als Zahlenwerte zur Verfügung. Da die Ausleseelektronik mit einer Genauigkeit von 12 Bit arbeitet, kann ein Bildsignal mit 12 Bit Grauwertaufösung über den AMBER HSVB (high speed video bus) Ausgang übertragen werden. Zum Speichern dieser Daten in Video-Echtzeit wird ein PCI-Framegrabber<sup>2</sup> mit digitalem Eingang verwendet, der den Datenstrom direkt in den Hauptspeicher (RAM) des Bildaufnahme-Computers schreibt. Dort stehen die Bilddaten zur Auswertung zur Verfügung. Von dort werden die Bildsequenzen auf Festplatte zwischengespeichert und anschließend auf CD-ROM gebrannt. Bei einem Hauptspeicher von 128 MByte lassen sich ca. 1000 Bilder und damit Bildsequenzen von ca. 15 s in Echtzeit (60 Bilder/s) aufnehmen. Die Größe des Hauptspeichers beschränkt daher die maximal mögliche Länge einer Messung.
2. Die digitalen Rohdaten werden zusätzlich innerhalb der Kamera in ein analoges Videosignal (amerikanische Videonorm, NTSC) umgewandelt. Dabei wird die Information eines Bildes des CCD-Chips zu einem Halbbild (240 Zeilen, 512 Spalten) des Videosignals verarbeitet. Zusätzlich werden weitere Informationen über den Operationszustand der Kamera in einer Menüleiste im Kamerabild integriert. Dieses Signal wird von einem Framegrabber mit analogem Eingang digitalisiert, parallel dazu auf einem Videorekorder aufgezeichnet und auf einem Kontrollmonitor angezeigt. Auch beim Digitalisieren dieses Signals beschränkt die Größe des Hauptspeichers die maximale Länge der Bildsequenzen, die an einem Stück abgespeichert werden können. Es lassen sich aber hinterher vom Videorekorder beliebige Ausschnitte digitalisieren. Dies ist jedoch nur mit einem Qualitätsverlust möglich.

Nach dem Digitalisieren vom analogen Videosignal liegen die Bilddaten nur mit einer Auflösung von 8 Bit vor. Die große Dynamik der digitalen Daten geht bei der Umwandlung verloren. Die Kamera regelt dies von selbst, indem innerhalb des 12 Bit Signals ein Bereich von 8 Bit ausgesucht wird, der die Bildinformation trägt. Dieser wird dann digital-analog-gewandelt und zum Videosignal verarbeitet. Durch einen verstellbaren Offset kann die untere Grenze des Signalbereiches verschoben werden. Mit einem verstellbaren Gain kann innerhalb bestimmter Grenzen noch zusätzlich der Verstärkungsfaktor geändert werden. Es ist jedoch nicht möglich, einen Signalbereich zu wählen, innerhalb dessen Objekte stark unterschiedlicher Temperatur sichtbar sind.

Bei den Labormessungen stand der digitale Framegrabber noch nicht zur Verfügung. Es wurde daher das analoge Videosignal verwendet. Bei den Ozeanmessungen (Abschnitt 6.2) wurden die Daten digital ausgelesen. Der analoge Videoausgang wurde nur zur Kontrolle verwendet und das Signal zur Dokumentation von langen Zeitserien auf Videorekorder aufgezeichnet.

### **Homogenisierung des Kamerabildes (Zwei-Punkt-Kalibrierung)**

Aufgrund der hohen Sensitivität der verwendeten InSb Sensorelemente des CCD-Chips läßt sich nicht vermeiden, daß jedes einzelne Element, bei gleicher Bestrahlungsstärke, ein unterschiedliches Signal liefert. Dies führt dazu, daß das Kamerabild, selbst beim Blick auf eine Fläche konstanter Temperatur, sehr inhomogen ist. Durch die Temperaturkalibrierung (Kapitel 3.3) wird diese Inhomogenität ausgeglichen.

Die Radiance 1 Kamera bietet die Möglichkeit, die Inhomogenität unabhängig davon zu korrigieren. Dazu wird eine geschwärzte Metallplatte auf zwei unterschiedliche Temperaturen gebracht und in den Strahlengang der Kamera geklappt (Zwei-Punkt-Kalibrierung). Da die Platte eine homogene Temperaturverteilung aufweist, kann für jedes Sensorelement ein Offset und ein Gain berechnet werden, für den bei gleicher Temperatur alle Pixel das gleiche Bildsignal liefern. Diese Werte werden abgespeichert und im weiteren Betrieb zur Erzeugung des Kamerabildes verwendet.

Es zeigt sich, daß die Homogenitätskorrektur vom Ausgangszustand der Kamera abhängt. Nach dem Aus- und Einschalten muß die Zwei-Punkt-Kalibrierung erneut durchgeführt werden.

---

<sup>2</sup>RAPTOR, BitFlow Inc.

Die Zwei-Punkt-Kalibrierung trägt fälschlicherweise den Namen Kalibrierung. Dies darf nicht mit einer Temperaturkalibrierung verwechselt werden, da hierbei keine eindeutige Zuordnung der Bildintensität zu einer Temperatur der beobachteten Objekte geschieht. Es wird nur künstlich das Signal aller Pixel auf einen gleichen Wert gebracht. Dadurch entsprechen die Bildstrukturen den tatsächlichen Strukturen des Temperaturverlaufes der beobachteten Objekte, ohne jedoch eine Aussage über die Temperatur selbst zu liefern.

### Rauschverteilung

Abbildung 6.6 zeigt die Temperaturverteilung beim Blick auf die homogene Oberfläche eines Kalibrierkörpers nach erfolgter Zwei-Punkt-Kalibrierung und anschließender Temperaturkalibrierung. Das Histogramm wurde über eine Sequenz von 100 Bildern gemittelt. Die gemessene Verteilung läßt sich mit einer Gaußkurve der Breite  $\sigma = 0.0257$  K fiten. Dies zeigt, daß nach der Zwei-Punkt-Kalibrierung nur noch Rauschen in Bildern

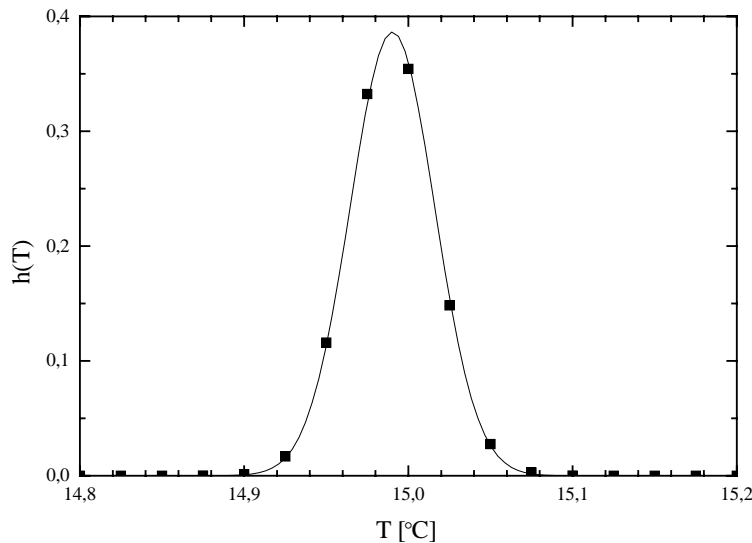


Abbildung 6.6: Histogramm der gemessenen Temperaturverteilung beim Blick auf die homogene Oberfläche eines Kalibrierkörpers. Die gefittete Gaußkurve hat eine Breite von  $\sigma = 0.0257$  K.

homogener Oberflächen zur Temperaturvariation beiträgt. Die Breite der Rauschverteilung entspricht exakt den Herstellerangaben bezüglich der  $NE\Delta T$  von 0.025 K. Dieses Ergebnis ist ein eindrucksvoller Beweis für die relative Genauigkeit der Temperaturkalibrierung.

### Größeneichung

Für die Radiance 1 Kamera standen für die Messungen drei verschiedene Objektive zur Verfügung. Sie enthalten Si:Ge Linsen in einer stabilen Metallfassung. Durch einen Standard Bajonettverschluß lassen sie sich an die Kamera anflanschen. Tabelle 6.1 zeigt die Brennweiten, Öffnungswinkel und Durchmesser der Eintrittsöffnung der verwendeten Objektive.

Über den Öffnungswinkel und die Entfernung zur Wasseroberfläche läßt sich die Größe des Bildausschnittes berechnen. Um eine genauere Größeneichung durchzuführen, wird eine Aluminium-Lochplatte mit bekanntem Lochabstand erwärmt und in einer schwimmenden Plastikwanne direkt auf die Wasseroberfläche gelegt. Mit den drei Objektiven wird jeweils ein Bild aufgenommen und der Abstand der Löcher im Bild vermessen.

Abbildung 6.7 zeigt eine Aufnahme der Platte mit dem 50 mm Objektiv.

Brennweite [mm]	Halber Öffnungswinkel [°]	Öffnungsdurchmesser [mm]
25	22.02	57
50	11.11	57
100	5.57	96

Tabelle 6.1: Spezifikationen der Objektive der AMBER Radiance 1 Kamera.

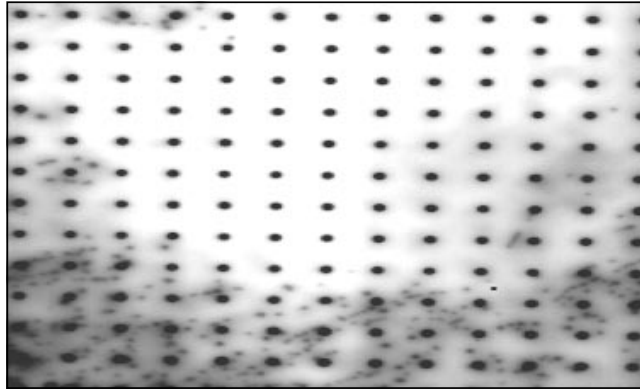


Abbildung 6.7: Aufnahme der Eichplatte auf der Wasseroberfläche mit einem 50 mm Objektiv.

Da die Wasseroberfläche wesentlich dunkler ist, als die geheizte Platte, erscheinen die Löcher dunkel vor einem hellen Hintergrund. Zusätzlich sind Wassertropfen zu erkennen, die den unteren Teil der Platte bereits abgekühlt haben.

Aus dem gemittelten Abstand der Löcher ergibt sich die Auflösung des Kamerabildes pro Pixel für die Messungen im Windkanal der Delft Hydraulics (Tabelle 6.2).

Objektiv [mm]	horizontale Auflösung [mm/Pixel]	vertikale Auflösung [mm/Pixel]
25	1.97	3.27
50	0.98	1.62
100	0.46	0.77

Tabelle 6.2: Auflösung des Kamerabildes für verschiedene Objektive bei einem Abstand von 2 m zwischen Kamera und Wasseroberfläche. Die horizontale Auflösung ist höher als die vertikale, da pro Halbbild des Videosignals mehr Spalten als Zeilen zur Verfügung stehen.

### Steuerung der Kamerafunktionen

Die Kamera besitzt eine Reihe von Kontrolltasten am Kameragehäuse. Die wichtigsten Funktionen, wie z. B. die Zwei-Punkt-Kalibrierung, lassen sich damit direkt aufrufen. Alle Einstellungen der Kamera können auch über ein RS232 Interface durchgeführt werden. Im Lieferumfang der Kamera ist ein menügesteuertes Diagnoseprogramm enthalten, mit dessen Hilfe alle notwendigen Parameter gesetzt und Steuerrountinen aufgerufen werden können. Es läßt sich damit unter anderem ferngesteuert die Integrationszeit einstellen, der Temperaturbereich der Zwei-Punkt-Kalibrierung ändern und die Werte für Offset und Gain des Videosignals wählen.



## 6.2 Ozeaninstrument

### 6.2.1 Aufbau und Montierung des Instrumentes

Eine der Hauptaufgaben im Rahmen dieser Arbeit war die Entwicklung eines feldgängigen Instrumentes der *controlled fly technique* (CFT). Zusätzlich zu den im Labor eingesetzten Komponenten sollte das Ozeaninstrument eine Kalibriereinrichtung enthalten und es ermöglichen, den Blickwinkel der Kamera und des Lasers ferngesteuert zu verändern.

Abbildung 6.8 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Instrumentes, wie es während der MBL/CoOP Forschungsfahrt im April/Mai 1995 an Bord des Scripps Forschungsschiffes 'New Horizon' zum Einsatz kam (siehe Abschnitt 7.2).

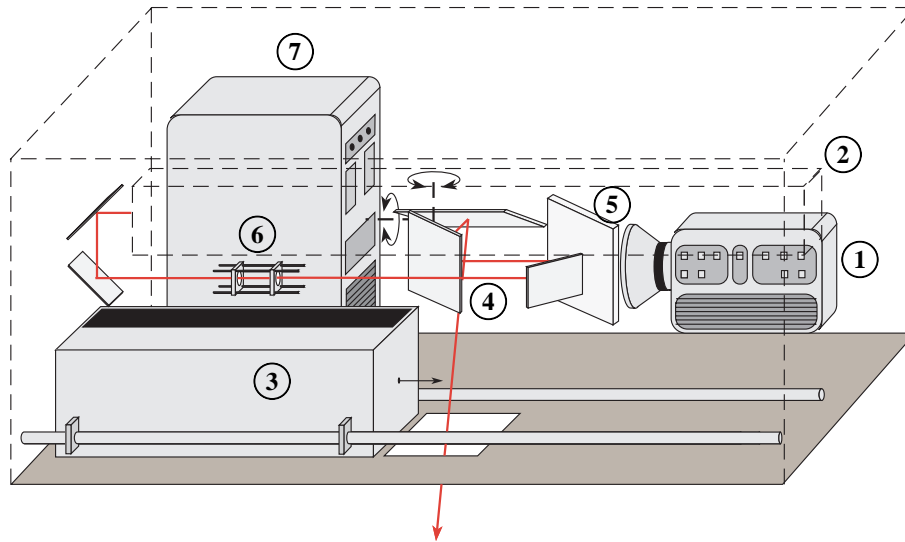


Abbildung 6.8: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.2 auf Seite 178) Schematischer Aufbau des CFT Ozeaninstrumentes. Der Laser ist transparent gezeichnet, um einen Blick auf die dahinterliegenden Komponenten zu ermöglichen. 1: AMBER Radiance 1 Infrarotkamera, 2: CO<sub>2</sub>-Laser, 3: Kalibrierbox, 4: x-y Scanner, 5: Strahlteiler, 6: IR Laser Optik, 7: Computer.

Auf einer stabilen Grundplatte aus glasfaserverstärktem Kunststoff sind in mehreren Ebenen die einzelnen Komponenten montiert. Ein Gerüst aus Aluminiumstangen und -platten trägt die Kamera, den Laser, den x-y Scanner, die elektronischen Steuereinheiten und die optischen Elemente. Die Komponenten der Laser- und Kameraoptik sind zusätzlich justierbar. Durch einen Deckel aus glasfaserverstärktem Kunststoff ist der Aufbau gegen Witterungseinflüsse geschützt. Der Deckel wird fest mit der Bodenplatte verschraubt und mit eingefetteten Gummidichtungen versiegelt. Zusätzlich zu einem automatisch verschließbaren Schieber, kann die Austrittsöffnung am Boden noch durch eine verschraubbare Klappe verschlossen werden. So abgedichtet, übersteht die Instrumentenbox selbst Wellen, die über den Bug des Schiffes schlagen. Alle elektrischen Anschlüsse des Instrumentes führen über spritzwasserfeste Stecker an der Unterseite der Bodenplatte.

Die Maschine war am Ende eines schwenkbaren Auslegers (engl. boom) von 7 m Länge am Bug des Schiffes befestigt. Abbildung 6.9 zeigt eine Aufnahme der Anordnung von der Brücke des Schiffes aus gesehen im ausgeschwenkten Zustand während der Messung. Man erkennt die massive Aluminiumkonstruktion des booms und die weiße Hülle des CFT-Instrumentes.

Der boom war um den vertikalen Pfosten drehbar gelagert. Dadurch konnte die gesamte Anordnung so weit zurückgedreht werden, daß das Instrument über dem Vordeck des Schiffes sicher befestigt werden konnte. In dieser Stellung war das Instrument auf dem Deck des Schiffes zu erreichen, um Wartungsarbeiten durchzuführen. In der ausgeklappten Meß-Stellung (siehe Abbildung 6.9) wurde der boom mit zwei Stahlseilen



Abbildung 6.9: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.1 auf Seite 177) *Photo des montierten CFT-Instrumentes am boom auf dem Bug des Forschungsschiffes 'New Horizon' während der MBL/CoOP Forschungsfahrt im April/Mai 1995.*

verspannt. Er verhielt sich sehr stabil – auch bei rauher See – ohne zu schwingen oder zu vibrieren. Das Aus- und Einklappen des Instrumentenbooms erfolgte über ein Stahlseil, das von der Ankerwinde aufgewickelt wurde. An einem zweiten Tau wurde von mehreren Personen ein Gegenzug aufgebracht, um zu verhindern, daß der boom im unbefestigten Zustand hin- und herschlägt, während das Schiff um seine Längsachse rollt. In diesem Fall würden die Instrumente beim Aufprall zerschmettert und der boom aus seiner Verankerung gerissen werden.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Instrumentes, ihre Funktion und das Zusammenspiel aller Teile beschrieben.

### 6.2.2 Laser

Im Ozeaninstrument wurde derselbe Laser eingebaut, der zuvor im Labor verwendet wurde. Er wurde bereits in Abschnitt 6.1.1 ausführlich beschrieben. Eine notwendige Modifikation ergab sich aus der Anforderung, das Instrument ferngesteuert zu bedienen. Der Laser besitzt einen Sicherheitsmechanismus, der es verhindert, daß bei anliegendem Steuersignal das Lasern einsetzt, wenn die Versorgungsspannung angeschlossen wird. Dazu ist ein Schlüsselschalter eingebaut, der nach dem Anlegen der Versorgungsspannung von 110 V betätigt werden muß, um den Laser in einen standby Modus zu schalten. Dieser wurde durch ein elektrisches Relais ersetzt, das über den Steuercomputer an- und ausgeschaltet werden kann. Ein zweites Relais schaltet die Versorgungsspannung am Laser an und aus.

### 6.2.3 Kamera

Im Ozeaninstrument kam die AMBER Radiance 1 Kamera zum Einsatz, die bereits in den Abschnitten 3.2.2 und 6.1.2 beschrieben wurde. Dabei war die direkte Softwarekontrolle der Kamerafunktionen über die RS232

Schnittstelle sehr hilfreich. An der Kamera selbst mußten daher keine Modifikationen durchgeführt werden. Die Versorgungsspannung der Kamera von 110 V wird mit Hilfe eines elektrischen Relais geschaltet. Damit kann der Stirling-Motor der Kamerakühlung an- und ausgeschaltet werden.

Zur Fokussierung muß der mechanische Verstellring der Objektive durch einen Antrieb automatisch gedreht werden können. Dazu wurde eine Zahnscheibe aus Aluminium mit dem Objektiv verschraubt. Über einen Zahnriemen ist diese mit einem kleineren Zahnrad verbunden, in dessen Mitte die Achse eines Servomotors steckt. Der Servomotor dreht dadurch direkt das Kameraobjektiv (Abbildung 6.10). Das Kamerabild wird dabei auf dem Kontrollmonitor beobachtet.

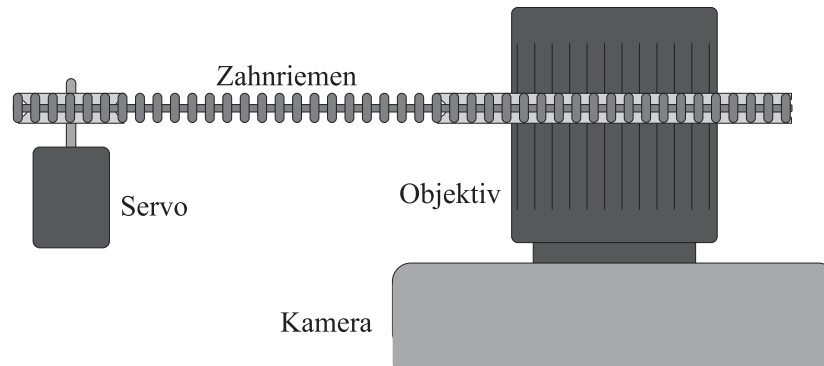


Abbildung 6.10: Schematische Darstellung des Fokussierungs-Antriebes.

#### 6.2.4 x-y Scanner

Der Strahlengang der Kamera verläuft über einen x-y Scanner, der auf gleicher Höhe wie die Kamera, schräg über der Austrittsöffnung des Instrumentes montiert ist (Abbildung 6.8). Der x-y Scanner besteht aus zwei Spiegeln, die um zwei senkrecht zueinander stehende Achsen drehbar sind. Damit läßt sich ein zweidimensionales Gebiet abscannen. In der Ruheposition der Spiegel verläßt der Strahl die Scannereinheit unter einem Winkel von  $90^\circ$  zur Einfallsrichtung. Da der Scanner schräg unter einem Winkel von  $20^\circ$  montiert ist, verläuft die Blickrichtung der Kamera, unter einem Winkel von  $20^\circ$  gegen die Senkrechte, durch die Mitte der Austrittsöffnung.

Der x-y Scanner ermöglicht es, die Blickrichtung der Kamera zu steuern und damit die Position des beobachteten Bereiches auf der Wasseroberfläche einzustellen. Da sich das Schiff während der Messung mit einer Geschwindigkeit von ca. 0.5 m/s (1 Knoten) bewegt, wandert die Wasseroberfläche während der Messung durch das Kamerabild. Zusätzlich ist der Geschwindigkeit des Schiffes die Orbitalbewegung der Wasserwellen überlagert. Aus den Temperaturmustern der Wasseroberfläche läßt sich die Verschiebung des Bildinhaltes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern berechnen. Dies liefert die Momentangeschwindigkeit der Wasseroberfläche relativ zur Kamera. Mit dieser Information läßt sich der Blickwinkel der Kamera über die Scannerspiegel korrigieren, um der Bewegung der Wasseroberfläche zu folgen.

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden bereits Voruntersuchungen zu einem Echtzeit-Trackingverfahren der Wasseroberfläche durchgeführt, die jedoch noch nicht bis zur Anwendungsreife gelangt sind. Probleme bereitet hauptsächlich der niedrige Temperaturkontrast in Infrarotbildern der Wasseroberfläche, der eine umfangreiche Bildverarbeitung erforderlich macht, um die Bewegung fehlerfrei zu detektieren. Dies ist nur schwer in Echtzeit durchzuführen und führt oft zu Fehleinschätzungen der Verschiebung. Für die Messungen während der MBL/CoOP Forschungsfahrt wurde dieses Verfahren daher nicht eingesetzt. In der Konstruktion des Instrumentes ist ein Tracking jedoch schon vorgesehen.

### 6.2.5 Kalibriereinrichtung

Die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Kalibriereinrichtung wurde speziell nach den Anforderungen des Ozeaninstrumentes konstruiert. Durch die mehrschichtige Wärmeisolierung der Kalibrierblöcke wird vermieden, daß Temperaturschwankungen innerhalb der Instrumentenbox das thermische Gleichgewicht in der Kalibriereinrichtung stören.

Die Kalibriereinrichtung läßt sich entlang zweier Metallstangen über die Austrittsöffnung in den Strahlengang der Kamera fahren (Abbildung 6.8). Entlang der Metallstangen ist eine Zahnstange befestigt, an der sich die Kalibrierbox, über einen an ihr befestigten Servomotor mit Zahnrad, bewegt. So können die Positionen der Kalibrierkörper nacheinander angefahren werden. Dadurch wird erreicht, daß die Kamera unter exakt dem gleichen Blickwinkel auf die Kalibrierblöcke schaut, wie auf die Wasseroberfläche. Dieser wird mit dem x-y Scanner (siehe oben) auf  $20^\circ$  gegen die Senkrechte eingestellt. Für diesen Winkel wurde die Emissivität der Kalibriereinrichtung optimiert (Kapitel 3.3.1).

### 6.2.6 Strahlteiler

Der vom Laser erhitzte Bereich der Wasseroberfläche sollte innerhalb des Bildbereiches der Kamera liegen. Um dies für alle Blickwinkel der Kamera sicherzustellen, muß die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls exakt mit der Blickrichtung der Kamera übereinstimmen. Zu diesem Zweck wird der Laser über einen Strahlteiler, der sich zwischen dem x-y Scanner und dem Kameraobjektiv befindet, in den Strahlengang der Kamera eingekoppelt (Abbildung 6.8). Der Strahlteiler steht unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur optischen Achse der Kamera. Er hat eine Transmissivität von  $\tau > 0.9$  für Wellenlängen zwischen 3 und  $5\ \mu\text{m}$  und ist damit transparent für die Infrarotkamera (siehe Kapitel 3.2.2). Die in Abbildung 6.8 sichtbare Fläche des Strahlteilers ist mit einer Spezialbeschichtung versehen, die eine Reflektivität von  $\rho > 0.95$  bei der Wellenlänge  $\lambda = 10.6\ \mu\text{m}$  des Lasers besitzt. Der Laser trifft, in Kamerablickrichtung, von links auf diese Fläche und wird unter  $90^\circ$  reflektiert. Nach der Reflexion verläuft der Strahl parallel zur optischen Achse der Kamera und durchläuft den gleichen Weg durch den x-y Scanner wie Strahlung, die von der Kamera empfangen wird. Er trifft somit, unabhängig vom Blickwinkel der Kamera und von der Entfernung der Objekte, immer die Mitte des Bereiches, den die Kamera beobachtet.

Ein Strahlteiler mit den oben genannten und in Kapitel 3.4 beschriebenen optischen Eigenschaften ist nicht im Standard-Lieferumfang von Herstellern optischer Elemente erhältlich. Er wurde speziell nach den Anforderungen des CFT-Ozeaninstrumentes hergestellt<sup>3</sup>. Auf einem Grundsubstrat aus ZnSe ( $60 \times 80 \times 0.8\ \text{cm}$ ) sind verschiedene Beschichtungen aufgebracht, die für die gegebene Geometrie und die Polarisationsrichtung des Lasers die Spezifikationen für Transmissivität und Reflektivität erfüllen. Die Realisierung der hohen Anforderungen wird durch die Tatsache erschwert, daß die Optik der extrem aggressiven Meerluft ausgesetzt ist. Der Strahlteiler der Firma AV Vision hat sich als sehr widerstandsfähig erwiesen. Auch nach mehrwöchigem Einsatz auf dem Ozean, unter teils stürmischen Wetterbedingungen mit hoher Luftfeuchtigkeit, konnte keine Beeinträchtigung der optischen Qualität festgestellt werden.

### 6.2.7 Infrarot Laseroptik

Über zwei Umlenkspiegel wird der Laserstrahl zuerst senkrecht nach unten umgelenkt und dann, auf gleicher Höhe mit der optischen Achse der Kamera, horizontal unterhalb des Lasers entlanggeführt. Ein dritter Goldspiegel reflektiert den Strahl senkrecht zur optischen Achse der Kamera in den Strahlteiler (Abbildung 6.8).

Der Laserstrahl hat beim Verlassen des Gehäuses einen Durchmesser von 3 mm und eine Strahldivergenz von 5 mRad. Ohne zusätzliche Optik ist damit die Größe des Strahldurchmessers in einer bestimmten Entfernung

---

<sup>3</sup>AV Vision GmbH, Rodenberg.

vom Laser festgelegt. Um den Strahl fokussieren zu können, wurde eine Laseroptik in den Strahlengang des Lasers eingebaut. Abbildung 6.11 zeigt die Linsenanordnung.

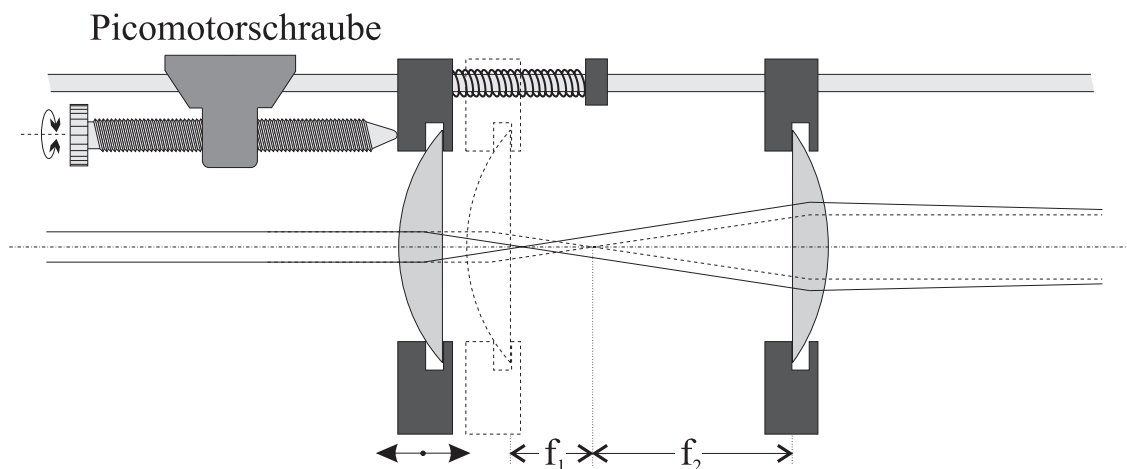


Abbildung 6.11: Seitenansicht der Laseroptik.

Die Optik besteht aus zwei IR-Linsen mit Brennweiten von  $f_1 = 38\text{ mm}$  und  $f_2 = 76\text{ mm}$ . Die Linsenhalterungen sind auf zwei parallele Führungsstangen aufgesteckt, die justierbar befestigt sind. Eine der beiden Halterungen ist fest mit den Stangen verbunden, während die andere nur locker aufgesteckt ist und entlang der beiden Stangen gleiten kann.

Die verschiebbare Halterung wird durch zwei Stahlfedern gegen eine Feingewindeschraube gedrückt, deren Halterung fest mit den Führungsstangen verbunden ist. Es handelt sich dabei um eine sogenannte Picomotorschraube<sup>4</sup>, die sich über ein elektrisches Steuersignal um die Gewindeachse drehen läßt. Dreht sich die Schraube im Uhrzeigersinn, so verringert sich der Abstand der beiden Linsen. Bei umgekehrter Drehrichtung schieben die beiden Federn die Linsen weiter auseinander (Abbildung 6.11).

Stehen die Linsen exakt im Abstand  $f_1 + f_2$ , dann verläßt der annähernd parallele Laserstrahl die Optik wieder als paralleler Strahl, wobei das Verhältnis ( $d_1/d_2$ ) des Strahldurchmessers vor und nach der Optik durch das Verhältnis der Brennweiten gegeben wird:

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{1}{2}. \quad (6.3)$$

Für andere Abstände der Linsen wird der Strahl entweder konvergent oder divergent und die Laserleistung wird auf unterschiedlich große Bereiche auf der Wasseroberfläche verteilt. Da die Laserstrahlung den Gesetzen der Gaußschen Optik unterliegt, gilt die Beziehung für parallele Strahlen nur näherungsweise. Der Strahl hat daher immer eine Restdivergenz, die sich nur minimieren, aber nicht vollkommen zum Verschwinden bringen läßt. Mit Hilfe der beiden Linsen läßt sich der Strahl jedoch auf einen Bereich von wenigen Millimetern auf der Wasseroberfläche fokussieren oder beliebig aufweiten. Durch die Picomotorschraube kann dies ferngesteuert durchgeführt werden. Die Veränderung des Strahldurchmessers läßt sich dabei über die Infrarotkamera auf der Wasseroberfläche beobachten. Es muß in jedem Fall darauf geachtet werden, daß bei keiner Stellung der Linsen, innerhalb des Verschiebungsbereiches der Schraube, der Strahl auf einen der Spiegel oder auf den Strahlteiler fokussiert wird. Durch die extrem hohe Energiedichte des Lasers, mit ca. 17 Watt Strahlleistung, führt dies zur vollständigen Zerstörung der Spiegel. Die Beschichtung verdampft, das darunterliegende Spiegelsubstrat absorbiert bei fehlender Verspiegelung die Laserleistung und schmilzt.

<sup>4</sup>New Focus, Inc., Sunnyvale, CA.

### 6.2.8 Kühlung und Klimatisierung der Maschine

Die feuchte und salzhaltige Seeluft zersetzt selbst Silberbeschichtungen auf Scannerspiegeln und führt zum Aufweichen und Ablösen anderer optischer Beschichtungen. Bei zu hoher Luftfeuchtigkeit tritt außerdem Kondensation auf kalten Oberflächen, wie z. B. der Oberfläche des kalten Kalibrierkörpers und des Kameraobjektives auf. Da Wasser für Infrarotstrahlung zwischen 3 und 5  $\mu\text{m}$  undurchsichtig ist, führen kondensierte Wassertröpfchen zu einer Abschattung der Optik und zu einer Verfälschung der Kalibrierung. Um diese Gefahren zu minimieren, wird versucht die Luft innerhalb der Instrumentenbox weitgehend trocken zu halten.

Dazu ist ein Feuchtigkeitsabsorber in der Box montiert. Dieser besteht aus einem Zylinder von 30 cm Länge und 10 cm Durchmesser mit perforierter Oberfläche, der mit Trockenmittel gefüllt ist. Über zwei Ventilatoren wird die Luft innerhalb der Box ständig umgewälzt. Sie strömt über die Oberfläche des Absorbers und wird dabei getrocknet. Während einer Messung muß das Austrittsfenster im Boden der Maschine geöffnet werden, um den Blick auf die Wasseroberfläche frei zu geben. In dieser Zeit kann feuchte Seeluft in die Maschine eindringen. Nach der Messung wird die Öffnung wieder automatisch verschlossen und die eingeschlossene Luft getrocknet.

Da die Instrumentenbox zwischen den Messungen geschlossen sein muß, um die Luft trocken zu halten, kann es zu einer Überhitzung des Innenraumes durch die elektrischen Geräte kommen. Luft, die aus dem Gebläse des Computers strömt, kann die Instrumentenbox nicht verlassen und heizt sich immer weiter auf. Das gleiche gilt für die Abluft des Stirling-Kühlers der Kamera und die Scannerelektronik.

Um den Innenraum der Instrumentenbox zu kühlen, wurde die Oberfläche des  $\text{CO}_2$  Lasers als Wärmetauscher eingesetzt. Der Laser selbst heizt sich intern sehr stark auf, da der größte Teil der elektrischen Leistung in Wärme umgewandelt wird. Um eine Beschädigung des Lasers zu verhindern, ist ein automatischer Temperaturschutz eingebaut, der bei einer Temperatur über 40 °C den Laser automatisch abschaltet. In das Gehäuse des Lasers sind Kühlleitungen integriert, durch die kaltes Wasser gepumpt werden kann. Diese waren in einem geschlossenen Wasserkreislauf mit einem Kühlaggregat verbunden, das sich am Bug des Schiffes befand. Der Anschluß erfolgt über Schlauchadapter am Boden der Instrumentenbox.

Das Gehäuse des Lasers besteht aus einer dünnen, schwarz eloxierten Aluminium-Rippenstruktur. Damit wird Wärme aus dem Inneren des Lasers schnell an die Umgebung abgegeben und umgekehrt von der Umgebung aufgenommen, falls diese wärmer ist, als das Lasergehäuse. Bei eingeschalteter Wasserkühlung kühlt die Hülle des Lasers stark ab. Die Außenseite des Lasergehäuses wird direkt von den beiden Ventilatoren angeblasen. Die umgewälzte Luft strömt dadurch zuerst entlang der kalten Kühlrippen des Lasers und wird dabei gekühlt, bevor sie den Feuchtigkeitsabsorber erreicht. Der Kühlkreislauf dient somit gleichzeitig zur Kühlung des Lasers und als Wärmetauscher zur Regulierung der Lufttemperatur in der Instrumentenbox. Die Wassertemperatur des Kühlkreislaufes läßt sich regulieren, um die Innenraumtemperatur auf einen gewünschten Wert einzustellen.

### 6.2.9 Steuerung des Instrumentes

Zur Steuerung der einzelnen Komponenten des Ozeaninstrumentes und zum Datentransfer werden zwei Rechner eingesetzt. Abbildung 6.12 zeigt die prinzipielle Verschaltung der Komponenten.

Ein Computer ist in die Instrumentenbox eingebaut. Er enthält einen Framegrabber<sup>5</sup> mit digitalem Eingang zur Aufnahme der Bildsequenzen der Infrarotkamera. Diese werden über den PCI-Datenbus direkt in den Hauptspeicher des Computers transferiert. Dazu war der Rechner mit 64 MByte RAM ausgestattet. Nach der Aufnahme wurden die Bilddaten auf der lokalen Festplatte zwischengespeichert. Die Bedienung des Computers erfolgte, vom Labor aus, über 70 Meter lange Verlängerungskabel für Monitor, Tastatur, Maus und Reset-Schalter. Dies hatte gegenüber einer Steuerung über eine Fernbedienungs-Software den Vorteil,

---

<sup>5</sup>Raptor PCI, Bitflow Inc.

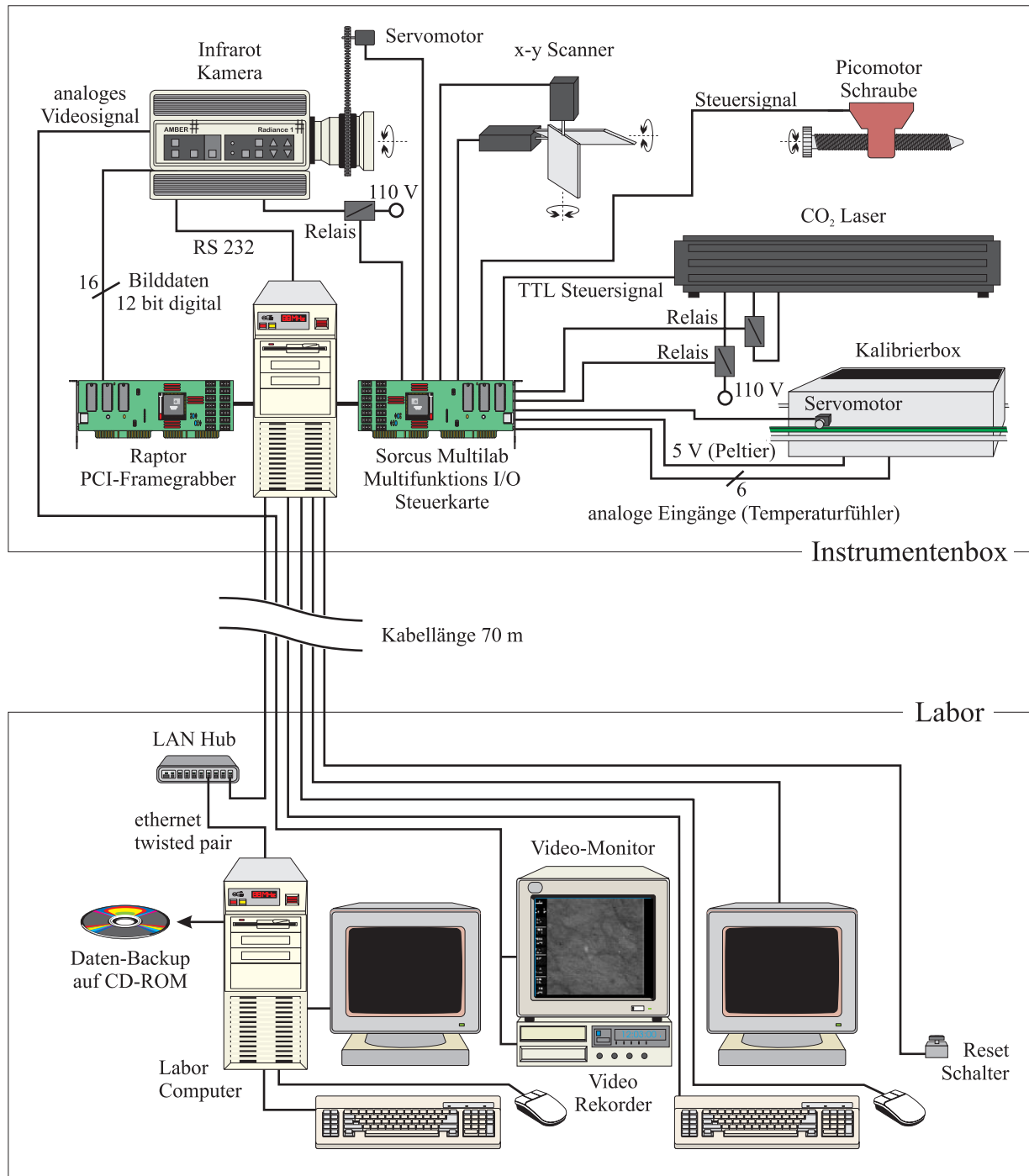


Abbildung 6.12: (Farbdruck findet sich als Abb. 11.7 auf Seite 181) Steuerung des CFT Ozeaninstrumentes.

daß eine direkte und uneingeschränkte Kontrolle des Rechners unter beliebigen Betriebssystemen möglich war.

Über eine zweite Einsteckkarte erfolgt die Steuerung der einzelnen Komponenten des Instrumentes. Es handelt sich dabei um eine Input/Output-Karte der Firma Sorcus (Multilab II/2). Sie enthält einen Intel i486 Prozessor und stellt einen eigenständigen Computer dar. Damit steuert die Karte einzelne aufsteckbare Module, wie z. B. einen Analog-Digitalwandler und ein digitales Ausgangsmodul. Die Funktionen der Karte werden über ein multitaskingfähiges Echtzeit-Betriebssystem aufgerufen, das unabhängig vom Haupt-

rechner arbeitet. Über eine Benutzerschnittstelle können, vom Hauptrechner aus, die Programme gestartet und gestoppt werden, Parameter der Programme verändert und Daten ausgetauscht werden. Damit lassen sich Steuersignale auf der Sorcus-Karte erzeugen, während parallel dazu, vom Hauptrechner Bilddaten aufgenommen werden.

Auf der Sorcus-Karte werden Steuersignale erzeugt und über die Ausgangsleitungen an die einzelnen Geräte geleitet. Die Ausgangsspannung der Pt<sub>100</sub>-Elektronik (Temperaturfühler der Kalibriereinrichtung) wird über die Analog-Digitalwandler Eingänge digitalisiert und in Temperaturwerte umgerechnet. Die Steuerung der Kamera erfolgt direkt vom Hauptrechner aus über eine RS 232 Schnittstelle.

Alle Leitungen, die von der Instrumentenbox zum Labor führten, hatten eine Länge von 70 m und verliefen entlang des booms, danach über Deck entlang der Reeling, und im letzten Abschnitt über Kabelschächte zum Labor. Als Leitungen wurden speziell abgeschirmte Kabel verwendet, die über spritzwasserfeste Stecker in die Instrumentenbox führten. Bei einigen Geräten, wie z. B. der Tastatur und der Maus des Steuerrechners, mußten Abschlußwiderstände in die Stecker eingebaut werden, um Störungen der langen Leitungen zu kompensieren.

Ein zweiter Rechner befand sich im Labor (main lab) in der Mitte des Schiffes. Der Steuercomputer der Instrumentenbox und der Laborcomputer waren, über ein twisted pair Ethernet Kabel, mit dem Local Area Network (LAN) des Labors verbunden. Damit ließen sich die Bilddaten backupen, die auf der lokalen Platte des Steuerrechners zwischengespeichert waren. Sie wurden auf die Festplatte des Laborrechners transferiert und von dort direkt auf CD-ROM gebrannt. Dazu enthielt der Laborrechner einen internen CD-ROM Brenner. Die Verknüpfung aller Rechner über ein LAN ermöglichte es, bei Bedarf, die Daten auf verschiedene Rechner zu übertragen, von denen insgesamt drei mit einem CD-Brenner ausgestattet waren. Es war auch möglich, auf dem Laborrechner ein Programm zur Bilddatenaufnahme oder ein Steuerprogramm zu entwickeln und das compilierte Programm auf den Steuerrechner zu übertragen. Dadurch wurde während der Programmentwicklung die Messung nicht blockiert.

Zur Kontrolle der Bildaufnahme wurde das analoge Videosignal der Kamera (siehe Kapitel 6.1.2) auf einen Videomonitor im Labor gegeben. Zusätzlich wurde das Signal auf einem Videorekorder aufgezeichnet. Damit ließ sich das qualitative Erscheinungsbild der Temperaturmuster über einen längeren Zeitraum dokumentieren.



# Kapitel 7

## Zusammenfassende Beschreibung der Messungen

### 7.1 Windkanalmessungen

Im Windkanal der Delft Hydraulics, Niederlande, wurden während einer Meßkampagne im April/Mai 1994 eine Reihe von Messungen durchgeführt. Dabei kam der in Kapitel 6 beschriebene Laboraufbau der *Controlled Flux Technique* (CFT) zum Einsatz. Er diente zu Voruntersuchungen bezüglich Einsatzmöglichkeiten und Verbesserungsbedarf der einzelnen Komponenten im Hinblick auf die Konstruktion des Ozeaninstrumentes.

Ein Teil der Messungen wurde dazu benutzt, eine möglichst optimale Einstellung der Parameter von Laser und Kameraoptik zu finden. Die variablen Größen waren dabei die Brennweite des Kameraobjektives, die Pulsdauer des Lasers und die kombinierte Wirkung von Durchmesser des Laserstrahles beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche und Laserintensität. Weiterhin mußte die zeitliche Abfolge der Laserflecke optimiert werden, um das zeitliche Abklingen in den Kamerabildern verfolgen zu können. Bei zu dichter Abfolge lassen sich die einzelnen Flecke nicht mehr von einander trennen und bei zu langen Pausen können nur wenige Abklingvorgänge innerhalb einer Sequenz abgespeichert werden. Zusätzlich bestand der Wunsch, die Vorgänge mit einer maximalen räumlichen Auflösung aufzunehmen, um Details innerhalb der Laserflecke untersuchen zu können. Dies wird durch Verwenden eines Objektivs mit langer Brennweite erreicht. Gleichzeitig wird jedoch der Bildausschnitt eingengt, wodurch sich die Laserflecke nur noch über einen kurzen Zeitraum verfolgen lassen. Daher mußte die Auflösung des Laserfleckes zugunsten möglichst langer Verfolgung der Flecke reduziert werden. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten wurde ein 25 mm Objektiv verwendet, wobei sich bei einem Abstand von 2 m ein Bilddurchmesser von 80 cm ergab. Bei höheren Windgeschwindigkeiten konnte ein 50 mm Objektiv verwendet werden, da die Lebensdauer der Flecke dann so kurz war, daß sie innerhalb des Bildbereiches von 40 cm schon weitgehend verschwunden waren.

Da zum Zeitpunkt der Messung in Delft noch keine Möglichkeit bestand, den digitalen Ausgang der Kamera zu nutzen, mußte der analoge Videoausgang der Kamera verwendet werden. Die Bildsequenzen wurden zum Teil direkt bei der Bildaufnahme mit einem Framegrabber digitalisiert und auf Festplatte zwischengespeichert. Anschließend wurden die Bilddaten auf CD-ROM gebrannt. Ein anderer Teil der Bildsequenzen wurde auf einem analogen Speichermedium (Sony Laser Video Recorder, LVR) aufgezeichnet. Diese Bildplatten sind einmal beschreibbar und fassen insgesamt 80,000 Bilder, was einer Speicherkapazität von ca. 20 GByte entspricht. Um die Daten zu einem späteren Zeitpunkt auswerten zu können, müssen diese über einen Framegrabber digitalisiert werden.

Insgesamt wurden Messungen der Laser-Abklingkurven für Windgeschwindigkeiten zwischen 2.5 und 11 m/s durchgeführt. Die Auswertung dieser Sequenzen wird in Abschnitt 8.1 beschrieben.

## 7.2 Ozeanmessungen

Der Hauptteil der Messungen dieser Arbeit fand während der MBL/CoOP Forschungsfahrt entlang der kalifornischen Küste im April/Mai 1995 an Bord des Scripps Forschungsschiffes ‘New Horizon’ statt. Dabei kam erstmalig das neu entwickelte CFT Ozeaninstrument zum Einsatz. Bei dem MBL/CoOP Forschungsprojekt handelte es sich um ein großangelegtes Meßprogramm, im Rahmen dessen die beiden Forschungsschwerpunkte *Marine Boundary Layers* (MBL) des Office of Naval Research (ONR) und *Coastal Ocean Processes* (CoOP) der National Science Foundation (NSF) ein gemeinsames Feldexperiment durchführten. Daran beteiligt waren mehrere Forschungsschiffe, wobei die mobile Forschungsplattform FLIP des Scripps Institution of Oceanography ca. 30 Seemeilen (nm) westlich von Monterey Bay verankert war und den Fixpunkt des Feldexperimentes bildete (siehe Abbildung 11.5 auf Seite 179). Die Koordinierung der wissenschaftlichen Experimente an Bord der New Horizon lag in der Hand von Dr. Erik Bock (Woods Hole Oceanographic Institution, WHOI) als leitendem Wissenschaftler (engl. chief scientist).

Während sich das MBL Projekt auf die Untersuchung der meteorologischen Zusammenhänge zwischen Ozean und Atmosphäre konzentrierte, war das Ziel des CoOP Projektes, die Ergebnisse dieser Untersuchungen in Messungen der Gasaustauschraten zu integrieren. Durch eine Bestimmung der Transfergeschwindigkeit mit einer hohen zeitlichen Auflösung sollte es möglich werden, die Gasaustauschraten mit Hilfe der meteorologischen Faktoren zu parametrisieren. An Bord der New Horizon waren daher, neben der CFT, Instrumente zur Messung von Parametern des Wellenfeldes und der Oberflächenbeschaffenheit. Eine wichtige Meßgröße war die Konzentration oberflächenaktiver Substanzen, die den Gasaustausch stark beeinträchtigen können. Zusätzlich war ein meteorologisches Meßpaket installiert, mit dessen Hilfe exakte Messungen der Windgeschwindigkeit und der Flußraten sensibler und latenter Wärme zwischen Wasseroberfläche und Atmosphäre möglich waren [Bock et al., 95].

Da sich die Zeitrahmen der MBL und CoOP Meßprogramme überlappten, konnten in der zweiten Hälfte der Forschungsfahrt gezielt Messungen in küstennahen Gewässern, unabhängig von der Position der anderen Schiffe, durchgeführt werden. Aufgrund heftiger Stürme mit Winden aus nordwestlicher Richtung wurden die Messungen der New Horizon in den Schutz der Channel Islands, südlich von Point Conception verlagert (siehe Abbildung 11.5 auf Seite 179). Dort ergaben sich teilweise ideale Meßbedingungen, mit stark variierenden Oberflächenverschmutzungen und böigen Winden. Während einer einzigen Meßserie traten Windgeschwindigkeiten von 1 bis 13 m/s auf. Solche starken Variationen der Windgeschwindigkeit innerhalb weniger Stunden finden sich nur selten während einer Meßkampagne auf dem Ozean. Sie eignen sich jedoch hervorragend, um die Änderung der Gasaustauschraten bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten und sonst unveränderten Bedingungen zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Messungen finden sich in Kapitel 9. Die Route der New Horizon während der gesamten cruise ist in Abbildung 11.5 auf Seite 179 dargestellt. Dabei wurden die GPS (Global Positioning System) Positionen des Schiffes mit einer zeitlichen Auflösung von zwei Stunden geplottet.

Die Meßbedingungen während den verschiedenen durchgeführten Messungen sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Die Messungen fanden ausschließlich in den frühen Morgenstunden oder in den späten Abendstunden statt, um Sonnenreflexe zu vermeiden. In Abhängigkeit von der Wetterbedingung konnte dabei teilweise bis in den Vormittag hinein gemessen werden, bis die Sonneneinstrahlung die Infrarotmessungen zu stark verfälschte. Mit Strukturen werden abkürzend die beobachteten Temperaturmuster auf der Wasseroberfläche bezeichnet (siehe Abschnitt 8.2).

Zur Untersuchung der kleinskaligen Transportvorgänge an der Meeresoberfläche konnte die Bildaufnahme der Infrarot-Technik auf unterschiedliche Arten durchgeführt werden, wobei teilweise eine Vorverarbeitung der Bilddaten bereits während der Bildaufnahme stattfand. Die verschiedenen Möglichkeiten, die sich aus dem Aufbau des Instrumentes ergaben, sollen im folgenden vorgestellt werden:

Datum	Position	Wind	Meßbedingungen
02.05.95 abends	30 nm westl. Monterey Bay (Position von R/P FLIP)	7.5 m/s	klarer Himmel, starker swell, kaum Strukturen
04.05.95 morgens	Monterey Bay	6.5 - 7.5 m/s	bewölkt
05.05.95 morgens	östl. Santa Rosa Island	11.5 - 15 m/s	Hochnebel, starker Wind, keine Oberflächenfilme
06.05.95 morgens	östl. Santa Rosa Island	6 - 12 m/s	inhomogene Bewölkung, sonnig
08.05.95 morgens	östl. Santa Catalina Island	0 - 2.5 m/s	wolkig, ruhige Wasseroberfläche, ausgeprägte Strukturen
08.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	5 - 6 m/s	klarer Himmel, ausgeprägte Strukturen, Oberflächenerneuerung sichtbar
09.05.95 morgens	östl. Santa Catalina Island	2.5 - 5 m/s	sehr klar, ausgeprägte Strukturen
09.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	1 - 3.5 m/s	klarer Himmel, ausgeprägte Strukturen, Oberflächenfilm sichtbar
10.05.95 morgens	östl. Santa Catalina Island	0 - 2 m/s	stark bewölkt, geschlossene Wolkendecke, Strukturen kaum sichtbar
10.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	1 - 4 m/s	klar, Hochnebel, starker swell
11.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	5 - 6 m/s	Hochnebel, starker swell
12.05.95 morgens	westl. Santa Catalina Island	5 m/s	klarer Himmel, starker swell, kaum Strukturen
12.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	2.5 - 13 m/s	klar, mittl. swell, ausgeprägte Strukturen, Oberflächenerneuerung sichtbar
13.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	3 - 5.5 m/s	sonnig, inhomogene Bewölkung, Oberflächenfilm sichtbar
14.05.95 morgens	östl. Santa Catalina Island	0 - 2 m/s	klarer Himmel, inhomogene Bewölkung, Oberflächenfilm, ausgeprägte Strukturen
14.05.95 abends	östl. Santa Catalina Island	2 - 5.5 m/s	klarer Himmel, abwechselnd mit und ohne Oberflächenfilm
15.05.95 morgens	östl. Santa Catalina Island	6 - 9.5 m/s	stark bewölkt, geschlossene Wolkendecke, Regen, kaum sichtbare Strukturen
15.05.95 abends	Zwischen Santa Catalina Island und San Diego	2 - 3.5 m/s	inhomogene Bewölkung, ausgeprägte Strukturen

Tabelle 7.1: Meßbedingungen während der MBL/CoOP Forschungsfahrt.

### 1. Aufnahme kontinuierlicher Bildsequenzen

Dies stellt die einfachste Art der Bildaufnahme dar. Die Größe des Hauptspeichers des Aufnahme-computers begrenzt dabei die maximale Anzahl der aufgenommenen Bilder. Diese werden, ohne Zeitverzögerung, mit einer Bildrate von 60 Bildern pro Sekunde in den Hauptspeicher des Rechners transferiert. Von dort aus werden sie auf Festplatte zwischengespeichert und anschließend auf CR-ROM gebrannt. Bei einer maximal möglichen Anzahl von 400 Bildern beträgt die maximale Länge einer solchen Sequenz 6.7 s. Die Aufnahmeroutine wurde so programmiert, daß wahlweise nur jedes  $n$ -te Bild abgespeichert wird. Dadurch läßt sich – auf Kosten der Zeitauflösung – die Länge der Bildsequenzen verlängern.

Mit dieser Aufnahmeroutine wurden abwechselnd Sequenzen mit und ohne Laser aufgenommen. Sequenzen ohne Laser zeigen die zeitliche Veränderung der Temperaturmuster ohne störende Einflüsse. Bei eingeschaltetem Laser im gepulsten Betrieb werden isolierte Bereiche der Wasseroberfläche kurzzeitig erhitzt und das Abklingen dieser Flecke läßt sich in den Sequenzen verfolgen. Diese Bildsequenzen wurden zur Auswertung der Laser-Abklingkurven verwendet.

## 2. Stückweise Aufnahme von Bildsequenzen

Um eine möglichst große Anzahl unterschiedlicher Temperaturmuster aufnehmen zu können, wurde eine weitere Aufnahmeroutine programmiert, mit der sich eine Folge von kurzen Sequenzen abspeichern läßt. Dabei werden acht aufeinanderfolgende Bilder in den Hauptspeicher des Rechners übertragen. Nach einer Pause von beliebiger Länge werden wiederum acht Bilder aufgenommen und dieser Vorgang bis zur maximal möglichen Anzahl von Bildern wiederholt. Dabei wird insgesamt eine statistische Auswahl der Temperaturmuster über einen Zeitraum von mehreren Minuten abgespeichert.

Aus diesen stückweisen Bildsequenzen lassen sich statistische Parameter der Temperaturstrukturen auf der Wasseroberfläche berechnen, mit deren Hilfe sowohl die Temperaturdifferenz zwischen Wasseroberfläche und Bulk als auch die mittlere Lebensdauer eines Oberflächenelementes abgeschätzt werden kann (siehe Abschnitt 8.2). Dies liefert zwei verschiedene Methoden, die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Wasser aus den Bildsequenzen zu berechnen. Zusätzlich lassen sich aus den stückweisen Bildsequenzen statistische Aussagen über die räumliche Struktur der Temperaturmuster bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten gewinnen.

## 3. Echtzeitaddition der Bildsequenzen

In einer weiteren Aufnahmeroutine wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Bildinformation des digitalen Kameraausgangs 12 Bit Dateninformation liefert, wobei der Speicherbedarf eines Bildes 16 Bit beträgt. Die restlichen vier Bit lassen sich dazu verwenden, bis zu 16 Bilder in Echtzeit aufzuaddieren, ohne einen Speicherüberlauf in Kauf nehmen zu müssen.

Die Echtzeitaddition wurde in zwei verschiedenen Versionen realisiert. Mit der ersten Routine werden jeweils 16 aufeinanderfolgende Bilder auf das erste Bild im Bildspeicher addiert. Die nächsten 16 Bilder werden auf das zweite Bild addiert und so weiter. Dadurch erhält man eine Bildsequenz von 400 Bildern, wobei jedes einzelne Bild den zeitlichen Mittelwert von 16 Bildern enthält (nach anschließender Normierung). Insgesamt erstreckt sich die Bildaufnahme über 6400 Bilder, was einer Zeitdauer von 106.7s entspricht. Dabei wurde der Laser kontinuierlich gefeuert, wodurch immer der Wasserbereich in der Bildmitte erhitzt wird. Dies führt dazu, daß durch die Bewegung des Schiffes ein Wärmeschleier entsteht, der sich ausgehend von der Bildmitte zum Bildrand erstreckt. Die Idee war nun, daß der zeitliche Mittelwert dieses abklingenden Wärmeschleiers eine Aussage über die mittlere Abklingzeit liefert, aus der sich die Transfargeschwindigkeit berechnen läßt. Leider hat sich herausgestellt, daß die Orbitalbewegung der Wellen den Wärmeschleier während der Aufaddition so stark verschiebt, daß sich die Abklingkurven für verschiedene Windgeschwindigkeiten kaum unterscheiden.

In einer zweiten Aufnahmeroutine mit Echtzeitaddition werden zunächst 12 aufeinanderfolgende Kamerabilder in den Speicher transferiert. Die nächsten 12 Bilder werden zu diesen Bildern hinzuaddiert. Dies geschieht insgesamt 16 mal, bevor die nachfolgenden Bilder wieder in die 12 nächsten Bilder des Bildspeichers transferiert werden. Gleichzeitig wird der Laser gefeuert, wobei der Strahl bildsynchرون für die Zeitdauer von drei Bildern angeschaltet und danach für die gleiche Zeit ausgeschaltet wird. Das Resultat dieser Routine sind gemittelte Bildsequenzen, die jeweils zwei Perioden des Lasersignals enthalten. Durch eine zeitliche Fourierzerlegung der kurzen Bildsequenzen lassen sich mehrere Frequenzen der Impulsantwort des Wärmetransportes über die Grenzschicht extrahieren. In einem linearen Modell der Transferprozesse über die Grenzschicht liefert der Frequenzgang der zeitlichen Temperaturänderung einen Schätzwert für die mittlere Lebensdauer eines Oberflächenelementes [Jähne et al., 89].

Zur Auswertung dieses Verfahrens ist es jedoch erforderlich, daß immer dasselbe Wasserelement während der Mittelung über 16 Sequenzen von 12 Bildern erhitzt wird. Nur dann liefert eine zeitliche Fouriertransformation den tatsächlichen Frequenzgang der Wasseroberfläche. Durch die Orbitalbewegung der Wellen und der Eigenbewegung des Schiffes kann diese Bedingung nur durch ein aktives Trackingverfahren der Wasseroberfläche erreicht werden. Im Rahmen einer Diplomarbeit fanden Voruntersuchungen zu einem solchen Verfahren statt, welches aber zum Zeitpunkt der Ozeanmessungen noch nicht zur Anwendungsreife gelangt war.

Nach eingehender Untersuchung des aufgenommenen Bildmaterials zeigte sich, daß die natürlichen Temperaturmuster der Ozeanoberfläche aus den stückweisen Bildsequenzen am besten zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit geeignet sind. Zusätzlich lassen sich aus den Laser–Abklingkurven Transfergeschwindigkeiten berechnen, mit denen die Ergebnisse der statistischen Analyse der Muster verifiziert werden können. Diese beiden Auswertemethoden werden in Kapitel 8 vorgestellt.



# Kapitel 8

## Auswertung der Messungen

Im Laufe der Voruntersuchungen und während der Messungen auf dem Ozean wurden mehrere verschiedene thermographische Meßmethoden zur Bestimmung der Transfargeschwindigkeit erprobt (Kapitel 7). Im folgenden werden zwei Auswerteverfahren vorgestellt, die sich als geeignet erwiesen haben. Es handelt sich dabei um die Auswertung der *Laser Abklingkurven* und eine *statistische Analyse* der natürlichen Temperaturmuster auf der Wasseroberfläche. Beide Verfahren ergänzen sich gegenseitig. Während das erste Verfahren aktiv die Reaktion der Grenzschicht auf eine künstliche Temperaturerhöhung auswertet, nutzt das zweite Verfahren passiv die vorhandenen Informationen der Temperaturverteilung. Neben der Möglichkeit, erstmals die Transfargeschwindigkeit auf der Ozeanoberfläche mit einer zeitlichen Auflösung von wenigen Minuten zu messen, ergeben sich zusätzlich Aussagen über die zugrunde liegenden Transportmechanismen.

### 8.1 Auswertung der Abklingkurven

Eine Möglichkeit die Transportvorgänge an der Wasseroberfläche aktiv zu untersuchen, besteht darin, die Wasseroberfläche lokal zu erhitzen und den Vorgang der Temperaturabnahme mit der Infrarotkamera zu verfolgen. Da der Hauptwiderstand des Wärmetransportes zwischen Wasser und Atmosphäre in der luftseitigen, thermischen Grenzschicht liegt, wird eine Temperaturerhöhung an der Wasseroberfläche durch Wärmetransport in die Tiefe abgebaut. Aus der Zeitdauer des Abklingvorganges der Oberflächentemperatur läßt sich die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Wasser abschätzen.

Zum Aufheizen der Wasseroberfläche wird ein CO<sub>2</sub>-Laser verwendet, der monochromatische Strahlung bei einer Wellenlänge von 10.6  $\mu\text{m}$  emittiert (Kapitel 6). Diese durchdringt die Luftschicht zwischen Laser und Wasseroberfläche nahezu verlustfrei und wird innerhalb der oberen 11.5  $\mu\text{m}$  der Wasseroberfläche absorbiert. Somit wird die luftseitige Grenzschicht umgangen und der Wasseroberfläche direkt ein bestimmter Strahlungsfluß aufgeprägt. Die Strahlung wird bei der Absorption vollständig in Wärme umgewandelt und durch die kombinierte Wirkung von Diffusion und Konvektion in die Tiefe transportiert. Der Strahlungsfluß der Lasers entspricht somit einem aufgeprägten Wärmefluß über die wasserseitige thermische Grenzschicht. Dieses Meßprinzip wird als *Controlled Flux Technique* (CFT) bezeichnet ([Jähne et al., 89]). Da diese Art der thermographischen Gasaustauschmessung sowohl im Windkanal der Delft Hydraulics, als auch während der Ozeanmessungen durchgeführt wurde, lassen sich die Ergebnisse vergleichen und Resultate anderer Meßmethoden verifizieren.

Abbildung 8.1 zeigt vier Infrarotaufnahmen der Wasseroberfläche während der Messung im Windkanal der Delft Hydraulics im Abstand von 0.13s. Die einzelnen erhitzten Bereiche sind deutlich als helle Flecken zu erkennen. Der Laser feuert abwechselnd in die obere und untere Reihe im Abstand von 0.27s für eine Zeitdauer von 50ms (siehe Kapitel 6). Zur Auswertung der Laser-Abklingkurven müssen die einzelnen

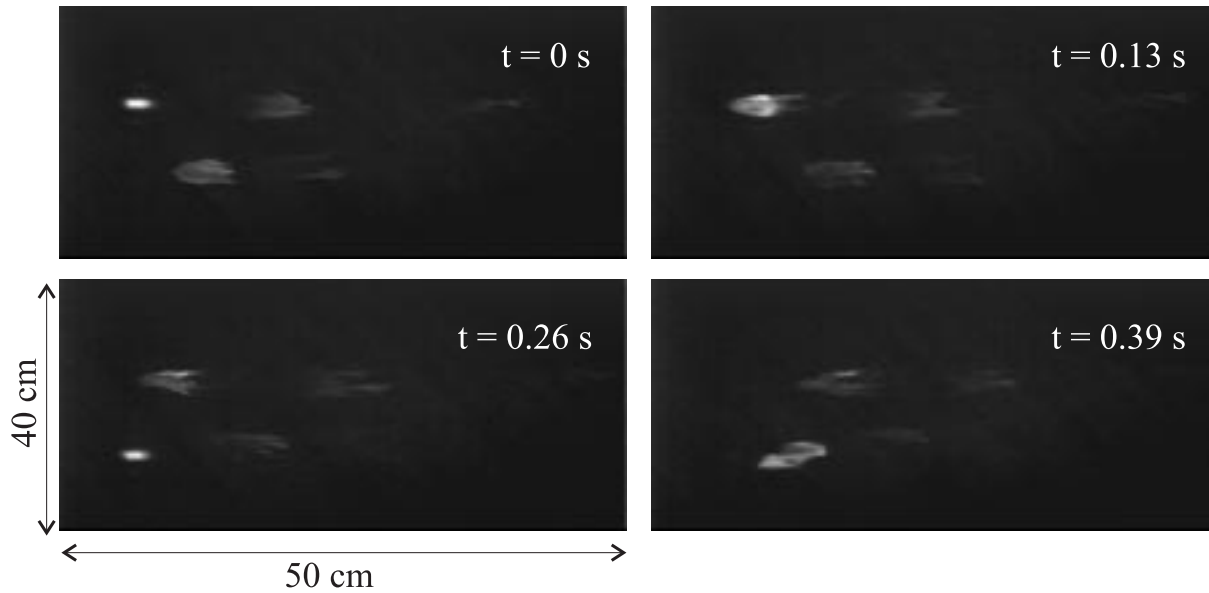


Abbildung 8.1: Infrarotbilder der Wasseroberfläche im Windkanal der Delft Hydraulics bei einer Windgeschwindigkeit von 7.7 m/s. Der Wind bläst von links nach rechts.

erhitzten Oberflächenelemente im Bild detektiert und über eine ausreichend lange Zeitdauer verfolgt werden.

Die automatische Verfolgung der Laserflecke mittels digitaler Bildfolgenanalyse wird durch die hohen Oberflächengeschwindigkeiten stark erschwert. Die Orbitalbewegungen der Schwerewellen überlagern sich der Driftgeschwindigkeit der Wasseroberfläche und führen zu stark beschleunigten Bewegungen. Zusätzlich ändern die Flecke schnell ihre Form, insbesondere bei Oberflächenenerneuerungseffekten, die Teile der erhitzten Bereiche durch Wasser anderer Temperatur ersetzen. Während ein menschlicher Beobachter keine Schwierigkeiten hat, einen zerfetzten Fleck weiterhin zu verfolgen, führt dies zu Problemen bei der automatischen Auswertung. Momentan ist im Rahmen der Forschergruppe ‘Digitale Bildfolgenanalyse’ des IWR ein Verfahren in der Entwicklung, welches die speziellen Probleme der Wasseroberflächenbilder berücksichtigt. Da es jedoch noch nicht zur Anwendungsreife gelangt ist, wurden die Meßserien bisher manuell ausgewertet. Dazu wurden pro Windgeschwindigkeit ca. 10 verschiedene Flecke über bis zu 240 Bilder verfolgt. Dies entspricht 4 s Abklingdauer der Temperaturerhöhung. Bei höheren Windgeschwindigkeiten waren die Flecke teilweise früher verschwunden.

Während der Verfolgung eines einzelnen Fleckes wurde in jedem Bild die Position des Fleckes mit der Maus grob selektiert. Der markierte Bildbereich wurde anschließend binarisiert und der Schwerpunkt des Binärbildes berechnet. Ausgehend von diesem Punkt als Mittelpunkt wurde ein Bildbereich fester Größe aus dem Originalbild herauskopiert und in einer kleinen Bildsequenz abgespeichert. Als Ergebnis stand abschließend für jeden einzelnen Laserfleck eine Bildsequenz zur Verfügung, wobei sich der abklingende Laserfleck jeweils in der Bildmitte befand. Durch diese Vorverarbeitung konnte aus allen verfolgten Flecken eine Mittelwertsequenz berechnet werden, welche die mittlere Verteilung aller Flecke zu einem bestimmten Zeitpunkt enthält. Diese Sequenz zeigt den gesuchten, statistisch gemittelten Abklingvorgang der Temperaturerhöhung. Schnellere und langsamere Abklingvorgänge, sowie Erneuerungseffekte mitteln sich dabei heraus.

Abbildung 8.2 zeigt ein Beispiel einer solchen Sequenz. In der oberen Reihe sind sechs verschiedene Bilder aus einer Abklingsequenz eines einzelnen Laserfleckes dargestellt. Die untere Reihe zeigt die gemittelte Abklingsequenz aus 10 verschiedenen Einzelsequenzen. Während sich in der oberen Sequenz die Form des Fleckes im Laufe der Zeit ändert, ist dies in der Mittelwertsequenz nicht mehr zu beobachten.

Zur endgültigen Berechnung der Abklingkurve wurde der Mittelwert der Temperatur jedes einzelnen Bildes der gemittelten Abklingsequenz verwendet. Die Abklingkurve beschreibt somit die zeitliche Änderung



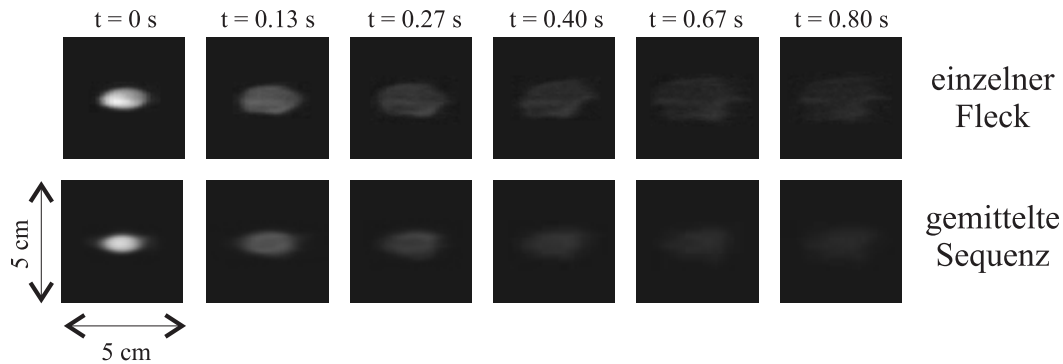


Abbildung 8.2: Beispiel einer Abklingsequenz der Temperaturerhöhung durch den Laser. Obere Reihe: Abklingkurve eines einzelnen Fleckes. Untere Reihe: Mittelwertsequenz der Abklingkurven von 10 Flecken.

der mittleren Temperatur innerhalb des betrachteten Oberflächenbereiches. Aufgrund der Linearität der Transportgleichung ist dies äquivalent zur Berechnung der Abklingkurve jedes einzelnen Bildpunktes und anschließendem Mitteln der gemessenen Zeitkonstanten.

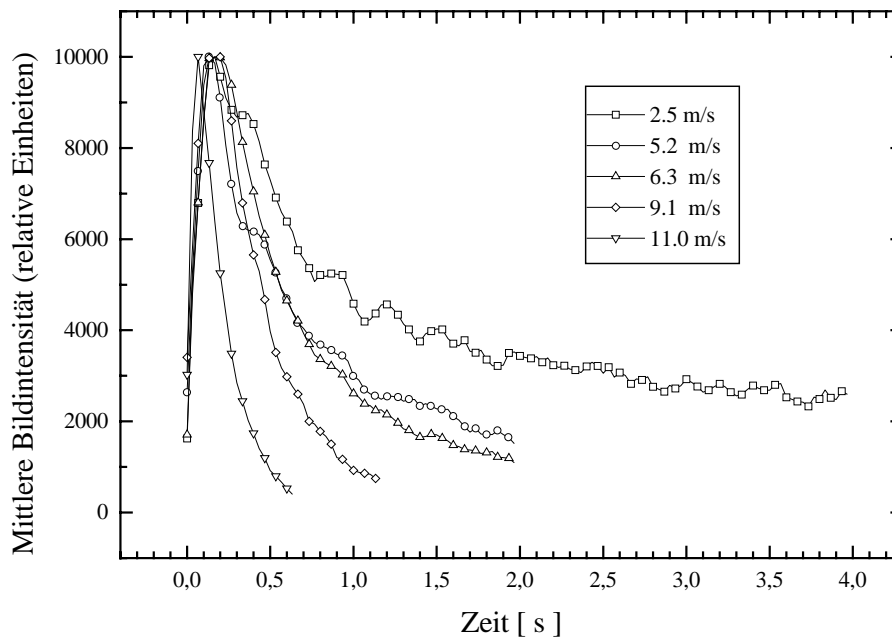


Abbildung 8.3: Abklingkurven der mittleren Oberflächentemperatur innerhalb des vom Laser erhitzten Bereiches für verschiedene Windgeschwindigkeiten im Windkanal der Delft Hydraulics.

Abbildung 8.3 zeigt die Abklingkurven der Messungen im Windkanal der Delft Hydraulics. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Kurven mit zunehmender Windgeschwindigkeit schneller abfallen. Gleichzeitig wächst die Driftgeschwindigkeit der Wasseroberfläche an (siehe Tabelle A.3 im Anhang), was dazu führt, daß die Laserflecke schneller aus dem Bildbereich wandern. Dies sind zwei gegenläufige Effekte, die dazu führen, daß die Abklingkurven für fast alle Windgeschwindigkeiten über eine Zeitdauer verfolgt werden können, die ca. zwei Lebensdauern  $t_*$  entspricht. Damit ist das Stabilitätskriterium (5.70) für die Fitfunktion erfüllt (Abschnitt 5.5.3). Für sehr niedrige Lebensdauern ist die Abklingzeit jedoch zu lange, um die Flecke ausreichend lange verfolgen zu können.

Abbildung 8.4 zeigt eine Auswahl von drei Abklingkurven für verschiedene Windgeschwindigkeiten zusammen mit der gefitteten Funktion der Form (5.69).

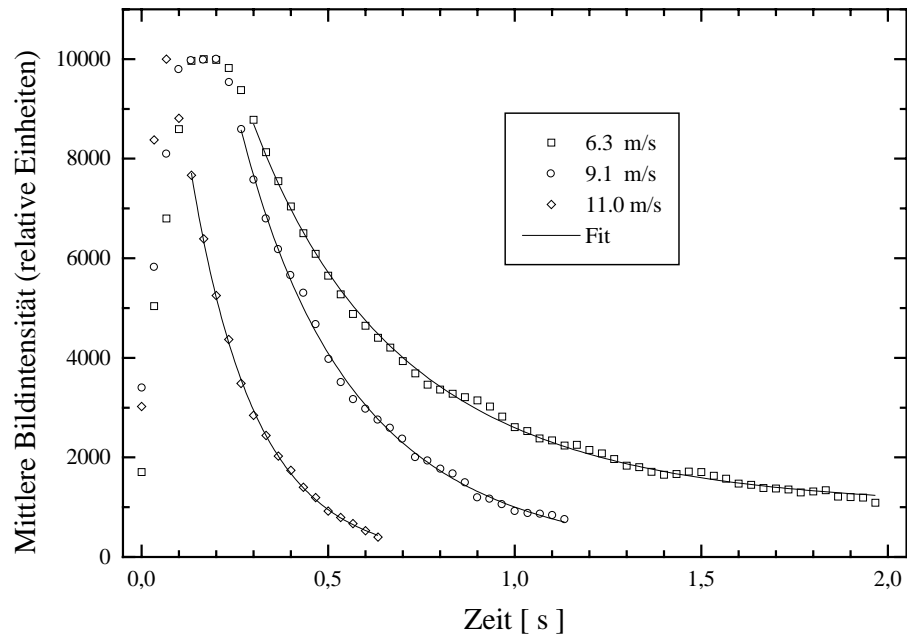


Abbildung 8.4: Abklingkurven der Windkanalmessungen für drei verschiedene Windgeschwindigkeiten zusammen mit den gefitteten Funktionen.

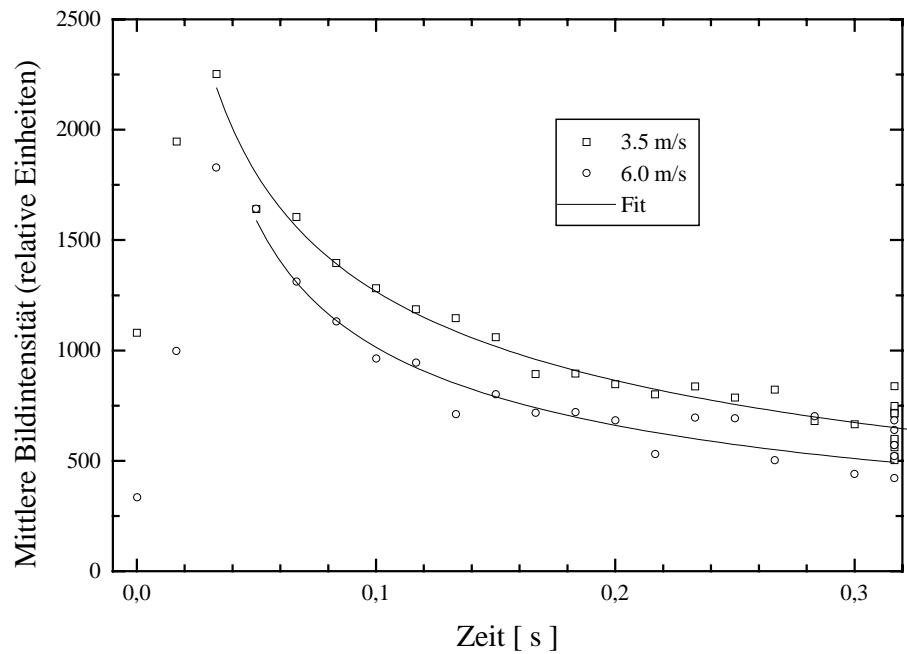


Abbildung 8.5: Abklingkurven der Ozeanmessungen für zwei verschiedene Windgeschwindigkeiten zusammen mit den gefitteten Funktionen.

Trotz der noch sehr geringen Statistik bei nur 10 verschiedenen Laserflecken pro Windgeschwindigkeit ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Abklingkurven und den Fitfunktionen. Die daraus erhaltenen Werte für die Lebensdauer  $t_*$  stimmen gut mit Ergebnissen der Messungen von [Reinelt, 94]

überein, die zeitgleich im Delfter Windkanal stattfanden. Über den Zusammenhang

$$k_h = \sqrt{\frac{D}{t_*}} \quad (8.1)$$

läßt sich daraus die Transfargeschwindigkeit  $k_h$  für Wärme in Wasser berechnen. Die Ergebnisse dieser Auswertung werden in Kapitel 9 zusammengestellt.

Die Auswertung der Laser Abklingkurven der Ozeanmessungen wurden analog zu denen der Windkanalmessungen durchgeführt. Im Gegensatz zu den Messungen im Windkanal ergaben sich dabei jedoch starke Abweichungen von den erwarteten Werten, die zunächst nicht zu erklären waren. Nach Auswertung der numerischen Simulation der Grenzschicht zeigte sich, daß die Zeitdauer der Verfolgung einzelner Flecke dabei nicht ausreichend war, um das Stabilitätskriterium zu erfüllen. Aufgrund der Eigengeschwindigkeit des Schiffes von ca. 0.5 m/s während der Meßaufnahme, waren die einzelnen Flecke nach weniger als einer Sekunde aus dem Bildbereich verschwunden. Durch die großen Orbitalbewegungen der Gravitationswellen auf dem Ozean wurde die Zeitdauer noch weiter eingeschränkt.

In Abbildung 8.5 sind zwei Abklingkurven für verschiedene Windgeschwindigkeiten der Ozeanmessungen zusammen mit den gefitteten Funktionen dargestellt. Es ist zu erkennen, daß sich beide Kurven durch die Fitfunktion nähern lassen, wobei große statistische Schwankungen um den gefitteten Verlauf auftreten. Zusätzlich sind die beiden Kurven noch nicht auf den Ausgangswert vor der Erhitzung durch den Laser abgeklungen. Insgesamt lassen sich die Abklingkurven nur bei genauer Kenntnis des zu erwartenden Ergebnisses als Startwert sinnvoll fitten.

Trotz dieser Probleme und der schlechten Statistik der Ozeanmessungen konnte gezeigt werden, daß die Messung der Laser- Abklingkurven sowohl im Windkanal als auch auf dem Ozean eingesetzt werden kann. Damit lassen sich die Messungen vergleichen und die Ergebnisse anderer Auswertetechniken verifizieren. Zusätzlich steht damit eine Methode zur Verfügung, die unabhängig von den meteorologischen Bedingungen eingesetzt werden kann, da sie von natürlichen Oberflächenflüssen unabhängig ist. Zum weiteren Einsatz auf dem Ozean muß in Zukunft gewährleistet werden, daß die erhitzten Bereiche ausreichend lange verfolgt werden können. Dazu ist geplant, das CFT Instrument – in abgewandelter Form – auf eine freischwimmende Boje zu montieren ([Klinke, 96]). Da diese automatisch der Wellenbewegung folgt, kann verhindert werden, daß der erhitzte Wasserbereich aus dem Bildbereich wandert. Zusätzlich ist die Entfernung zur Wasseroberfläche geringer. Dies eröffnet völlig neue Möglichkeiten, den Abklingvorgang mit einer hohen Ortsauflösung zu verfolgen.

## 8.2 Statistische Auswertung der Temperaturmuster

Die Möglichkeit, mit einer Infrarotkamera die zeitliche Entwicklung von Temperaturmustern auf der Wasseroberfläche quantitativ zu erfassen, eröffnet eine völlig neue Möglichkeit, Gasaustauschraten auf der Ozeanoberfläche abzuschätzen und einen direkten Einblick in die Transportmechanismen zu erhalten. Eine der wichtigsten Entdeckungen während den ersten Messungen mit einer neuen AMBER Radiance 1 Infrarotkamera war die Tatsache, daß auf der Ozeanoberfläche Temperaturmuster existieren, deren Temperaturkontrast deutlich über der Temperaturauflösung der Kamera liegt.

Die typischen räumlichen Skalen der Muster erstrecken sich über den gesamten Auflösungsbereich der Kamera von wenigen Millimetern bis zu einem Meter, wobei die auffälligsten Muster im Bereich von einigen Millimetern bis Zentimetern liegen. Auf noch größeren Skalen lassen sich in längeren Bildsequenzen kohärente Strukturen über mehrere Meter erkennen. Abbildung 8.6 zeigt eine Auswahl an Thermographiebildern der Ozeanoberfläche bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten. Eine Sequenz von temperaturkalibrierten Bildern der Ozeanoberfläche ist in Farbtafel 11.6 auf Seite 180 dargestellt.

Die Struktur der Temperaturmuster hängt stark von der Windgeschwindigkeit und eventuell vorhandenen oberflächenaktiven Substanzen auf der Wasseroberfläche ab. Sowohl der Kontrast als auch die typischen

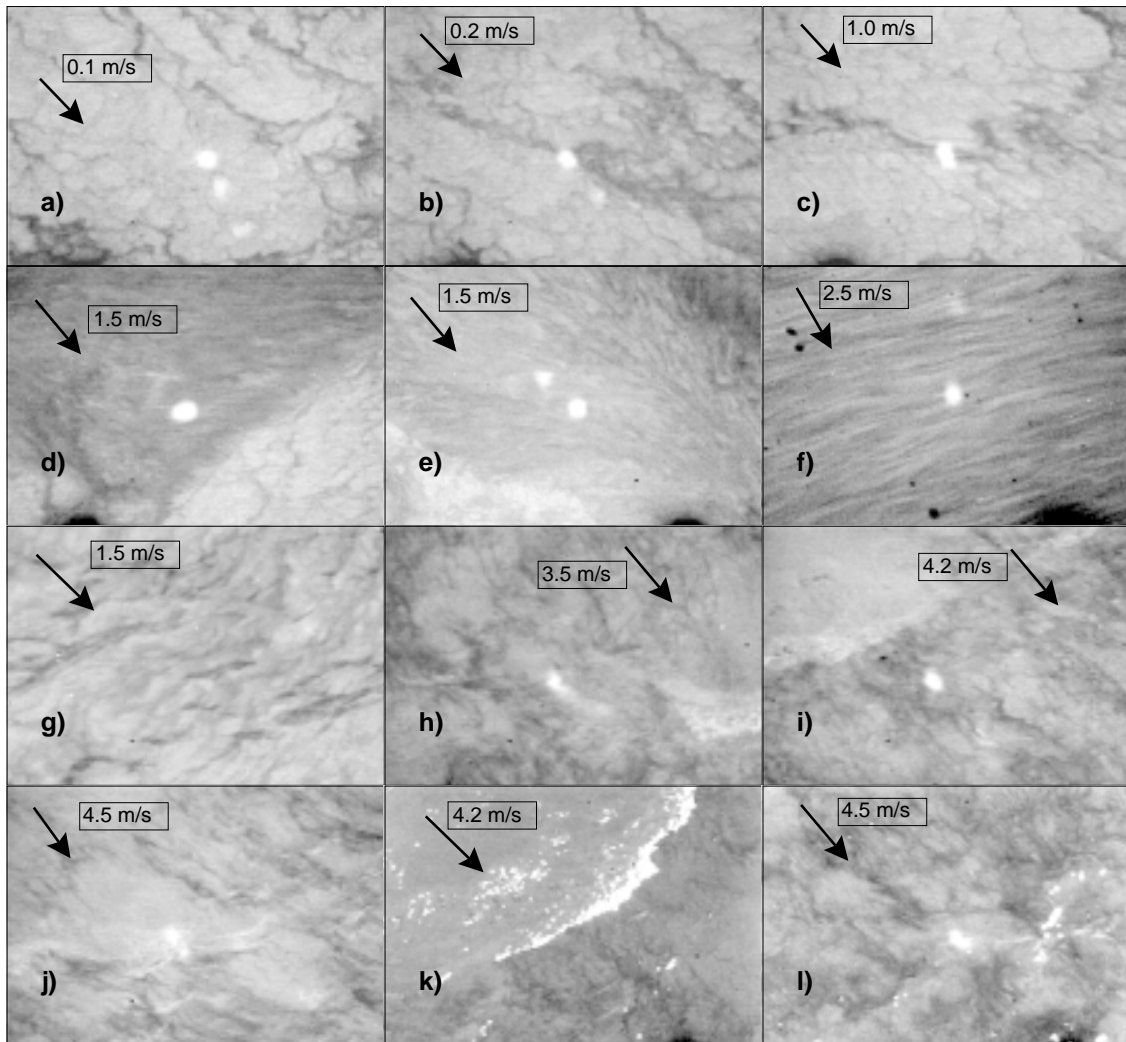


Abbildung 8.6: Thermographiebilder der Ozeanoberfläche bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten (Scripps Pier, La Jolla, CA, 1994). Die thermische Grenzschicht der Wasseroberfläche ist kälter als das Tiefenwasser, da es sich ausschließlich um Nachtmessungen handelt. Die runden Flecke sind Bereiche der Wasseroberfläche, die vom  $\text{CO}_2$ -Laser erhitzt wurden. Reflexe der warmen Himmelstemperatur sind als überbelichtete Bereiche sichtbar.

Größenskalen nehmen mit zunehmender Windgeschwindigkeit ab. Zusätzlich ändert sich die Form der Muster. Bei Anwesenheit oberflächenaktiver Substanzen sind die Muster stärker ausgeprägt und verwischener als bei reiner Wasseroberfläche. Diese Beobachtungen lassen eine enge Korrelation der Temperaturstrukturen mit der Gasaustauschrate vermuten, da diese von denselben Parametern beeinflusst wird. Im Rahmen einer Diplomarbeit wird momentan ein Verfahren entwickelt, um die räumliche Struktur der Muster mit der Gasaustauschrate zu korrelieren ([Schimpf, 96]).

Das Auftreten solcher statistischer Temperaturmuster auf der Ozeanoberfläche läßt sich nur durch vertikale, schnelle Mischungsprozesse erklären, die Wasser aus tieferen Schichten an die Oberfläche transportieren. Dabei wird das kalte Oberflächenwasser durch warmes Tiefenwasser ersetzt. Diese Tatsache spricht gegen Modelle, in welchen die Wirkung der Turbulenz als kleinskalige, homogene, turbulente Diffusion beschrieben wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, um aus der statistischen Verteilung der Temperaturen auf der Wasseroberfläche direkt die Transfergeschwindigkeit für Wärme in Wasser ermitteln zu können. Dabei wird vorausgesetzt, daß es sich bei den Mischungsprozessen um eine statistische Erneuerung handelt,

wie sie vom Oberflächenerneuerungsmodell vorausgesagt wird. Messungen von [Reinelt, 94], [Münsterer, 96], [Asher, Pankow, 91] und [Soloviev, Schlüssel, 94] zeigen, daß sich dieses Modell am besten mit den Meßdaten in Einklang bringen läßt. Direkte Beobachtungen von Erneuerungseffekten in Konzentrationsprofilen von Gasen an der Wasseroberfläche ([Münsterer, 96]) und in Thermographiebildern der Wasseroberfläche ([Haußecker et al., 95b], [Haußecker et al., 95c]) stützen die Modellvorstellung zusätzlich. In unregelmäßigen Abständen werden Stücke der Wasseroberfläche durch Wasser konstanter Temperatur ersetzt. Die Größe der erneuerten Bereiche ist statistisch verteilt, wobei sich die Flächen über Skalen von wenigen Millimetern bis zu mehreren 10 cm erstrecken.

Als Ursprung solcher statistischen Erneuerungen kommen, unter anderem, die von [Longuet-Higgins, 92] theoretisch vorhergesagten und von [Hering, 96] experimentell nachgewiesenen, sogenannten ‘bursts’ in Betracht. Es handelt sich dabei um das plötzliche Auftreten von Zonen erhöhter Turbulenz hinter den Wellenkämmen steiler Wellen (auf der windzugewandten Seite). Die Energie stammt aus dem Wellenfeld, wobei zunächst parasitäre Kapillarwellen auf der Vorderseite des Wellenkamms erzeugt werden, die sich aufteilen und dann instabil werden. Dieses sogenannte micro-scale wave breaking tritt bereits vor dem sichtbaren Wellenbrechen mit Blaseneintrag auf und führt zur Dissipation der Kapillarwellen unter Erzeugung turbulenter Konvektionsenergie. Dieser Effekt führt zur Erneuerung der Grenzschicht in dem betroffenen Bereich der Wasseroberfläche, wobei das Oberflächenwasser durch homogen temperiertes Tiefenwasser ersetzt wird. In Abbildung 8.6 i) ist ein solches Ereignis zu erkennen. Die Form einer Schwerewelle, die durch den Bildbereich läuft, zeichnet sich durch den homogenen Temperaturbereich hinter dem Wellenkamm ab, der die zuvor existierenden Temperaturmuster ersetzt hat.

Die Statistik von intermittierenden Effekten in turbulenten Grenzschichten (Wasser und Luft) wurde von [Rao et al., 71] untersucht. Dabei wurde beobachtet, daß die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden bursts am besten mit einer logarithmisch normalverteilten Wahrscheinlichkeitsverteilung zu beschreiben ist. Diese Verteilung läßt sich nahezu perfekt anfitzen, wobei bei Reynolds Zahlen zwischen  $10^3$  und  $10^5$  gemessen wurde. Darüber hinaus scheint die innere Struktur der Grenzschicht selbst nur teilweise die Erneuerungsrate zu bestimmen. Es handelt sich vielmehr um einen Effekt der Turbulenz auf größeren Skalen, die in die Grenzschicht hineingreift. Lokale Instabilitäten der Scherströmung innerhalb der Grenzschicht können dabei auch umgekehrt als Auslöser großräumiger Turbulenz dienen. Diese Tatsache stützt das klassische Surface Renewal Modell.

Die logarithmische Normalverteilung wurde ursprünglich von [Kolmogorov, 62] zur Beschreibung der räumlichen Verteilung von Turbulenzstrukturen postuliert. Es liegt daher nahe, die räumliche Verteilung der Temperaturmuster in diesem Sinne zu interpretieren. Wenn die Temperaturmuster auf der Wasseroberfläche tatsächlich durch eine turbulente, statistisch verteilte Erneuerung der Grenzschicht entstehen, dann müßten die Muster direkt die Struktur der Turbulenz widerspiegeln.

Diese Überlegungen führten zu einem Verfahren, in dem die statistische Verteilung der Temperaturen auf der Wasseroberfläche zur Abschätzung der mittleren Lebensdauer eines Wasserelementes nach dem Surface Renewal Modell verwendet wird. Daraus läßt sich mit Gleichung (4.69) direkt die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Wasser berechnen. Bei Kenntnis der statistischen Verteilung der Lebensdauer läßt sich die Temperaturdifferenz zwischen der Wasseroberfläche und dem Wasserkörper abschätzen und damit auf einem zweiten Weg, mit Gleichung (4.63), die Transfargeschwindigkeit ermitteln.

### 8.2.1 Modellierung der Oberflächenerneuerung

Die grundlegende Annahme der folgenden statistischen Modellierung der Grenzschicht ist, daß das klassische Surface Renewal Modell gilt. Zwischen zwei Erneuerungseffekten kühlt sich die Wasseroberfläche im Laufe der Zeit ab, wobei durch Diffusion Wärme aus dem Wasserkörper nachgeliefert wird. Die Abkühlung erfolgt durch Verdunstung, Emission langwelliger Strahlung und Transport sensibler Wärme (siehe Kapitel 4). In statistischen Abständen wird die Grenzschicht erneuert, wobei warmes Tiefenwasser an die Oberfläche transportiert wird, wodurch die Oberflächentemperatur auf den Ausgangswert zurückgesetzt wird.

Die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen der obersten Wasserschicht und dem Tiefenwasser nimmt während der Abkühlung mit der Quadratwurzel der Zeit ab ([Soloviev, Schlüssel, 94]):

$$\Delta T(t) = 2 \frac{j}{\rho c_V \sqrt{\pi D}} \sqrt{t} = \alpha j \sqrt{t}, \quad \text{mit } \alpha = 2(\rho c_V \sqrt{\pi D})^{-1}. \quad (8.2)$$

Dabei bezeichnet  $j$  die Summe der Wärmeflüsse über die Wasseroberfläche. Eine numerische Simulation der Diffusion mit Oberflächenflüssen als Randbedingung liefert dasselbe Ergebnis. Für negative Flüsse ergibt sich aus (8.2) die zeitliche Abkühlung der Wasseroberfläche bei rein diffusivem Transport. Abbildung 8.7 zeigt eine schematische Darstellung der Entwicklung der Oberflächentemperatur unter Annahme des Oberflächenenerneuerungsmodelles. Dabei ist sowohl eine statistische Erneuerung als auch eine rein periodische Erneuerung dargestellt.

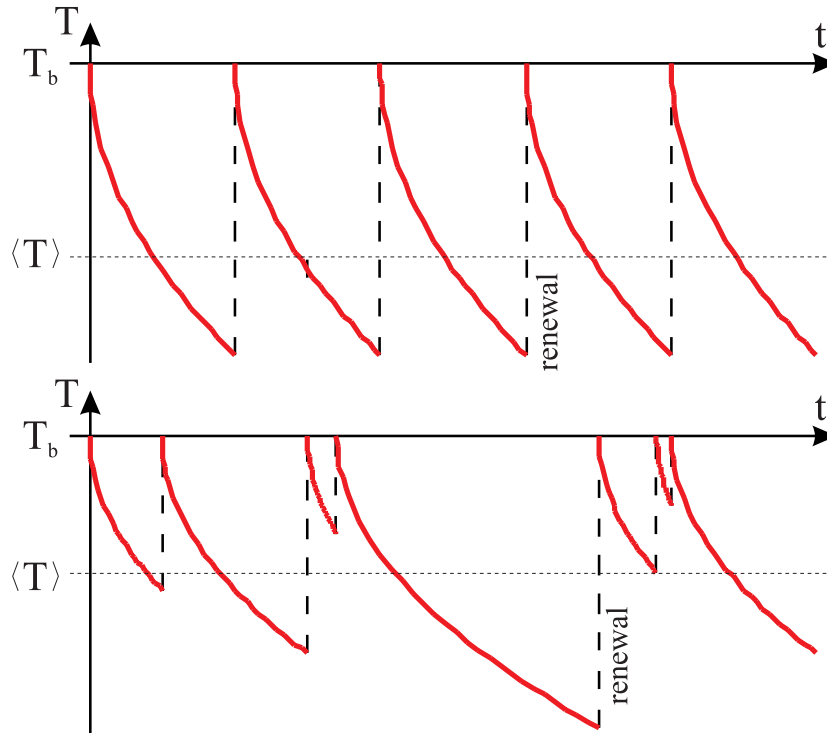


Abbildung 8.7: Qualitative Skizze der zeitlichen Entwicklung der Oberflächentemperatur für ein Surface Renewal Modell. Oben: Periodische Erneuerung. Unten: Statistische Erneuerung.

Die entscheidende Frage, die sich dabei stellt ist, welche Statistik der Erneuerung zugrunde liegt. Es lassen sich verschiedene Wahrscheinlichkeitsverteilungen konstruieren, die als Erwartungswert dieselbe mittlere Lebensdauer  $t_*$  liefern. Die Form der Verteilung bestimmt jedoch die mittlere Zusammensetzung der beobachteten Oberflächentemperaturen.

### Mögliche Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Lebensdauer

Für die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten werden drei verschiedene Wahrscheinlichkeitsverteilungen untersucht. Dabei beschreibt  $p(t)$  die Wahrscheinlichkeitsdichte, d. h. die Wahrscheinlichkeit für eine Erneuerung der Grenzschicht innerhalb des Zeitintervalls  $[t, t + dt]$ , wobei  $t$  die verstrichene Zeit seit der letzten Erneuerung darstellt.

1. Die erste Möglichkeit ist die von [Gulliver, 90] vorgeschlagene exponentielle Verteilung

$$p(t) = t_*^{-1} \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right), \quad t > 0. \quad (8.3)$$

Sie beschreibt eine exponentiell abfallende Erneuerungswahrscheinlichkeit mit dem Erwartungswert  $t_*$ . Das Maximum der Verteilung liegt bei  $t = 0$ . Demnach müßten instantane Erneuerungen häufiger auftreten als lange Lebensdauern.

2. Als zweite Möglichkeit kommt die von [Rao et al., 71] vorgeschlagene logarithmische Normalverteilung

$$p(t) = \pi^{-1/2} (st)^{-1} \exp\left(-\frac{(\ln t - m)^2}{s^2}\right), \quad t > 0 \quad (8.4)$$

in Betracht. Dabei bezeichnet  $m$  den Mittelwert des  $\ln t$  und  $s^2$  die Varianz des Logarithmus der Zufallsvariablen  $t$ . Der Erwartungswert  $t_*$  ergibt sich bei dieser Verteilung zu:

$$t_* = \exp\left(m + \frac{s^2}{4}\right), \quad (8.5)$$

mit den beiden Parametern  $m$  und  $s$  der Verteilung.

3. Ein Spezialfall der Erneuerungsstatistik ist eine rein periodische Erneuerung. Dies kann durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung in Form der Delta-Funktion

$$p(t) = \delta(t - t_*) \quad (8.6)$$

ausgedrückt werden. Diese Verteilung liefert leicht zu berechnende, analytische Beziehungen für die Parameter der Temperaturstatistik und ermöglicht eine grobe Abschätzung der mittleren Temperaturverteilung auf der Wasseroberfläche.

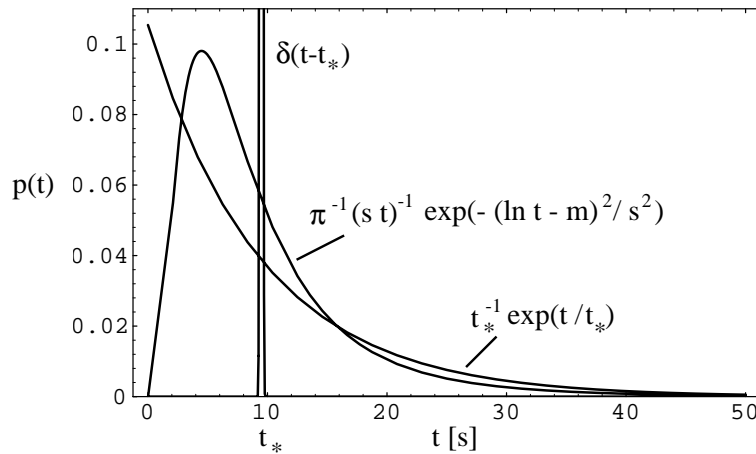


Abbildung 8.8: Vergleich der drei Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Lebensdauer zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten.

Abbildung 8.8 zeigt den Verlauf der drei verschiedenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen für denselben Erwartungswert  $t_* = 9.5$  s. Für die logarithmische Normalverteilung wurde dabei der Parameter  $s = 1$  gewählt. Eine interessante Eigenschaft dieser Verteilung ist es, daß sich im Grenzfalle  $s \rightarrow 0$  aus (8.4) automatisch die Deltafunktion (8.6) ergibt. Für  $s > 1$  nähert sich (8.4) der exponentiellen Verteilung (8.3) an, wobei sie nach wie vor bei  $t = 0$  den Wert  $p(t) = 0$  annimmt. Abbildung 8.9 zeigt den Verlauf von (8.4) für verschiedene Werte von  $s$ , jeweils für  $t_* = 9.5$ . Die logarithmische Normalverteilung erweist sich damit als variable Form der Wahrscheinlichkeitsverteilung, die als Grenzfälle die beiden anderen Verteilungen annähert. Welcher Wert für  $s$  tatsächlich am besten zu wählen ist, muß aus den Meßwerten der Temperaturverteilung ermittelt werden (Abschnitt 8.2.1).

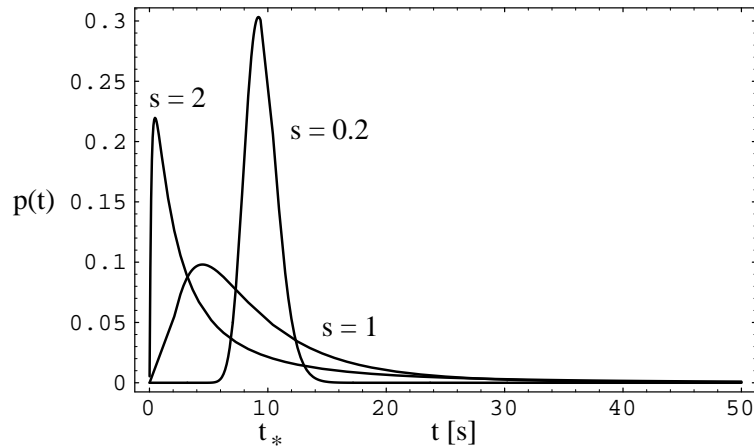


Abbildung 8.9: Vergleich der logarithmischen Normalverteilung für verschiedene Werte von  $s$ . Dabei wurde  $m$  jeweils so gewählt, daß sich in allen drei Fällen derselbe Erwartungswert  $t_*$  ergibt.

### Mittlere Temperaturdifferenz

Für eine gegebene Wahrscheinlichkeitsverteilung  $p(t)$  läßt sich der statistische Mittelwert  $\langle \Delta T \rangle$  der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen der Wasseroberfläche und dem Bulk berechnen.

Für eine einzelne Periode des Abkühlens zwischen zwei Erneuerungseffekten ergibt sich die mittlere Temperaturdifferenz  $\overline{\Delta T}$  zu

$$\overline{\Delta T}(\tau) = \tau^{-1} \int_0^\tau \Delta T(t) dt, \quad (8.7)$$

wobei  $\tau$  die Zeitdauer zwischen den beiden Erneuerungen bezeichnet. Der statistische Mittelwert der Temperaturdifferenz entspricht dem Erwartungswert der Mittelwerte für eine einzelne Periode:

$$\langle \Delta T \rangle = \int_0^\infty \overline{\Delta T}(\tau) p(\tau) d\tau. \quad (8.8)$$

Mit der Temperaturabnahme nach (8.2) ergibt sich daraus für beliebige Wahrscheinlichkeitsverteilungen:

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{2}{3} \alpha j \int_0^\infty \sqrt{\tau} p(\tau) d\tau. \quad (8.9)$$

Für eine rein periodische Erneuerung (8.6) reduziert sich (8.8) auf  $\langle \Delta T \rangle = \overline{\Delta T}(t_*)$  und aus (8.9) ergibt sich:

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{2}{3} \alpha j \sqrt{t_*}. \quad (8.10)$$

Der Wert  $\langle \Delta T \rangle$  stellt den zu erwartenden Mittelwert der Temperaturerniedrigung der Wasseroberfläche gegenüber dem Tiefenwasser dar. Mit der Infrarotkamera kann nur die Oberflächentemperatur und nicht direkt die Temperaturdifferenz gemessen werden. Kurz nach dem Auftreten eines Erneuerungseffektes wird jedoch die Temperatur des Tiefenwassers an der Wasseroberfläche sichtbar und kann dort mit einer Kamera gemessen werden. In einem von [Jessup et al., 95] angewendeten Verfahren wird versucht, solche Ereignisse in Kamerabildern brechender Wellen zu identifizieren. Aus der Differenz zwischen mittlerer Oberflächentemperatur und der erhöhten Temperatur durch Tiefenwasser läßt sich die Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  bestimmen. Aus Abbildung 8.7 ist ersichtlich, daß sich die Temperatur kurz nach dem Erneuern durch den



wurzelförmigen Abfall sehr schnell ändert. Die tatsächliche Tiefenwasser-Temperatur ist daher nur sehr schwer abzuschätzen. Zusätzlich werden die Messungen dadurch verfälscht, daß sich die Reflexionen der inhomogenen Himmelstemperatur in Phase mit der Welle durch das Bild bewegen. Sie lassen sich dadurch nicht von der wirklichen Temperaturdifferenz trennen.

Ein anderer Ansatz zur Bestimmung von  $\langle \Delta T \rangle$  ergibt sich aus der Tatsache, daß in den Kamerabildern nicht der zeitliche Mittelwert der Oberflächentemperatur, sondern die gesamte statistische Verteilung sichtbar ist. Innerhalb eines ausreichend großen Gebietes der Wasseroberfläche sollten daher Oberflächentemperaturen aller möglichen Lebensalter zu sehen sein, wobei die Lebensalter der Oberflächenelemente nach einer der Verteilungen (8.3), (8.4) oder (8.6) statistisch verteilt sind. Über eine ausreichend große Anzahl von Bildern sollte daher die gemittelte Temperaturverteilung dem statistischen Mittelwert der Temperaturverteilung entsprechen.

Dazu wurden während der Messungen im Rahmen der MBL/CoOP cruise an der kalifornischen Küste Bildsequenzen über einen Zeitraum von vier Minuten aufgenommen. Diese bestehen aus 400 Bildern, wobei im Abstand von fünf Sekunden jeweils acht aufeinanderfolgende Bilder abgespeichert wurden. Bei einer Schiffsgeschwindigkeit von ca. 0.5 m/s während der Messung entspricht dies insgesamt einem überstrichenen Streifen von 120 m Länge und 1 m Breite auf der Wasseroberfläche. Der räumliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Meßpunkten beträgt dabei 2.5 m. Es ist zu erwarten, daß dies eine repräsentative Auswahl der Temperaturmuster darstellt. Die Statistik der räumlichen Temperaturverteilung sollte der Statistik der zeitlichen Temperaturentwicklung eines einzelnen Oberflächenelementes entsprechen.

In den Abbildungen 8.10 und 8.11 ist die zeitliche Entwicklung der Standardabweichung  $\sigma_T$  der Oberflächentemperatur innerhalb dieser Bildsequenzen dargestellt. Abbildung 8.10 zeigt die Meßwerte von jeweils acht aufeinanderfolgenden Bildern für fünf Sequenzen mit einem zeitlichen Abstand von fünf Sekunden. Da sich der Bildinhalt zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern nur um ca. 1 Pixel verschiebt, ändert sich die Standardabweichung nur geringfügig innerhalb der kurzen Sequenzen. Nach fünf Sekunden hat sich der Bildausschnitt um 2.5 m und damit um etwa das 1.5-fache des Bilddurchmessers verschoben, wodurch sich, bei unterschiedlichen Temperaturmustern, die Standardabweichung stark ändern kann. Trotz der Fluktuationen innerhalb der einzelnen Meßserien ergeben sich Mittelwerte über einen Zeitraum von vier Minuten, die eine deutliche Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit zeigen (Abbildung 8.11). Mit steigender Windgeschwindigkeit nimmt die Standardabweichung ab, wobei sich selbst bei starkem Wind noch Muster abzeichnen, deren Standardabweichung deutlich über der des Kamerarauschens liegt. Dasselbe Verhalten ist für die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Wasseroberfläche und Bulk zu erwarten (8.9). Daher wird nun versucht, einen Zusammenhang zwischen der nicht direkt meßbaren Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  und der Standardabweichung  $\sigma_T$  zu finden.

Im folgenden werden für die verschiedenen Modelle weitere statistische Parameter der Temperaturverteilung berechnet. Dies sind die *Varianz* und die *Häufigkeitsverteilung* der Oberflächentemperaturen. Anhand der tatsächlich gemessenen Form der Häufigkeitsverteilung läßt sich anschließend die Gültigkeit der verschiedenen Modellverteilungen abschätzen. Fittet man die Meßdaten an die am besten passende Modellverteilung an, so ergeben sich die gesuchten Größen  $\langle \Delta T \rangle$  und  $t_*$  für die Meßdaten. Daraus läßt sich die Transferschwindigkeit für Wärme in Wasser bestimmen.

### Varianz der Temperaturverteilung

Analog zur Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz läßt sich die Varianz der Oberflächentemperatur abschätzen. Mit

$$T(t) = T_b + \Delta T(t) = T_b + \alpha j \sqrt{t} \quad (8.11)$$

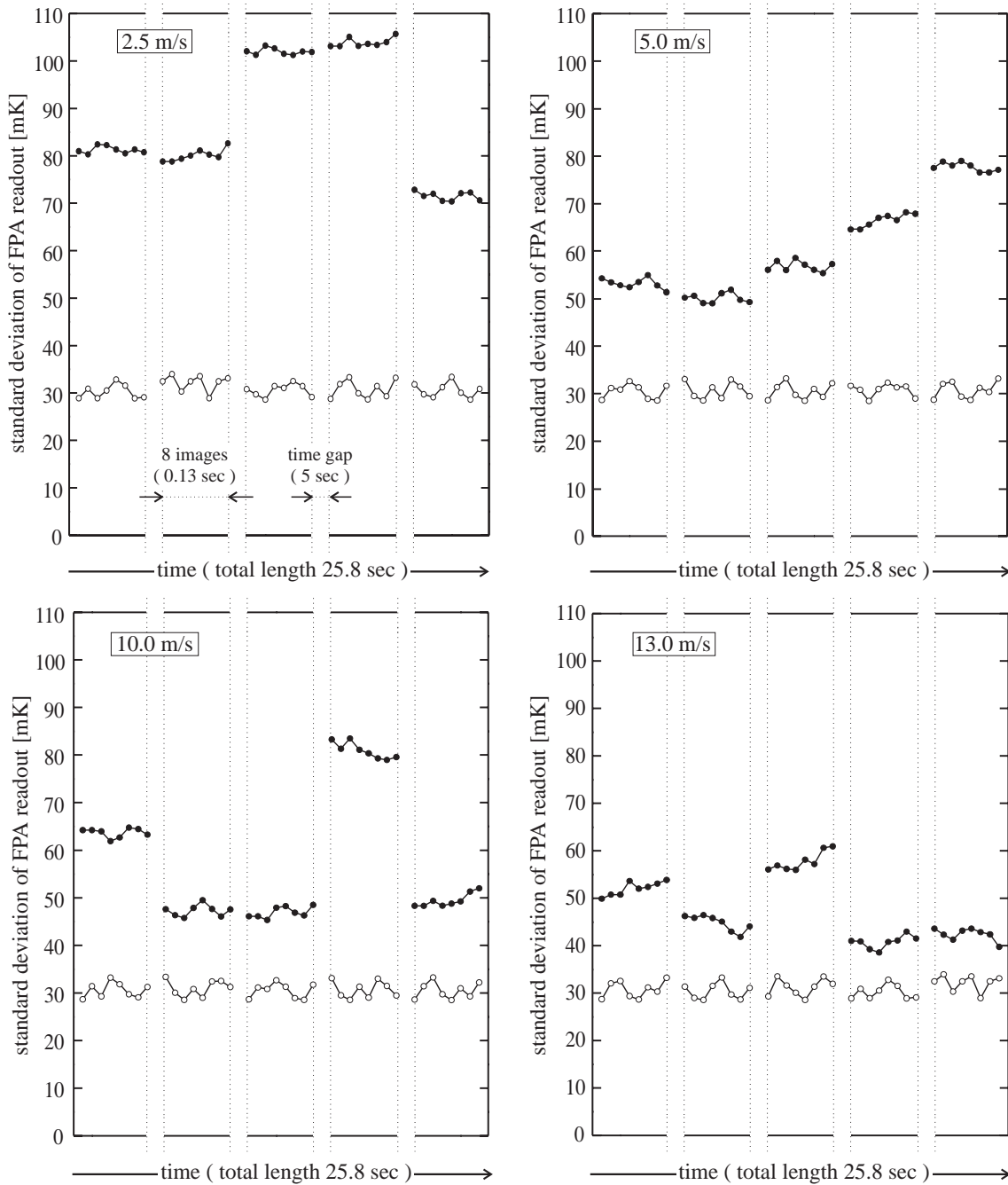


Abbildung 8.10: Standardabweichung der Temperaturverteilung innerhalb einzelner Bilder für aufeinanderfolgende Sequenzen von acht Bildern. Die Sequenzen wurden in einem Zeitabstand von fünf Sekunden aufgenommen. Gefüllte Kreise: Temperaturverteilung der Ozeanoberfläche bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten. Offene Kreise: Homogene Temperaturverteilung eines Kalibrierkörpers (Standardabweichung des Rauschens).

ergibt sich die Temperaturvarianz  $\sigma_T^2$  für eine einzelne Periode der Abkühlung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten zu

$$\sigma_T^2(\tau) = \tau^{-1} \int_0^\tau (T(t) - \langle T \rangle)^2 dt, \quad (8.12)$$

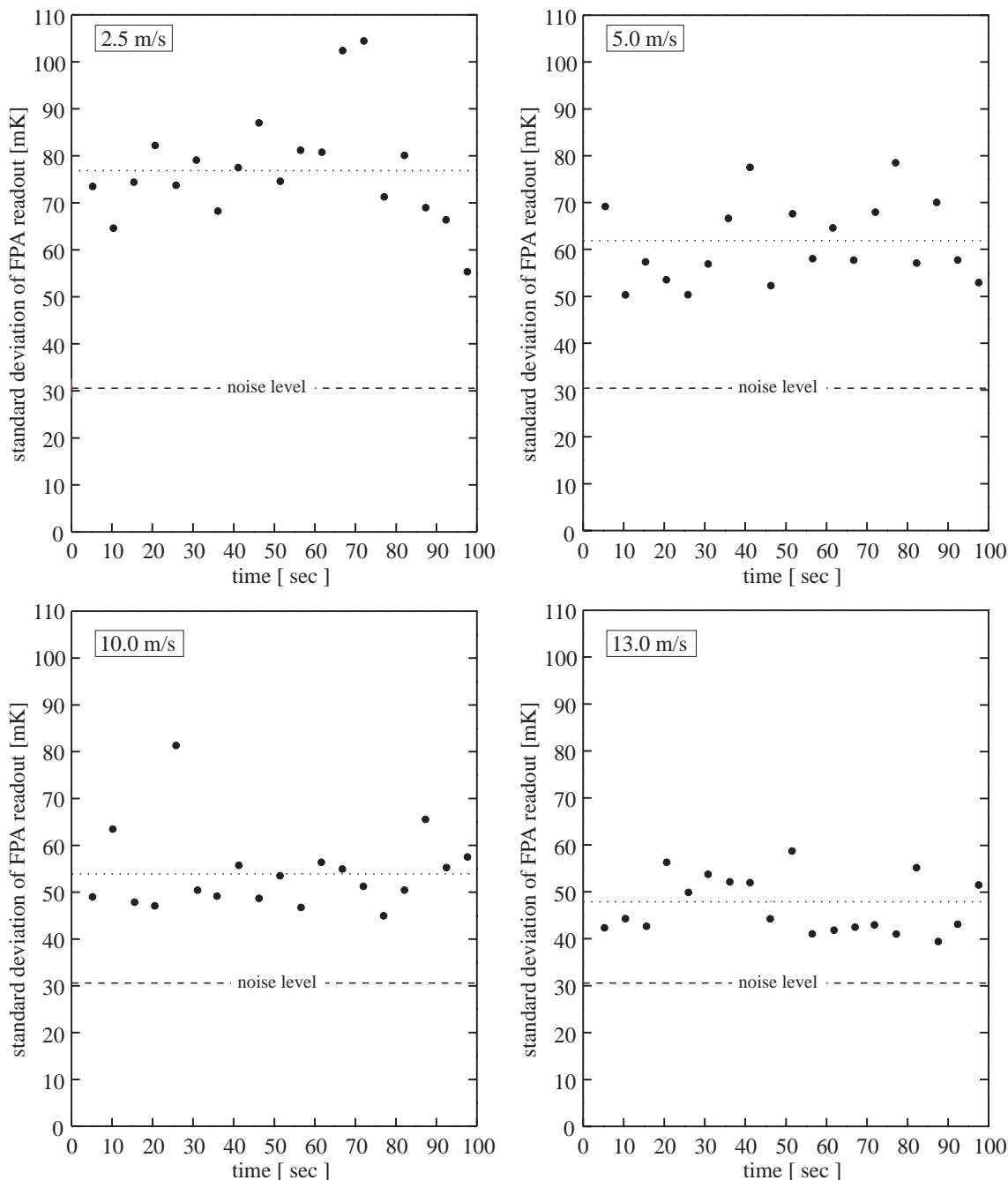


Abbildung 8.11: Standardabweichung der Temperaturverteilung über einen Zeitraum von 100 Sekunden. Jeder Punkt repräsentiert den Mittelwert einer der kurzen Sequenzen von acht Bildern in Abbildung 8.10. Die gestrichelte Linie zeigt den zeitlichen Mittelwert der Standardabweichung des Kamerarauschens in Abbildung 8.10. Die punktierte Linie repräsentiert den zeitlichen Mittelwert der Daten.

wobei  $\tau$  die Zeitdauer der Abkühlung bezeichnet. Der Erwartungswert der Oberflächentemperatur  $\langle T \rangle$  setzt sich aus dem Erwartungswert der Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  (8.8) und dem Offset der Bulktemperatur  $T_b$  zusammen:

$$\langle T \rangle = T_b + \langle \Delta T \rangle. \quad (8.13)$$

Der statistische Mittelwert  $\langle \sigma^2 \rangle$  der Temperaturvarianz entspricht dem Erwartungswert der Varianzen ein-

zelner Perioden:

$$\langle \sigma_T^2 \rangle = \int_0^\infty \sigma_T^2(\tau) p(\tau) d\tau. \quad (8.14)$$

Setzt man (8.12) in (8.14) ein, so ergibt sich allgemein:

$$\langle \sigma_T^2 \rangle = \int_0^\infty \left[ \tau^{-1} \int_0^\tau (T(t) - \langle T \rangle)^2 dt \right] p(\tau) d\tau \quad (8.15)$$

$$= \int_0^\infty \left[ \tau^{-1} \int_0^\tau T^2(t) dt \right] p(\tau) d\tau - \langle \Delta T \rangle^2, \quad (8.16)$$

wobei sich  $\langle \Delta T \rangle$  nach (8.8) berechnet. Mit der Temperaturabnahme nach (8.2) ergibt sich daraus für beliebige Wahrscheinlichkeitsverteilungen:

$$\langle \sigma_T^2 \rangle = \frac{\alpha^2 j^2}{2} \int_0^\infty \tau p(\tau) d\tau - \langle \Delta T \rangle^2, \quad (8.17)$$

mit  $\langle \Delta T \rangle$  nach (8.9). Für eine rein periodische Erneuerung (8.6) kann die Integration direkt durchgeführt werden und aus (8.17) und (8.10) ergibt sich:

$$\langle \sigma_T^2 \rangle = \frac{1}{2} \alpha^2 j^2 t_* - \left( \frac{2}{3} \alpha j \sqrt{t_*} \right)^2 = \frac{1}{18} \alpha^2 j^2 t_*. \quad (8.18)$$

### Abschätzung der Temperaturdifferenz über die Temperaturvarianz

Wie bereits erwähnt wurde, läßt sich die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  über die Grenzschicht nicht direkt aus den Kamerabildern ermitteln. Die Varianz  $\sigma_T^2$  der Temperaturmuster ist jedoch eine einfach zu bestimmende Größe in den Infrarotbildern. Die Idee war nun, daß sich die Temperaturdifferenz aus der Temperaturvarianz abschätzen läßt. Für die rein periodische Erneuerung ergibt sich aus Gleichung (8.10) und (8.18) das Verhältnis

$$\frac{\langle \Delta T \rangle}{\langle \sigma_T \rangle} = \frac{\langle \Delta T \rangle}{\sqrt{\langle \sigma_T^2 \rangle}} = 2\sqrt{2} \approx 2.828, \quad \forall t_*, j. \quad (8.19)$$

Die Temperaturdifferenz zwischen der Wasseroberfläche und dem Bulk ist somit, unabhängig von der mittleren Lebensdauer  $t_*$  und den Oberflächenflüssen  $j$ , direkt proportional zur Standardabweichung der Temperaturen auf der Wasseroberfläche. Mit diesem Ergebnis läßt sich die Transfargeschwindigkeit  $k_h$  für Wärme in Wasser sehr einfach bestimmen. Aus (4.63) ergibt sich  $k_h$  zu:

$$k_h = (\rho c_V)^{-1} \frac{j}{\langle \Delta T \rangle}, \quad \text{mit } \langle \Delta T \rangle = 2\sqrt{2} \sigma_T, \quad (8.20)$$

wobei  $\sigma_T$  die Quadratwurzel aus der gemessenen, mittleren Varianz der Temperatur in den Infrarotbildern bezeichnet.

Die Berechnungen des Verhältnisses von Standardabweichung zur Temperaturdifferenz wurden auch für die beiden anderen Statistiken der Oberflächenerneuerung (8.3) und (8.4) durchgeführt. Dabei wurden die Integrale (8.9) und (8.17) für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  numerisch ausgewertet. Es ergibt sich für alle Wahrscheinlichkeitsverteilungen eine Proportionalität zwischen Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  und Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$ , unabhängig von der Lebensdauer  $t_*$  und den Flüssen  $j$ . Die Proportionalitätskonstanten zeigen jedoch signifikante Unterschiede für die verschiedenen Verteilungen:

	Exponentielle Verteilung (8.3)	Logarithmische Normalverteilung (8.4)	Periodische Erneuerung (8.6)
$\langle \Delta T \rangle / \langle \sigma_T \rangle$	1.520	2.022	2.828

Die logarithmische Normalverteilung liegt auch in diesem Fall zwischen den Werten der exponentiellen Verteilung und der rein periodischen Erneuerung. Insgesamt variieren die Werte für das Verhältnis bis zu einem Faktor zwei. Solange nicht klar ist, welche der Verteilungen die Natur am besten beschreibt, läßt sich die Temperaturdifferenz und damit die Transfargeschwindigkeit nur mit sehr großen Ungenauigkeiten aus den Temperaturmustern bestimmen.

Daher wurde nach einer Möglichkeit gesucht, die tatsächliche Wahrscheinlichkeitsverteilung aus den Temperaturbildern zu ermitteln. Da sich die Statistik direkt in der Form der Temperaturverteilung widerspiegeln muß, wurde die theoretische Form der Temperaturhistogramme für die drei Verteilungen berechnet und mit den Meßwerten verglichen.

### Häufigkeitsverteilung der Oberflächentemperaturen

Die gesuchte Häufigkeitsverteilung  $h(T)$  der Oberflächentemperaturen entspricht der Temperaturverteilung für eine bestimmte mittlere Lebensdauer  $t_*$ . Zur Berechnung von  $h(T)$  wird wiederum die zeitliche Temperaturänderung der Form (8.2)

$$T(t) = T_b + \alpha j \sqrt{t} \quad (8.21)$$

angenommen und vorausgesetzt, daß die räumliche Temperaturverteilung die zeitliche Verteilung im statistischen Mittel repräsentiert. Die Verteilung der beobachteten Temperaturen entspricht in diesem Fall der Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Temperatur unter den gegebenen Modellannahmen zu messen.

Abbildung 8.12 zeigt den Verlauf der zeitlichen Temperaturänderung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten. Je langsamer die Temperaturänderung vonstatten geht, desto größer ist die Wahr-

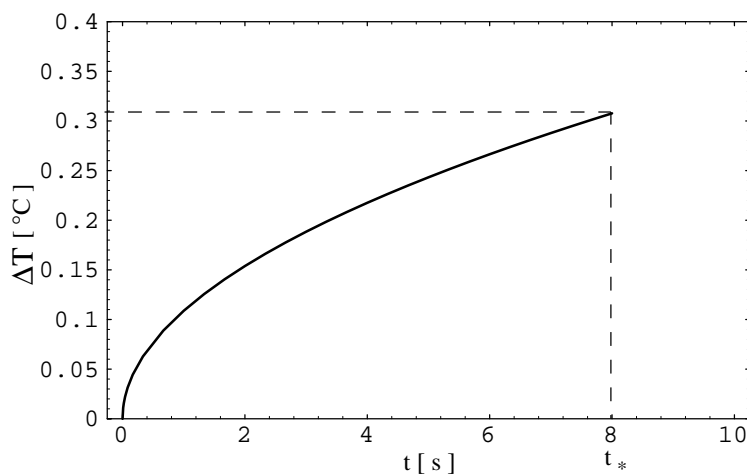


Abbildung 8.12: Temperaturverlauf zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten für einen Oberflächenfluß  $j = 150 \text{ W/m}^2$ . Bei negativen Oberflächenflüssen (z. B. Verdunstung, Transport sensibler Wärme, Strahlungsemission) ist die Kurve abfallend.

scheinlichkeit, die momentane Temperatur zu messen und desto mehr wird diese Temperatur, im zeitlichen Mittel, zur Häufigkeitsverteilung beitragen. Die Ableitung  $\partial t(T) / \partial T$  der Umkehrfunktion  $t(T)$  der Temperaturänderung  $T(t)$  gibt ein direktes Maß für die Zeitdauer der Temperaturänderung von  $T$  auf  $T + dT$  bei

einer gegebenen Temperatur  $T$ . Dieser Wert ist direkt proportional zur Wahrscheinlichkeit die Temperatur  $T$  zu messen und damit proportional zur Häufigkeit  $h(T)$ :

$$h(T) \propto \frac{\partial t(T)}{\partial T} = \left( \frac{\partial T(t)}{\partial t} \right)_{t=t(T)}^{-1}. \quad (8.22)$$

Dabei wurde der allgemeine Zusammenhang zwischen der Ableitung einer Funktion und ihrer Umkehrfunktion verwendet. Mit der Umkehrfunktion der Temperaturkurve (8.21)

$$t(T) = \left( \frac{T - T_b}{\alpha j} \right)^2 \quad (8.23)$$

ergibt sich die Ableitung

$$\left( \frac{\partial T(t)}{\partial t} \right)_{t=t(T)} = \frac{(\alpha j)^2}{2} (T - T_b)^{-1} \quad (8.24)$$

und damit die Häufigkeitsverteilung

$$h(T) \propto \frac{2}{(\alpha j)^2} (T - T_b) = \frac{2a}{(\alpha j)^2} (T - T_b). \quad (8.25)$$

Die Proportionalitätskonstante  $a$  ergibt sich aus der Normierung:

$$\int_{T_b}^{T(\tau)} h(T) dT = 1 \quad \iff \quad a = \tau^{-1}. \quad (8.26)$$

Aus (8.25) und (8.26) erhält man die Temperaturverteilung

$$h(T, \tau) = \frac{2}{\tau (\alpha j)^2} (T - T_b) \quad (8.27)$$

für eine Lebensdauer  $\tau$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten.

Abbildung 8.13 zeigt die Verteilung der Oberflächentemperatur für verschiedene Werte der Lebensdauer  $\tau$ . Das statistische Mittel der tatsächlichen Verteilung setzt sich aus diesen Einzelverteilungen zusammen,

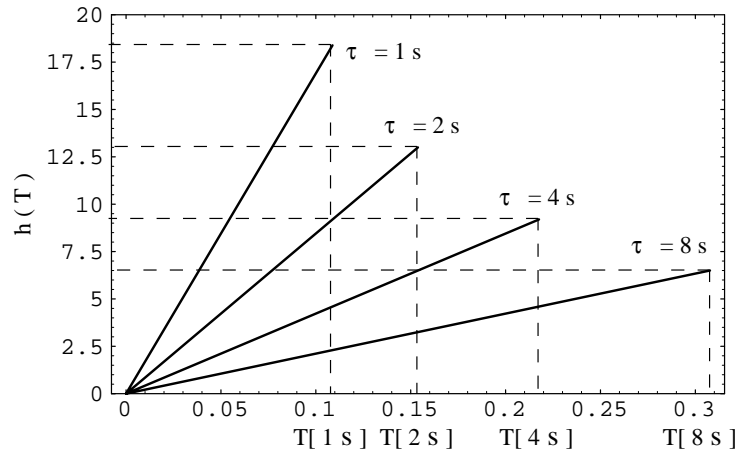


Abbildung 8.13: Verteilungen der Oberflächentemperatur innerhalb einer Periode zwischen zwei aufeinanderfolgenden Erneuerungseffekten für verschiedene Lebensdauern  $\tau$ . Es handelt sich dabei jeweils um Geraden, die bei der maximalen Temperatur  $T(\tau)$  abbrechen. Die Fläche unter den Geraden ist auf eins normiert.

wobei jede Verteilung der Form (8.27) mit der Wahrscheinlichkeit  $p(\tau)$  der Lebensdauer  $\tau$  gewichtet wird.

Dabei muß berücksichtigt werden, daß eine Temperatur  $T$  nur für Werte  $\tau > t(T)$  der Lebensdauer erreicht wird. Die Häufigkeit einer Temperatur  $T$  setzt sich daher aus den Beiträgen aller Verteilungen für  $\tau > t(T)$  zusammen.

Damit ergibt sich die Gesamtverteilung im statistischen Mittel zu:

$$h(T) = \int_{t(T)}^{\infty} h(T, \tau) p(\tau) d\tau = \frac{2}{(\alpha j)^2} (T - T_b) \int_{t(T)}^{\infty} \frac{p(\tau)}{\tau} d\tau, \quad (8.28)$$

mit

$$t(T) = \left( \frac{T - T_b}{\alpha j} \right)^2. \quad (8.29)$$

Für eine rein periodische Erneuerung (8.6) kann die Integration direkt durchgeführt werden und aus (8.28) ergibt sich:

$$h(T) = \frac{2}{t_* (\alpha j)^2} (T - T_b), \quad \text{für } T_b < T < T(t_*). \quad (8.30)$$

Dies stellt eine lineare Temperaturverteilung dar, die bei der maximalen Temperatur  $T(t_*)$  abbricht. Für die beiden anderen Wahrscheinlichkeitsverteilungen (8.3) und (8.4) wurde die Integration (8.28) numerisch durchgeführt. In Abbildung 8.14 sind die resultierenden Temperaturverteilungen  $h(T)$  für alle drei Modelle dargestellt. Die exponentielle Wahrscheinlichkeitsverteilung führt zu einem steilen Anstieg bei Temperatu-

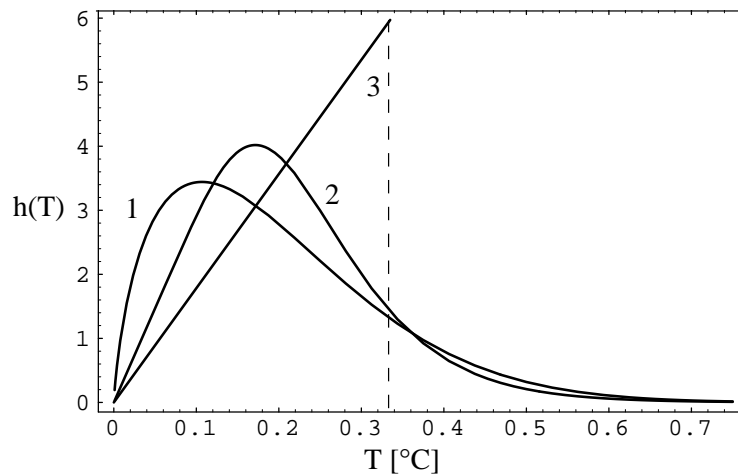


Abbildung 8.14: Vergleich der Temperaturverteilungen für die drei verschiedenen Erneuerungsstatistiken (bei gleicher mittlerer Lebensdauer  $t_* = 10$  s). 1: Exponentielle Verteilung. 2: Logarithmische Normalverteilung. 3: Rein periodische Erneuerung. Für die logarithmische Normalverteilung wurde  $s = 0.9$  gewählt. In den Verteilungen ist die Abweichung gegenüber der Bulktemperatur dargestellt.

ren nahe der Bulktemperatur. Dies liegt daran, daß diese Statistik eine hohe Wahrscheinlichkeit für sehr kurze Lebensdauern vorhersagt, wobei sehr oft Tiefenwasser an die Oberfläche transportiert wird. Bei einer logarithmisch normalverteilten Erneuerungsstatistik wird ein nahezu linearer Anstieg vorhergesagt, der dann in einen gaußförmigen Abfall übergeht. Die rein periodische Erneuerung liefert den linearen Verlauf nach (8.30).

### Vergleich der statistischen Erneuerungsmodelle

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt theoretische Temperaturverteilungen für die drei verschiedenen Erneuerungsstatistiken hergeleitet wurden, können diese mit den Meßdaten verglichen werden. Abbildung

8.15 zeigt eine Zusammenstellung der drei Häufigkeitsverteilungen mit einem Histogramm der Temperaturverteilung auf der Ozeanoberfläche. Das Histogramm wurde aus einer Sequenz von 400 Bildern berechnet. Es fällt auf, daß sowohl die exponentielle Wahrscheinlichkeit, als auch die rein periodische Erneuerung, stark

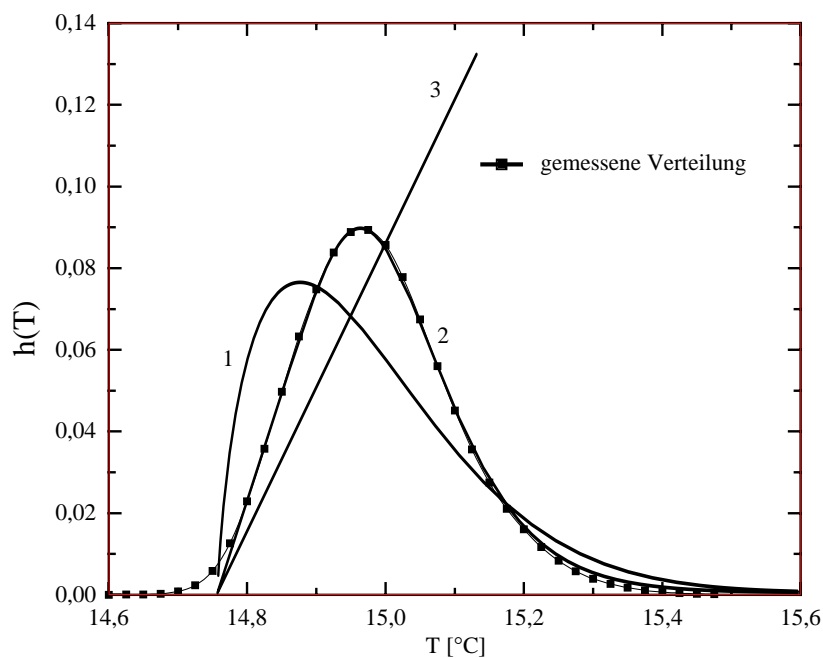


Abbildung 8.15: Vergleich der drei verschiedenen theoretischen Temperaturverteilungen mit einem Histogramm der Ozean-Oberflächentemperatur. Die gemessene Verteilung ist durch gefüllte Quadrate gekennzeichnet. 1: Exponentielle Wahrscheinlichkeit. 2: Logarithmische Normalverteilung ( $s = 0.9$ ). 3: Rein periodische Erneuerung.

von der Form der tatsächlichen Verteilung abweichen. Die logarithmische Normalverteilung paßt sich hervorragend dem Verlauf der Meßwerte an. Der leicht abgerundete Verlauf des Histogrammes bei niedrigen Temperaturen ist auf Rauschen zurückzuführen. Dies führt zu einer Glättung der Temperaturverteilung mit einer Gaußmaske der Breite  $\sigma_n = NE\Delta T$ .



Aus dem Vergleich der Verteilungen lassen sich zwei wichtige Schlußfolgerungen ziehen:

1. Die Form der Temperaturverteilung hängt empfindlich von der zugrunde liegenden Erneuerungsstatistik ab. Es läßt sich aus dem Vergleich der Verteilungen mit den Meßwerten schließen, daß weder die rein periodische Erneuerung, noch die exponentielle Erneuerungswahrscheinlichkeit die natürlichen Temperaturmuster erklären.
2. Die logarithmische Normalverteilung stimmt hervorragend mit den Meßwerten der Temperaturhistogramme überein. Diese Verteilung scheint daher der statistischen Erneuerung von Oberflächenwasser auf dem Ozean zugrunde zu liegen. Da sich die Temperaturverteilung für dieses Modell nahezu exakt an die gemessenen Histogramme anfitzen läßt, können aus der Form der Verteilung direkt die Parameter der Statistik und damit die Lebensdauer abgeschätzt werden. Dies liefert eine neue Möglichkeit, die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Wasser aus den Temperaturmustern zu bestimmen (siehe Abschnitt 8.2.2).

Für die Wahl des Parameters  $s$  der logarithmischen Normalverteilung (8.4) wurde die Häufigkeitsverteilung für mehrere Werte  $s$  zwischen  $s = 0.5$  und  $s = 1.5$  berechnet. Der optimale Wert für  $s$  ergab sich zu  $s = 0.9$ , für Meßserien bei beliebigen Windgeschwindigkeiten. Abbildung 8.16 zeigt die optimierte, logarithmische Normalverteilung mit  $s = 0.9$  für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$ .

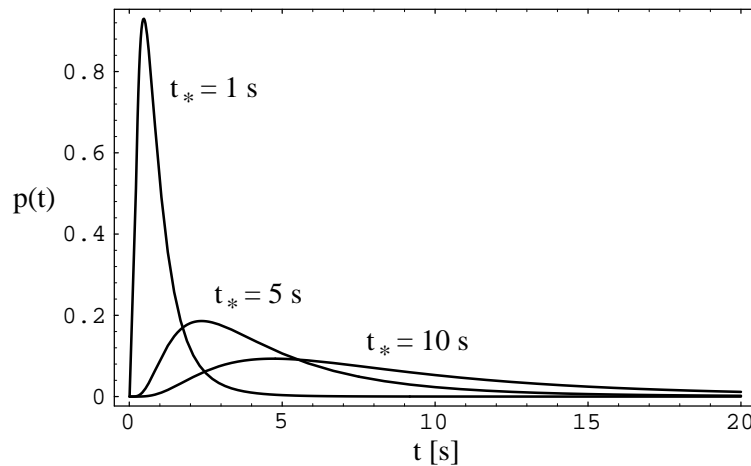


Abbildung 8.16: Logarithmische Normalverteilung ( $s = 0.9$ ) für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$ .

## 8.2.2 Berechnung der Transfargeschwindigkeit

### Abschätzung der Lebensdauer aus der Temperaturverteilung

Die gute Übereinstimmung zwischen der Modellverteilung und den Histogrammen der Temperaturbilder ermöglicht es, aus der Form der Histogramme, direkt die Lebensdauer und damit die Gasaustauschrate abzuschätzen. Dazu muß zunächst die Form der Häufigkeitsverteilung parametrisiert und die Abhängigkeit der Parameter von der Lebensdauer bestimmt werden. Abbildung 8.17 zeigt theoretische Häufigkeitsverteilungen für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$ . Die Breite der Verteilung wächst mit zunehmender Lebensdauer stark an, wobei ihre Form erhalten bleibt. Denselben qualitativen Verlauf zeigen Histogramme der Temperaturverteilung auf der Ozeanoberfläche für verschiedene Windgeschwindigkeiten (Abbildung 8.18).

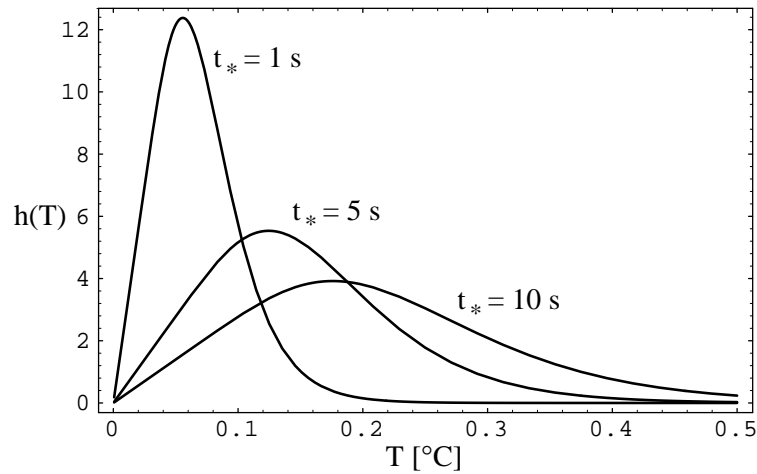


Abbildung 8.17: Theoretische Häufigkeitsverteilungen für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  für Temperaturen relativ zur Bulktemperatur.

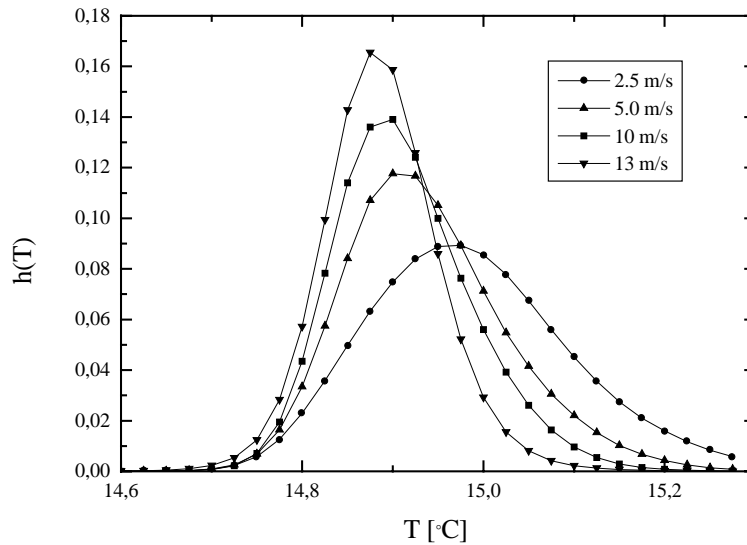


Abbildung 8.18: Histogramme der Temperaturverteilung auf der Ozeanoberfläche für verschiedene Windgeschwindigkeiten.

Da sich (8.28) analytisch nicht lösen läßt, wurde versucht die Form der Verteilung durch eine einfache, analytische Funktion zu approximieren, welche an die Meßwerte angefitet werden kann. Dabei hat sich die Funktion

$$h(T, \sigma) = a \sqrt{b(T - T_1)} \exp - \frac{(T - T_2)^2}{2\sigma^2} \quad (8.31)$$

als geeignet erwiesen. Es handelt sich um eine Gaußkurve mit Schwerpunkt bei der Temperatur  $T_2$ , die zur Temperatur  $T_1 < T_2$  hin nahezu linear abfällt. Diese Funktion wurde an verschiedene theoretische Temperaturverteilungen angefitet. Abbildung 8.19 zeigt einen Fit der Funktion (8.31) durch eine theoretische Häufigkeitsverteilung für  $t_* = 5$  s.

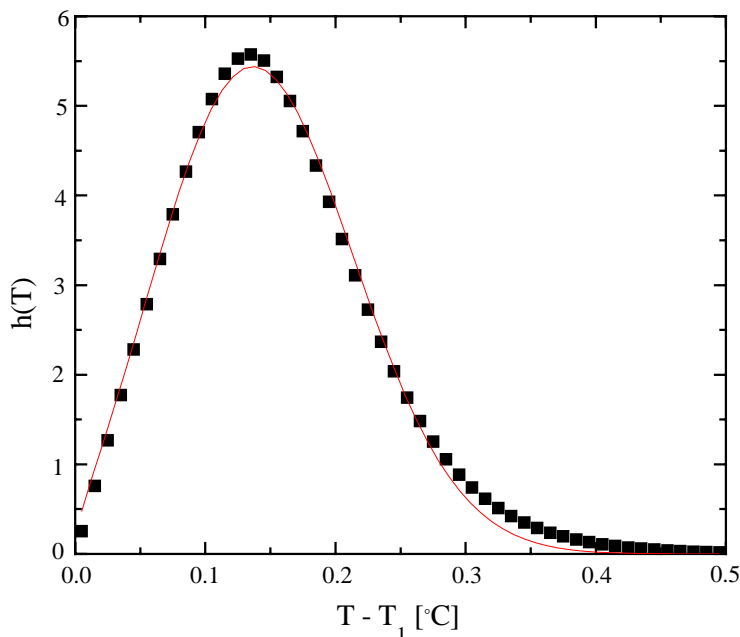


Abbildung 8.19: Fit durch die theoretische Häufigkeitsverteilung für eine Lebensdauer  $t_* = 5$  s.

Es zeigt sich dabei, daß zwischen der Breite  $\sigma$  der Fitkurve und der Lebensdauer  $t_*$  der einfache Zusammenhang

$$t_* = 1.643 \cdot 10^7 j^{-2} \sigma^2 \quad (8.32)$$

besteht (Abbildung 8.20). Damit kann, bei Kenntnis des Wärmeflusses  $j$ , die Lebensdauer  $t_*$  aus der Breite  $\sigma$  der gefitteten Verteilung berechnet werden. Über den Zusammenhang (4.69)

$$k_h = \sqrt{\frac{D}{t_*}} \quad (8.33)$$

ergibt sich daraus direkt die Transfargeschwindigkeit für Wärme im Wasser. Diese kann nach (4.70)

$$k_g = \left( \frac{Sc_h}{Sc_g} \right)^n k_h \quad (8.34)$$

in Transfargeschwindigkeiten beliebiger Gase mit bekannten Schmidtzahlen  $Sc$  umgerechnet werden.

### Abschätzung der Temperaturdifferenz aus der Standardabweichung

Eine zweite Möglichkeit, die Transfargeschwindigkeit aus den natürlichen Temperaturmustern zu bestimmen, ergibt sich aus dem Zusammenhang zwischen der mittleren Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  und der Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$  der Temperaturmuster.

Berechnet man die mittlere Varianz  $\langle \sigma_T^2 \rangle$  der Temperaturverteilung, so ergibt sich die Temperaturdifferenz zwischen der Wasseroberfläche und dem Bulk zu  $\langle \Delta T \rangle = 2.022 \langle \sigma_T \rangle$  für die logarithmische Normalverteilung als Erneuerungsstatistik (Abschnitt 8.2.1), wobei  $\langle \sigma_T \rangle$  die Quadratwurzel aus der mittleren Varianz  $\langle \sigma_T^2 \rangle$  bezeichnet:

$$\langle \sigma_T \rangle = \sqrt{\langle \sigma_T^2 \rangle}. \quad (8.35)$$

Daraus läßt sich nach (8.20) die Transfargeschwindigkeit  $k_h$  berechnen.

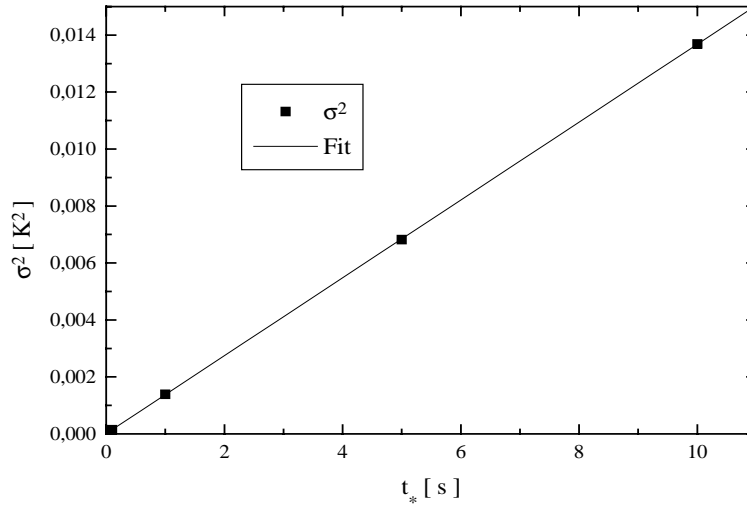


Abbildung 8.20: Zusammenhang zwischen Breite  $\sigma$  der Fitfunktion (8.31) und der Lebensdauer  $t_*$ , die der Berechnung der theoretischen Häufigkeitsverteilung  $h(T)$  zugrunde liegt. Der gefittete Verlauf (8.32) ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

### Vergleich der beiden Methoden

Die direkte Berechnung der Standardabweichung aus den Bilddaten ist ungenauer als die Berechnung der Breite des Temperaturhistogrammes, da bei der direkten Berechnung der Standardabweichung keine Aussage über die Art der Muster möglich ist. Dies trifft insbesondere für Reflexe der inhomogenen Himmelstemperatur zu. Anhand der Form des Histogrammes läßt sich erkennen, ob die Verteilung der Oberflächentemperatur durch zusätzliche Effekte verfälscht ist. Diese zeichnen sich durch ‘Beulen’ und Deformationen der Häufigkeitsverteilung gegenüber den theoretischen Verteilungen aus. Solche Histogramme können verworfen werden, oder nur Teile daraus zum Fitten der Verteilung (8.31) verwendet werden.

Beide Methoden sind jedoch nur bei ausreichend großen natürlichen Flüssen anwendbar. Bei zu kleinen Flüssen liegt der Temperaturunterschied zwischen Wasseroberfläche und Bulk im Bereich des Temperaturauflösungsvermögens der Kamera. Es kann daher nicht vollständig auf eine Wärmequelle, wie z. B. einen CO<sub>2</sub>-Laser, verzichtet werden, um bei allen meteorologischen Bedingungen messen zu können.

# Kapitel 9

## Zusammenfassung der Ergebnisse

Nachdem die Auswertung der verschiedenen Messungen in Kapitel 8 beschrieben wurde, sollen hier nun abschließend die Ergebnisse zusammengefaßt werden.

### 9.1 Numerische Simulation

Ein wichtiges Resultat der numerischen Simulation war die genaue Form der Fitfunktion, mit der sich das zeitliche Abklingverhalten der vom Laser erhitzten Wasserbereiche beschreiben läßt. Durch einen Fit der Abklingkurven mit der analytischen Lösung der eindimensionalen Transportgleichung für das *klassische Oberflächenerneuerungsmodell* ([Reinelt, 94])

$$T(z = 0, t) = T_0 \frac{h}{\sqrt{h^2 + 4D(t - t_0)}} \exp\left[-\frac{(t - t_0)}{t_*}\right], \quad \text{für } t > t_0, \quad (9.1)$$

ergibt sich die *mittlere Lebensdauer*  $t_*$  eines Wasserelementes. Dies gilt sowohl für die Labormessungen im Windkanal der Delft Hydraulics, als auch für die Ozeanmessungen. Die ursprüngliche Annahme, daß die Abklingkurven der Ozeanmessungen einen anderen analytischen Verlauf aufweisen, konnte durch die Simulation nicht bestätigt werden.

Ein weiteres Ergebnis der Simulation war die Tatsache, daß zu kurze Abklingkurven schnell zu einem Divergieren der Fits führen. Als minimale Zeitdauer  $t_{min}$ , die zur Verfolgung der Flecke notwendig ist, konnte der Wert  $t_{min} > t_*$  gefunden werden. Für kürzere Zeiten unterscheiden sich Abklingkurven unterschiedlicher Lebensdauer nur unwesentlich von der Abklingkurve reiner Diffusion ohne Erneuerungseffekte. Beim Auftreten zusätzlicher Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche, wie Verdunstung, Transport sensibler Wärme und Emission langwelliger Strahlung, wird dieser Effekt verstärkt. Da sich die Wasseroberfläche im Laufe der Zeit abkühlt, wird die Gleichgewichtstemperatur erst zu einem späteren Zeitpunkt erreicht. Es zeigte sich, daß bei den Ozeanmessungen diese Bedingung nur in seltenen Fällen eingehalten werden konnte, da infolge der Eigengeschwindigkeit des Schiffes und der großen Orbitalbewegungen der Wellen, die Flecke den Bildausschnitt in weniger als einer Sekunde verlassen. Im Windkanal der Delft Hydraulics konnten die Laser-Flecke ausreichend lange verfolgt werden.

### 9.2 Laser-Abklingkurven

Die Ergebnisse der Simulation wurden dazu verwendet, die mittlere Lebensdauer  $t_*$  eines Wasseroberflächenelementes aus den Abklingkurven der Temperaturerhöhung durch den Laser zu berechnen. Sie ergibt sich

Delft			
Wind [m/s]	$t_*$ [s]		
2.5	1.27	±	0.008
5.1	0.99	±	0.01
6.9	0.61	±	0.015
9.1	0.45	±	0.02
11.0	0.21	±	0.005

Ozean			
Wind [m/s]	$t_*$ [s]		
3.5	0.98	±	0.6
6.0	0.55	±	0.3

Tabelle 9.1: Lebensdauer  $t_*$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten (berechnet aus Laser Abklingkurven).

direkt aus der gefitteten Lösung der Form (9.1). Die gemessenen Werte für verschiedene Windgeschwindigkeiten sind in Tabelle 9.1 zusammengestellt.

Bevor die Ergebnisse der Simulation vorlagen, konnte die Form der Abklingkurven der Ozeanmessungen nicht zufriedenstellend interpretiert werden. Daher wurden zunächst nur zwei verschiedene Windgeschwindigkeiten ausgewertet. Es zeigte sich, daß diese Kurven das Stabilitätskriterium für die Fitfunktion bereits nicht mehr erfüllten, da die Zeitdauer der Verfolgung nicht ausreichend war. Dies erklärt die anfänglichen Schwierigkeiten beim Versuch eine passende Abklingkurve zu fitten. Bei genauer Kenntnis der zu erwartenden Lebensdauer ließen sich die Kurven dennoch fitten, wobei sich deutlich größere Fehler bei der Bestimmung der Lebensdauer ergaben als bei den Windkanalmessungen. Bei zukünftigen Messungen muß daher sichergestellt werden, daß die Abklingvorgänge über einen ausreichend langen Zeitraum verfolgt werden können.

Dazu ist vorgesehen, den instrumentellen Aufbau der *Controlled Flux Technique* (CFT), in modifizierter Form, auf einer freischwimmenden Boje zu integrieren. Eine solche Boje wurde bereits von [Klinke, 96] zur Messung der zweidimensionalen Neigungsverteilung der Wasseroberfläche entwickelt und während der MBL/CoOP cruise eingesetzt. Dabei hat sich gezeigt, daß die Boje den Orbitalbewegungen der Schwellen folgen kann und sich mit der mittleren Driftgeschwindigkeit der Oberflächenströmung fortbewegt. Ein Einsatz der Infrarottechnik auf einer solchen Instrumentenplattform verhindert, daß sich die Wasseroberfläche unter der Infrarotkamera wegbewegt und ermöglicht es, das Abklingen der Laserflecke über einen langen Zeitraum zu verfolgen. Zusätzlich wird, aufgrund des geringen Abstandes der Kamera von der Wasseroberfläche, die Ortsauflösung der Abbildung verbessert.

Aus den gemessenen Werten der Lebensdauer läßt sich über den Zusammenhang (4.69) die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Wasser berechnen. Mit Gleichung (4.70) läßt sich diese in Transfargeschwindigkeiten beliebiger Gase bekannter Schmidtzahl umrechnen. Für Wärme in Wasser ergibt sich als Schmidtzahl der Wert  $Sc = 8.25$  bei einer Wassertemperatur von  $T = 15^\circ\text{C}$ . Zum Vergleich mit Messungen anderer Autoren wurde als Referenzwert die Transfargeschwindigkeit eines Gases der Schmidtzahl  $Sc = 600$  verwendet ( $k_{600}$ ). Dies entspricht Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) bei einer Wassertemperatur von  $20^\circ\text{C}$ . Für den Schmidtzahlexponenten  $n$  wurden die Ergebnisse der Messungen von [Jähne, 80] verwendet. Danach findet bei Schubspannungsgeschwindigkeiten von ca.  $1.5\text{ cm/s}$  ein Übergang von  $n = 2/3$  auf  $n = 1/2$  statt. Für Windgeschwindigkeiten unter  $9\text{ m/s}$  wurde daher ein Schmidtzahlexponent von  $n = 2/3$  für die Umrechnung von  $k_h$  auf  $k_{600}$  verwendet. Für höhere Windgeschwindigkeiten wurde  $n = 1/2$  verwendet. In Tabelle 9.2 sind die berechneten Transfargeschwindigkeiten aufgelistet.

Abbildung 9.1 zeigt die gemessenen Transfargeschwindigkeiten für die Messungen im Windkanal und auf dem Ozean. Da die Windgeschwindigkeiten in verschiedenen Höhen über der Wasseroberfläche gemessen wurden, lassen sich die Meßwerte nicht direkt vergleichen. Dazu ist es nötig, die Windgeschwindigkeiten in Schubspannungsgeschwindigkeiten umzurechnen, da diese Größe ein Maß für den Impulseintrag des Windes darstellt und somit die effektiv antreibende Kraft des konvektiven Transportes parametrisiert. Eine solche Darstellung findet sich in Abbildung 9.5, zusammen mit den Ergebnissen der statistischen Auswertung.

Delft		
Wind [m/s]	$k_{600}$ [cm/h]	
2.5	6.68	± 0.2
5.1	7.75	± 0.35
6.9	9.90	± 0.12
9.1	23.55	± 0.51
11.0	34.50	± 0.44

Ozean		
Wind [m/s]	$k_{600}$ [cm/h]	
3.5	7.97	± 3
6.0	10.42	± 3.5

Tabelle 9.2: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten (berechnet aus Laser Abklingkurven).

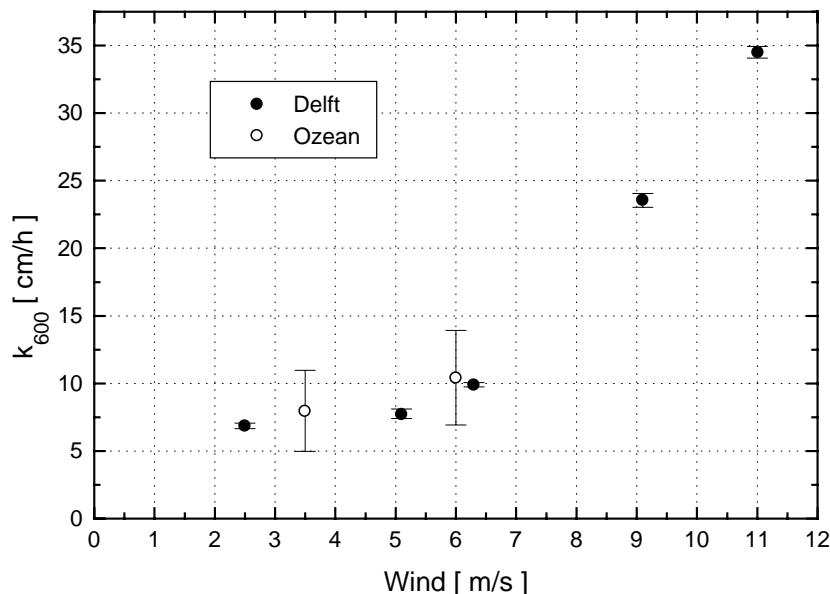


Abbildung 9.1: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten (berechnet aus Laser Abklingkurven).

### 9.3 Statistische Analyse der Thermographiebilder

In Abschnitt 8.2 wurden zwei unabhängige Verfahren entwickelt, um die Transfargeschwindigkeit von Wärme in Wasser direkt aus den Temperaturmustern auf der Wasseroberfläche zu bestimmen. Dabei wurde die Gültigkeit des klassischen Surface Renewal Modelles vorausgesetzt und die theoretische, statistische Verteilung der Oberflächentemperaturen unter dieser Annahme berechnet. Es zeigte sich, daß die gemessenen Histogramme der Wassertemperaturverteilung nahezu exakt mit der theoretischen Verteilung übereinstimmen. Da die Form der Verteilung empfindlich auf die zugrunde liegende Statistik der Erneuerungseffekte reagiert, konnte eine Wahrscheinlichkeitsverteilung gefunden werden, welche die gemessene Temperaturverteilung optimal vorhersagt. Es zeigte sich, daß eine logarithmische Normalverteilung der Form

$$p(t) = \pi^{-1/2} (st)^{-1} \exp\left(-\frac{(\ln t - m)^2}{s^2}\right), \quad t > 0 \tag{9.2}$$

die besten Ergebnisse liefert. Der Erwartungswert  $t_*$  der mittleren Lebensdauer ergibt sich bei dieser Verteilung zu:

$$t_* = \exp\left(m + \frac{s^2}{4}\right), \tag{9.3}$$

mit den beiden Parametern  $m$  und  $s$ . Ein Vergleich der theoretischen Histogramme verschiedener Kombinationen von  $m$  und  $s$  mit den gemessenen Histogrammen zeigte, daß die Lösungen für  $s = 0.9$  die gemessenen Verteilungen am besten approximierten.

Ausgehend von der zugrunde liegenden Erneuerungsstatistik konnte die Transfersgeschwindigkeit für Wärme in Wasser aus den Temperaturbildern abgeschätzt werden. Dazu wurde der Zusammenhang zwischen mittlerer Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  über die thermische Grenzschicht und Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$  der Temperaturverteilung berechnet. Es zeigte sich, daß die beiden Größen direkt proportional zueinander sind, unabhängig von der Lebensdauer  $t_*$ . Für das Surface Renewal Modell und die statistische Erneuerungsrate der Form (9.2) ergab sich mit  $s = 0.9$ :

$$\langle \Delta T \rangle = 2.022 \langle \sigma_T \rangle. \quad (9.4)$$

Mit diesem Ergebnis kann die Temperaturdifferenz zwischen Wasseroberfläche und Bulk direkt aus der Standardabweichung der Temperaturverteilung abgeschätzt werden. Über den Zusammenhang (4.63) läßt sich daraus die Transfersgeschwindigkeit für Wärme in Wasser berechnen. Dazu muß der Wärmefluß  $j$  über die Wasseroberfläche bekannt sein. Er setzt sich aus den Anteilen des sensiblen ( $j_s$ ), des latenten ( $j_l$ ) und des Strahlungsflusses ( $j_r$ ) zusammen. Die Beiträge  $j_l$  und  $j_s$  wurden während der MBL/CoOP Forschungsfahrt am Bug des Schiffes kontinuierlich aufgezeichnet [Edson, Bock, McGillis, 96]. Der Strahlungsfluß  $j_r$  durch Emission langwelliger Strahlung wurde nicht explizit gemessen. Er muß durch Beobachtungen der Wolkenbedeckung abgeschätzt werden (Abschnitt 2.6.2). Aus den Unsicherheiten der Abschätzung ergeben sich die Fehler in  $k_h$ . Über den Zusammenhang (4.70) läßt sich  $k_h$  in die Transfersgeschwindigkeit  $k_{600}$  eines Gases mit Schmidtzahl  $Sc = 600$  umrechnen.

Eine Analyse der Temperaturhistogramme lieferte eine zweite Möglichkeit, die Gasaustauschrate aus der Temperaturverteilung zu bestimmen, wobei die mittlere Lebensdauer aus der Form der Verteilung abgeschätzt werden kann. Dazu wurden, für eine Reihe von Lebensdauern  $t_*$ , theoretische Histogramme berechnet. Es zeigte sich, daß alle Histogramme durch eine Funktion der Form

$$h(T, \sigma) = a \sqrt{b(T - T_1)} \exp - \frac{(T - T_2)^2}{2\sigma^2} \quad (9.5)$$

angefittet werden können. Die Breite  $\sigma$  der Fitfunktion ist über den Zusammenhang

$$t_* = 1.643 \cdot 10^7 j^{-2} \sigma^2 \quad (9.6)$$

mit der gesuchten, mittleren Lebensdauer  $t_*$  verknüpft. Dabei muß wiederum der Wärmefluß  $j$  bekannt sein, um  $t_*$  aus  $\sigma$  berechnen zu können. Aus der Lebensdauer läßt sich, über den Zusammenhang (4.69), die Transfersgeschwindigkeit für Wärme in Wasser berechnen und diese mit Gleichung (4.70) in die Transfersgeschwindigkeit  $k_{600}$  eines Gases mit Schmidtzahl  $Sc = 600$  umrechnen.

Diese beiden statistischen Methoden wurden dazu verwendet, die Transfersgeschwindigkeiten aus den Ozeanmessungen zu berechnen. Da für beide Verfahren eine genaue Kenntnis der Oberflächenflüsse notwendig ist, konnte die genaue Datenanalyse nur für Meßserien durchgeführt werden, für die bereits ausgewertete Daten der exakten Windgeschwindigkeiten und Wärmeflußraten vorlagen. Diese wurden von Dr. Jim Edson, Dr. Wade McGillis und Dr. Erik Bock vom Woods Hole Oceanographic Institution zur Verfügung gestellt. Im folgenden sollen, anhand einer besonders interessanten Meßserie, die Ergebnisse der Datenanalyse exemplarisch vorgestellt werden.

Abbildung 9.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Windgeschwindigkeit während einer Meßserie am 12.05.95 über einen Zeitraum von 90 Minuten. Die Meßwerte wurden von einem Anemometer in 10 m Höhe am Bug des Schiffes mit einer Abtastrate von 20 Hz aufgenommen. Die durchgezogene Linie zeigt einen gleitenden Mittelwert über 60 s. Es ist zu erkennen, daß die mittlere Windgeschwindigkeit innerhalb von 45 Minuten von anfänglich 10 m/s auf ca. 3 m/s abnahm. Teilweise wurden Windgeschwindigkeiten von weniger als 2 m/s gemessen. Danach frischte der Wind wieder auf, wurde stark böig und stieg innerhalb weiterer 45 Minuten



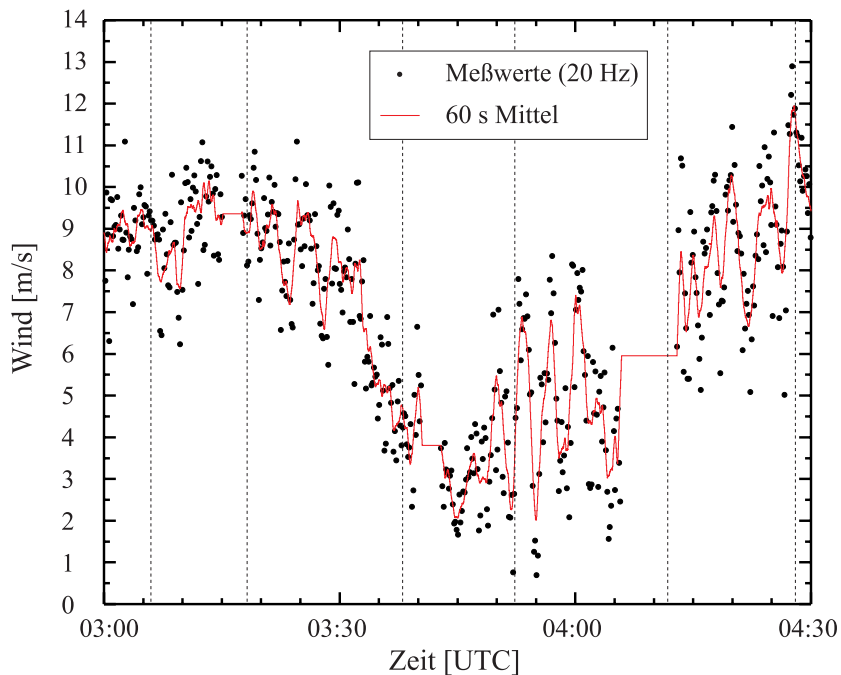


Abbildung 9.2: Windgeschwindigkeiten während der Nachtmessung am 12.05.95 über einen Zeitraum von 90 Minuten. Die durchgezogene Linie zeigt einen gleitenden Mittelwert über 60 s ([Edson, Bock, McGillis, 96]).

auf über 10 m/s an. Die Position des Schiffes während dieser Messung war östlich der Stadt Avalon, vor der Insel Santa Catalina (siehe Karte, Farbtafel 11.5).

Die Meßwerte des sensiblen und latenten Oberflächenflusses sind in Abbildung 9.3 dargestellt. Während

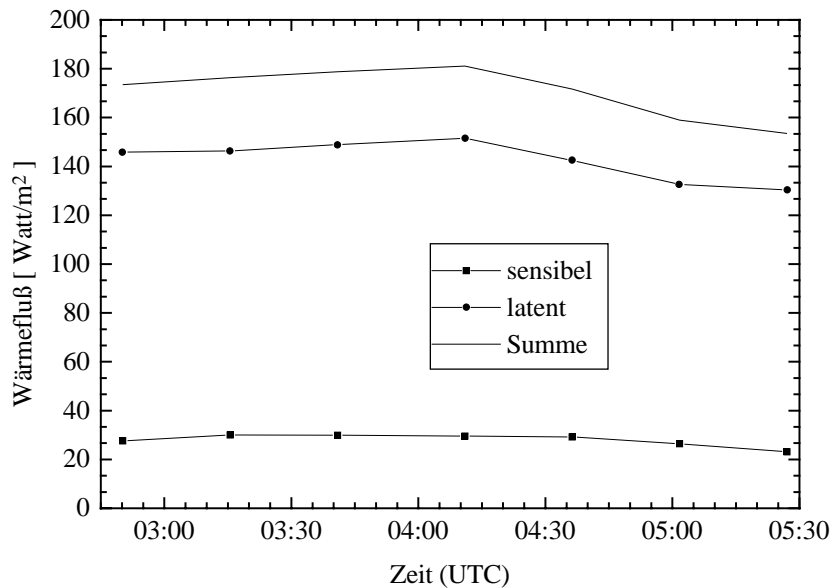


Abbildung 9.3: Wärmefußraten während der Nachtmessung am 12.05.95 über einen Zeitraum von 160 Minuten ([Edson, Bock, McGillis, 96]).

des Zeitraumes der Messung von 03:00 bis 04:30 sind beide Flußraten nahezu konstant. Die Summe liegt bei einem Wert von ca. 180 Watt/m<sup>2</sup>. Der Beitrag des Strahlungsflusses  $j_r$  durch Emission langwelliger Strahlung muß aus den Wetterbedingungen abgeschätzt werden. Nach [Saunders, 70] liegt dieser Wert

zwischen  $50 \text{ Watt/m}^2$  und  $250 \text{ Watt/m}^2$ , in Abhängigkeit von der Wolkenbedeckung. Zur Auswertung der Transfargeschwindigkeiten wurde daher ein Mittelwert von  $j_r = 150 \text{ Watt/m}^2$  angenommen und die beiden Extremwerte der Flußraten von  $50$  und  $250 \text{ Watt/m}^2$  zur Abschätzung der Unsicherheit der Messung benutzt.

In Abbildung 11.6 (Farbtafel auf Seite 180) ist eine Auswahl von Infrarotaufnahmen der Wasseroberfläche während dieser Meßserie dargestellt, die zur Auswertung der Transfargeschwindigkeit verwendet wurden. Abbildung 9.4 zeigt die Ergebnisse der beiden statistischen Auswertemethoden für die beschriebene Meßserie. Transfargeschwindigkeiten, die aus der Abschätzung der Lebensdauer  $t_*$  über einen Fit der Histogramme ermittelt wurden, sind als gefüllte Kreise dargestellt. Die offenen Kreise zeigen die Transfargeschwindigkeiten aus der Abschätzung der mittleren Temperaturdifferenz über die Standardabweichung der Temperaturverteilung. Ein einzelner Punkt des Plots stellt den Mittelwert über einen Zeitraum von vier Minuten dar.

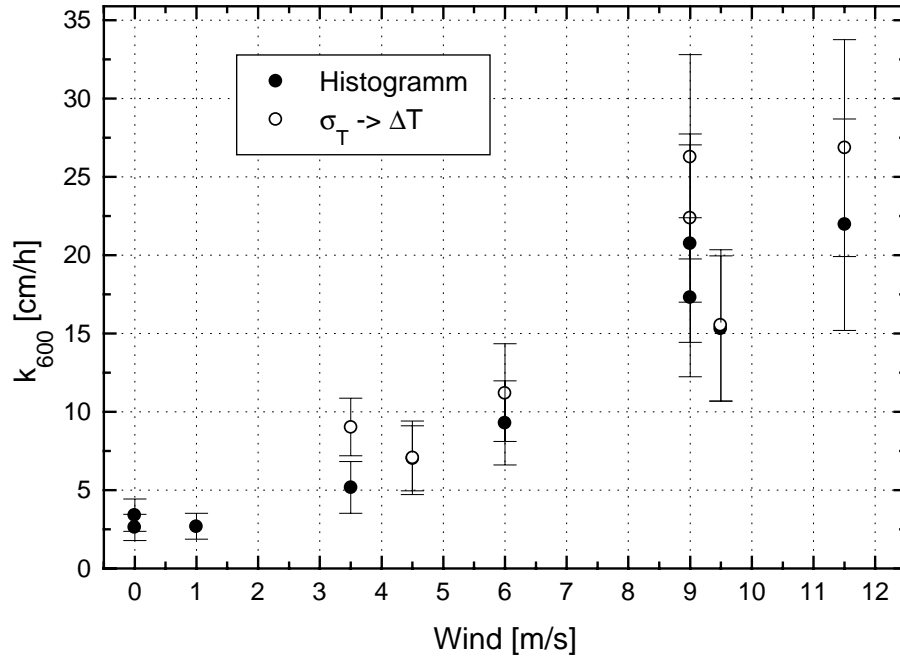


Abbildung 9.4: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten während der Meßserie am 12.05.95. Gefüllte Kreise: Ergebnisse der Abschätzung der Lebensdauer durch einen Fit der Histogramme. Offene Kreise: Ergebnisse der Abschätzung der Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  aus der Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$  der Temperaturverteilung.

Alle Messungen wurden innerhalb von 90 Minuten durchgeführt. Da sich das Schiff dabei nur ca. 2.5 km bewegt hat, kann davon ausgegangen werden, daß die gemessenen Variationen auf die Änderung der Windgeschwindigkeit zurückzuführen sind, da die restlichen meteorologischen Bedingungen innerhalb dieser Zeit und Entfernung als konstant angenommen werden können. Nicht berücksichtigt wurde dabei eine mögliche Änderung der Oberflächenbeschaffenheit durch oberflächenaktive Substanzen. Diese kann zu Variationen der Transfargeschwindigkeit bei gleicher Windgeschwindigkeit führen. Während der MBL/CoOP cruise an Bord der New Horizon wurden von Dr. Nelson Frew vom Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI) umfangreiche Messungen der Oberflächenbeschaffenheit der Ozeanoberfläche durchgeführt ([Bock et al., 95]). Die Ergebnisse dieser Messungen müssen zu einer weiteren Interpretation der gemessenen Transfargeschwindigkeiten berücksichtigt werden. Ein systematischer Vergleich liegt zur Zeit jedoch noch nicht vor.

Beide Arten der statistischen Auswertung der Temperaturmuster liefern vergleichbare Ergebnisse der Transfargeschwindigkeit (siehe Abbildung 9.4). Die Abschätzung der Temperaturdifferenz liefert insgesamt etwas höhere Werte für die Transfargeschwindigkeit als die Abschätzung der Lebensdauer. Welches der beiden Ergebnisse die tatsächlichen Gasaustauschraten am genauesten beschreibt, läßt sich nicht ohne Vergleich mit anderen Methoden beantworten. Für zukünftige Messungen ist vorgesehen, die im Rahmen dieser

Arbeit entwickelten Techniken am geplanten, großen Windkanal im neuen Gebäude des Instituts für Umweltphysik der Universität Heidelberg einzusetzen. Die dazu notwendigen Modifikationen des Kanals sind bereits in Planung. Da es sich bei diesem Kanal um ein geschlossenes, gasdichtes System handelt, können Massenbilanzmethoden zur Bestimmung der Gasaustauschraten mit hoher Genauigkeit eingesetzt werden [Kandlbinder, 94]. Ein gleichzeitiger Einsatz dieser Meßmethode und der Infrarottechnik ermöglicht einen genauen Vergleich der einzelnen Methoden der *Controlled Flux Technique* (CFT) untereinander und der klassischen Massenbilanzmethode.

Ohne den genauen Vergleich mit anderen Meßmethoden zu haben, läßt sich jedoch sagen, daß die Abschätzung der Lebensdauer aus einem Fit der Histogramme zuverlässigere Werte liefern sollte, als die Abschätzung der Temperaturdifferenz aus einer direkten Berechnung der Standardabweichung der Temperaturwerte. Dies ist deshalb der Fall, weil sich anhand der Form der Histogramme direkt ablesen läßt, ob Verfälschungen der Oberflächentemperatur durch inhomogene Bewölkung und Reflexionen anderer Quellen im Bild vorhanden sind. Diese Störungen führen zu einer Deformation der Temperaturverteilung, was sich in den Histogrammen direkt erkennen läßt. Für Reflexionen warmer oder sehr kalter Strahlungsquellen liegen die verfälschten Temperaturwerte oberhalb der Bulktemperatur oder bei sehr tiefen Temperaturen. In diesem Fall kann der unverfälschte Ausschnitt des Histogrammes zum Fitten verwendet werden. Bei Verfälschungen, die sich über den gesamten Temperaturbereich erstrecken, muß die Messung verworfen werden. Bei einer direkten Berechnung der Standardabweichung der Temperaturverteilung kann keine Aussage über mögliche Verfälschungen getroffen werden.

## 9.4 Zusammenstellung der Meßdaten

Zum Vergleich aller gemessenen Transfargeschwindigkeiten untereinander wurde die Windgeschwindigkeit in die wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  umgerechnet. Dazu wurden die Beziehungen (4.16) und (4.20) für den Delfter Windkanal und den Ozean verwendet. Diese Größe stellt ein Maß für den Impulseintrag des Windes dar. Abbildung 9.5 zeigt eine Zusammenstellung aller ausgewerteten Transfargeschwindigkeiten.

In dieser Darstellung sollte sich der von [Jähne, 80] experimentell ermittelte, lineare Zusammenhang (4.67)

$$k = \beta^{-1} u_* Sc^{-n} \quad (9.7)$$

zwischen Schubspannungsgeschwindigkeit und Transfargeschwindigkeit ergeben. Bei Schubspannungsgeschwindigkeiten über ca. 1.5 cm/s ändert sich der Schmidtzahl exponent von  $n = 2/3$  auf  $n = 1/2$ . Dies führt zu einem steileren Anstieg der Transfargeschwindigkeit oberhalb dieses Wertes. Der lineare Zusammenhang ist in Abbildung 9.5 in guter Näherung erfüllt. Trotz geringer Statistik bei hohen Schubspannungsgeschwindigkeiten läßt sich die Änderung der Steigung erahnen. Dies muß zwangsläufig auftreten, da die Änderung des Schmidtzahl exponenten  $n$  in der Berechnung der Transfargeschwindigkeiten berücksichtigt wurde.

Die Transfargeschwindigkeiten, die für niedrige Windgeschwindigkeiten aus den Laser-Abklingkurven ermittelt wurden, scheinen gegenüber den anderen Werten leicht erhöht zu sein. Dies ist auf die Ungenauigkeit des Fits der Abklingkurven für lange Lebensdauern zurückzuführen. In zukünftigen Messungen muß dieses Problem vermieden werden.

Für Schubspannungsgeschwindigkeiten um Null liegen die Transfargeschwindigkeiten deutlich höher als erwartet. Dies kann zwei verschiedene Ursachen haben. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist die Anwesenheit von Wellen auf der Ozeanoberfläche auch bei völliger Windstille. Im Gegensatz zum Windkanal läßt sich dort keine völlig ruhige Wasseroberfläche erzeugen. Eine zweite mögliche Erklärung ergibt sich aus der Unsicherheit der Windmessung. Für die Messungen der drei Datenpunkte bei 0 und 1 m/s liegen keine genauen Meßdaten der Windgeschwindigkeit vor. Es wurde daher der relativ ungenaue Wert des Schiffs-Anemometers verwendet. Speziell bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten besteht die Gefahr, daß

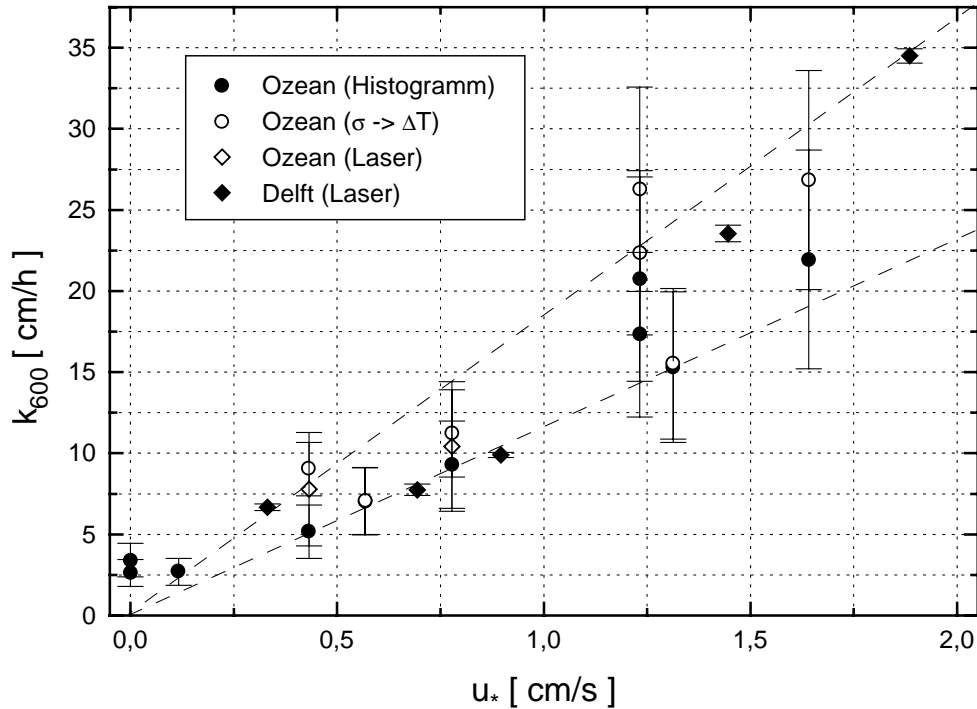


Abbildung 9.5: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$  aufgetragen über der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Gefüllte Kreise: Ozeanmessung, berechnet über eine Abschätzung der Lebensdauer  $t_*$  durch einen Fit der Histogramme. Offene Kreise: Ozeanmessung, berechnet über eine Abschätzung der Temperaturdifferenz  $\langle \Delta T \rangle$  aus der Standardabweichung  $\langle \sigma_T \rangle$  der Temperaturverteilung. Offene Rauten: Ozeanmessung, berechnet über die Lebensdauer  $t_*$  aus den Laser-Abklingkurven. Gefüllte Rauten: Windkanal Delft Hydraulics, berechnet über die Lebensdauer  $t_*$  aus den Laser-Abklingkurven.

die Meßgenauigkeit dieses Gerätes nicht ausreicht und zu kleine Windgeschwindigkeiten vortäuscht. Eine genaue Analyse der Windgeschwindigkeit und zukünftige Ozeanmessungen bei kleinen Windgeschwindigkeiten sollte Aufschluß über dieses Phänomen geben.

Ein wichtiges Ergebnis dieser zusammenfassenden Darstellung ist die Tatsache, daß alle Meßwerte der Gasaustauschrate ein in sich konsistentes Ergebnis liefern. Trotz der sehr unterschiedlichen Methoden, die Transfargeschwindigkeit aus den Thermographiebildern zu ermitteln, ergibt sich der theoretisch vorhergesagte Zusammenhang zwischen Schubspannungsgeschwindigkeit und Transfargeschwindigkeit. Da es sich dabei sowohl um Windkanalmessungen als auch um Ozeanmessungen handelt, konnte gezeigt werden, daß die *Controlled Flux Technique* (CFT) in der Lage ist, die Gasaustauschrate auf der freien Ozeanoberfläche zu messen. Dies war das Ziel der Entwicklung des Ozeaninstrumentes im Rahmen der vorliegenden Arbeit.

Trotz der sehr guten Übereinstimmung der Meßwerte in Abbildung 9.5 muß berücksichtigt werden, daß es sich dabei um sehr unterschiedliche Meßbedingungen handelt. Die Oberflächenbeschaffenheiten im Windkanal und auf dem Ozean können selbst bei anscheinend sauberer Wasseroberfläche stark variieren. Die genaue Abhängigkeit der Transfargeschwindigkeit von diesem Faktor und die allgemeine Übereinstimmung von Ozean- und Windkanaldaten muß in weiteren, detaillierten Messungen untersucht werden.

Abschließend können die gemessenen Transfargeschwindigkeiten auf dem Ozean mit Messungen anderer Autoren verglichen werden. Abbildung 9.6 zeigt eine Zusammenstellung aller Transfargeschwindigkeiten, die bisher mit unterschiedlichen Meßmethoden auf dem Ozean gemessen wurden. Die Daten entstammen [Broecker et al., 85], [Broecker et al., 86], [Cember, 89], [Emerson et al., 91], [Glover, Reeburgh, 87], [Kromer, Roether, 83], [Liss, Merlivat, 86], [Peng et al., 74], [Peng et al., 79], [Smethie et al., 85], [Wanninkhof et al., 93], [Wanninkhof, 92] und [Watson et al., 91]. Die Zusammenstel-

lung aller Daten – außer den CFT-Daten – wurde von Dr. Rick Wanninkhof<sup>1</sup> durchgeführt. Für die CFT-

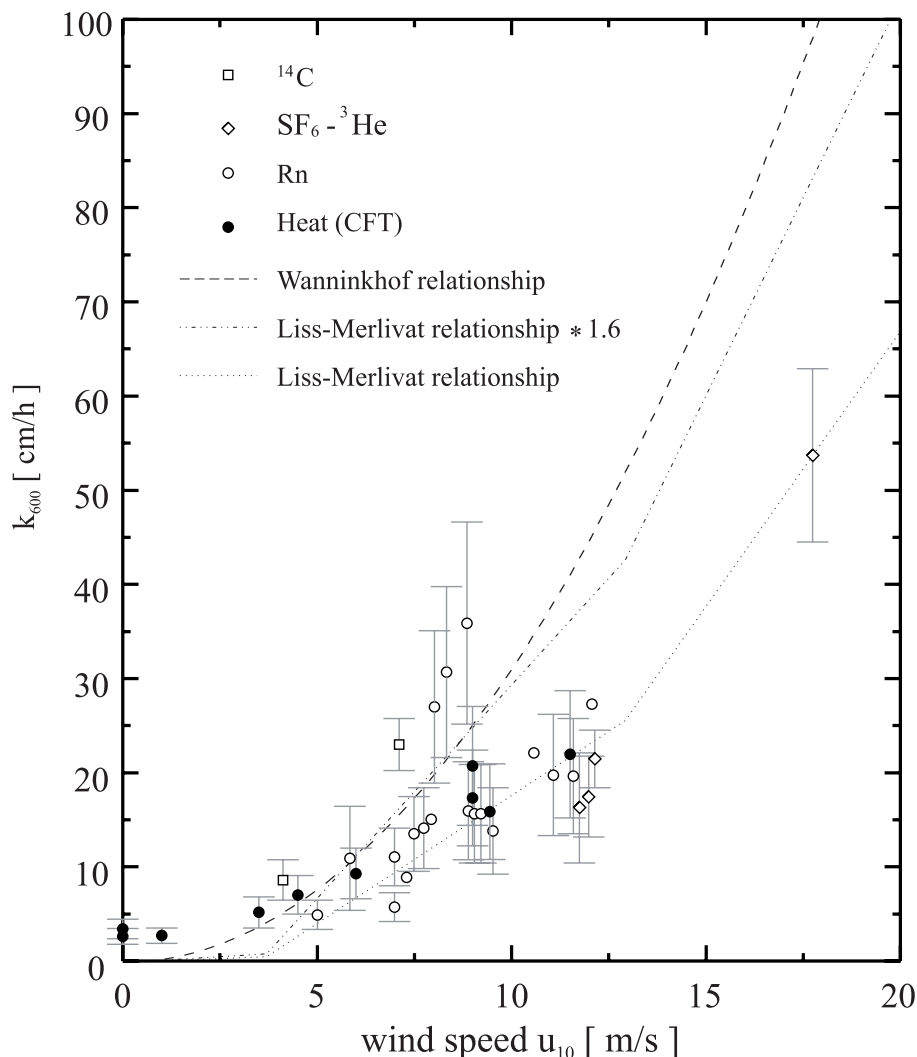


Abbildung 9.6: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$ , aufgetragen über der Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  in 10 m Höhe über der Wasseroberfläche.

Daten wurden die Ergebnisse der statistischen Analyse der Histogramme geplottet, da hierfür die genauesten Messungen der Windgeschwindigkeit und der Oberflächenflüsse vorlagen. Es zeigt sich, daß die Meßwerte der Infrarotmethode sehr gut mit den Meßwerten anderer Autoren übereinstimmen. Die leichte Erhöhung der Meßwerte für sehr kleine Windgeschwindigkeiten wurde bereits diskutiert. Da bis jetzt noch keine unabhängigen Messungen anderer Autoren bei diesen Windgeschwindigkeiten vorliegen, bleibt die Unsicherheit weiterhin bestehen.

Bei den Messungen, die bisher vorlagen, handelt es sich um Massenbilanzmethoden und Dual-Tracer-Techniken. Beide Meßverfahren leiden unter der langen Zeitdauer der Messung. Um einen einzelnen Datenpunkt in Abbildung 9.6 zu erhalten, ist eine Meßdauer von mehreren Tagen bis Wochen notwendig. Innerhalb dieser Zeit ändern sich die meteorologischen Bedingungen auf dem Ozean normalerweise sehr stark. Das Beispiel der Meßserie der MBL/CoOP cruise hat deutlich gezeigt, wie der Wind innerhalb weniger Stunden von fast Windstille zu Sturmböen anwachsen kann. Die Meßwerte können daher nur Mittelwerte darstellen, die keine Parametrisierung der Gasaustauschraten mit fluktuierenden Größen zulassen.

<sup>1</sup>National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory, Miami Florida.

Die Datenpunkte der *Controlled Flux Technique* (CFT) in Abbildung 9.6 wurden dagegen innerhalb weniger Stunden aufgenommen. Jeder einzelne Datenpunkt entspricht einem Mittelwert über 4 Minuten. Dies zeigt deutlich die enorme Bedeutung dieser neuen Technik für Ozeanmessungen der Transfargeschwindigkeit. Erstmals können damit Gasaustauschraten mit einer zeitlichen Auflösung gemessen werden, die den zeitlichen Skalen von intermittierenden, meteorologischen Bedingungen entspricht. Dies erlaubt eine Parametrisierung des Gasaustausches mit diesen Parametern. Zusätzlich stehen damit innerhalb weniger Stunden mehr Meßwerte der Transfargeschwindigkeit zur Verfügung, als bisher innerhalb mehrerer Jahre in aufwendigen Forschungsfahrten gemessen werden konnten.

# Kapitel 10

## Resümee und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, mittels eines thermographischen Meßverfahrens die mikroskopischen Transportvorgänge innerhalb der thermischen Grenzschicht der Ozeanoberfläche zu untersuchen und daraus die Transfargeschwindigkeit für Wärme in Wasser zu bestimmen. Diese kann auf Transfargeschwindigkeiten beliebiger, nicht-reaktiver Gase umgerechnet werden.

Mit der Entwicklung eines feldgängigen Meßinstrumentes im Rahmen dieser Arbeit, steht erstmalig ein Gasaustauschsensor zur Verfügung, mit dessen Hilfe die Gasaustauschraten auf der freien Ozeanoberfläche mit hoher Wiederholrate gemessen werden können. Unter Ausnutzung der natürlichen Temperaturmuster auf der Wasseroberfläche und der Möglichkeit zur aktiven Erwärmung der Wasseroberfläche, wurde dies auf drei verschiedene, voneinander unabhängige Arten realisiert. Dadurch konnten die verschiedenen Messungen untereinander verifiziert werden und es wird sichergestellt, daß unter verschiedenen meteorologischen Bedingungen eine Messung möglich ist.

Das Instrument wurde erstmals während der MBL/CoOP Forschungsfahrt im April/Mai 1995 an Bord des Forschungsschiffes 'New Horizon' entlang der kalifornischen Küste eingesetzt. Zur genauen Temperaturkalibrierung der verwendeten Infrarotkamera wurde eine neuartige Kalibriereinrichtung entwickelt, welche die spezielle Geometrie des verwendeten Aufbaus optimal ausnutzt und eine relative Genauigkeit von 0.025 K erreicht. Die absolute Genauigkeit der Temperaturkalibrierung liegt unter 0.1 K.

Zum besseren Verständnis der Effekte, die zum Entstehen des Kamerabildes während der Messung beitragen war es notwendig, umfangreiche numerische Simulationen der dreidimensionalen Transportvorgänge durchzuführen. Dabei wurde eine genaue Kenntnis der strahlungsphysikalischen Eigenschaften der Wasseroberfläche benutzt, um theoretische Kamerabilder zu berechnen und die tatsächlichen Messungen so genau wie möglich zu simulieren. Ein Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messungen lieferte eine Methode zur Ermittlung der Transfargeschwindigkeiten aus den Abklingkurven der vom Laser erwärmten Wasserbereiche. Zusätzlich lieferte die Simulation wichtige Aussagen über Verbesserungsmöglichkeiten zukünftiger Meßinstrumente.

Eine völlig neue Methode, die Transfargeschwindigkeit zu bestimmen, ergab sich aus einer Analyse der natürlichen Temperaturverteilung der Ozeanoberfläche bei meteorologischen Bedingungen, die zum Auskühlen der Wasseroberfläche führen. Unter diesen Bedingungen läßt sich die gemessene Temperaturverteilung mit theoretischen Vorhersagen verschiedener Modelle vergleichen. Es konnte erfolgreich gezeigt werden, daß sich aus den Annahmen eines einfachen Oberflächenenerneuerungsmodelles die gemessene Temperaturverteilung vorhersagen läßt. Die gute Übereinstimmung erlaubt es, die Statistik der zugrunde liegenden Erneuerungseffekte abzulesen. Unter verschiedenen Modellen lieferte nur eine logarithmische Normalverteilung der mittleren Lebensdauer die beobachteten Verteilungen. Mit diesen Ergebnissen kann die Transfargeschwindigkeit auf zwei weitere, voneinander unabhängige Methoden aus der statistischen Verteilung berechnet werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß alle drei entwickelten Meßmethoden in sich konsistente Ergebnisse liefern, die sich sehr gut mit Messungen anderer Autoren decken. Innerhalb weniger Stunden konnten mit Hilfe des neuen Instrumentes mehr Messungen der Transfargeschwindigkeit durchgeführt werden, als bislang aus Ozeanmessungen zur Verfügung standen. Zusätzlich haben die thermographischen Messungen eine Zeitauflösung von wenigen Minuten, im Gegensatz zu mehreren Tagen bei herkömmlichen Massenbilanzmethoden. Dies ist ein wesentlicher Schritt in Richtung einer zukünftigen Parametrisierung der Gasaustauschraten anhand meteorologischen Faktoren. Zusätzlich ergaben sich wichtige Aufschlüsse über die zugrunde liegenden Transportmechanismen an der Meeresoberfläche.

Für zukünftige Messungen und Weiterentwicklungen des Meßinstrumentes ergeben sich aus den Erfahrungen der vorliegenden Arbeit folgende Möglichkeiten:

- Zum weiteren Einsatz auf dem Ozean muß in Zukunft gewährleistet werden, daß die erhitzten Bereiche ausreichend lange verfolgt werden können. Dazu ist geplant, das CFT Instrument – in abgewandelter Form – auf eine freischwimmende Boje zu montieren ([Klinke, 96]). Da diese automatisch der Wellenbewegung folgt, kann verhindert werden, daß der erhitzte Wasserbereich aus dem Bildbereich wandert. Zusätzlich ist die Entfernung zur Wasseroberfläche geringer. Dies eröffnet völlig neue Möglichkeiten, den Abklingvorgang mit einer hohen Ortsauflösung zu verfolgen.
- Zur Bestimmung der Transfargeschwindigkeit aus einer statistischen Analyse der Wasseroberflächentemperatur ist es für beide statistischen Methoden nötig, die Wärmeflüsse an der Meeresoberfläche möglichst exakt zu kennen. Dazu sollen für zukünftige Messungen eigenständige Meßinstrumente zur Bestimmung des latenten und sensiblen Wärmeflusses in die CFT integriert werden. Ein zusätzliches Strahlungsthermometer soll Aufschluß über die äquivalente Schwarzkörpertemperatur des Himmels geben und damit eine Abschätzung des Strahlungsflusses ermöglichen.
- Zur Parametrisierung der Gasaustauschraten ist es notwendig, die Änderung der Transferraten aufgrund unterschiedlicher Windgeschwindigkeiten von etwaigen Änderungen der Konzentration oberflächenaktiver Substanzen zu trennen. Dazu sollen, im Rahmen einer Forschungsfahrt entlang der Ostküste der U.S.A., ausführliche Messungen der Gasaustauschraten zusammen mit Messungen der Oberflächenaktivität durchgeführt werden. Die Messungen werden in Kooperation mit dem Woods Hole Oceanographic Institution stattfinden.
- Zu weiteren Untersuchungen der Genauigkeit des thermographischen Verfahrens sind ausführliche Messungen am zukünftigen, großen Windkanal des neuen Instituts für Umweltphysik der Universität Heidelberg geplant. Dort können sehr exakte Messungen der Transfargeschwindigkeit mittels Massenbilanzmethoden durchgeführt werden.
- Aus den Ergebnissen der statistischen Analyse der Temperaturverteilung auf der Meeresoberfläche ergeben sich weitere, interessante Möglichkeiten, Details der Transportvorgänge zu untersuchen. So stellt sich z. B. die Frage, ob das klassische Oberflächenerneuerungsmodell, mit einer tiefenunabhängigen Erneuerungsrate, für alle Windgeschwindigkeiten gilt, oder ob für niedrige Windgeschwindigkeiten eine Erneuerung durch großskalige Wirbel nicht mehr stattfinden kann. In diesem Fall ergibt sich der theoretisch vorhergesagte Umschlag im Schmidtzahl exponenten von  $n = 2/3$  auf  $n = 1/2$  bei steigender Windgeschwindigkeit. Dieser Effekt sollte sich in der Form der Temperaturhistogramme widerspiegeln. Zu einer genauen Untersuchung dieser Frage ist es jedoch notwendig, in zukünftigen Messungen umfangreiche Datensätze bei möglichst unterschiedlichen Bedingungen aufzunehmen, um eine ausreichende Statistik zu erhalten.



# Kapitel 11

## Farbtafeln

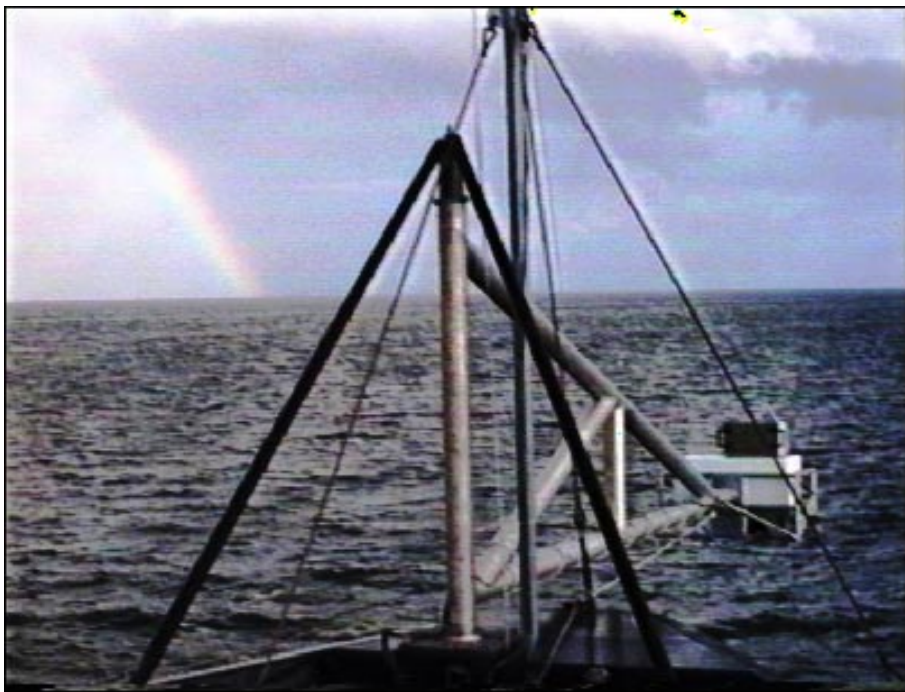


Abbildung 11.1: (Farbdruck von Abb. 6.9 der Seite 130) *Photo des montierten CFT-Instrumentes am boom auf dem Bug des Forschungsschiffes 'New Horizon' während der MBL/CoOP Forschungsfahrt im April/Mai 1995.*

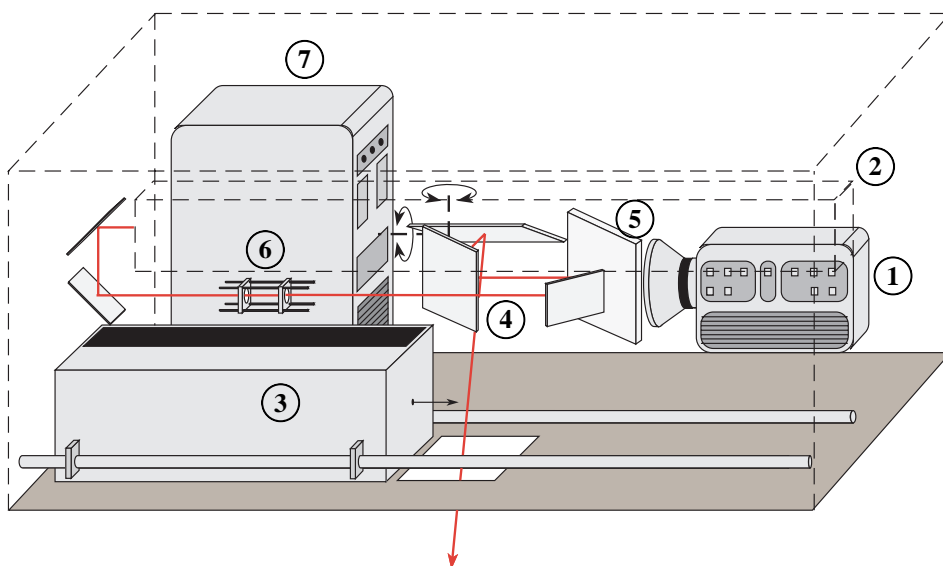


Abbildung 11.2: (Farbdruck von Abb. 6.8 der Seite 129) Schematischer Aufbau des CFT Ozeaninstrumentes. Der Laser ist transparent gezeichnet um den Blick auf die dahinterliegenden Komponenten zu ermöglichen. 1: AMBER Radiance 1 Infrarotkamera, 2: CO<sub>2</sub>-Laser, 3: Kalibriereinrichtung, 4: x-y Scanner, 5: Strahlteiler, 6: IR Laser Optik, 7: Computer.

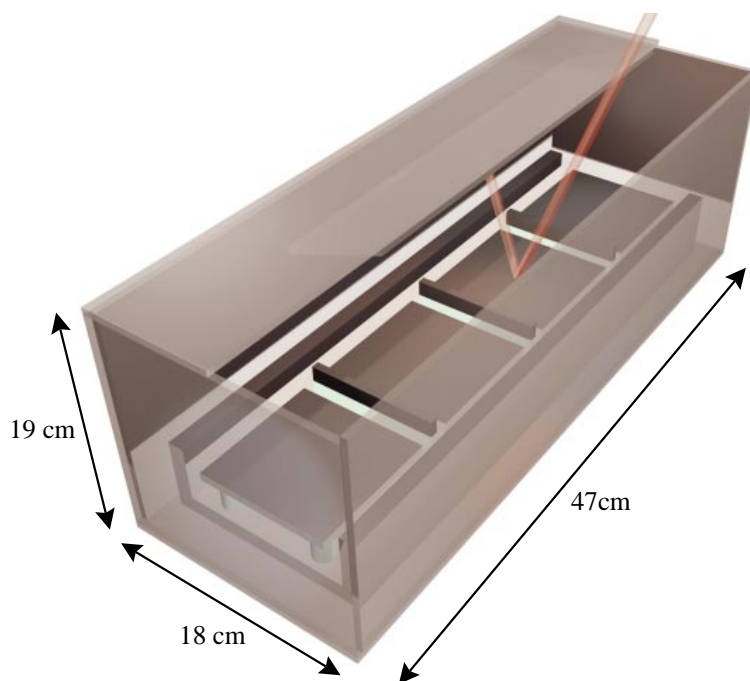


Abbildung 11.3: (Farbdruck von Abb. 3.13 der Seite 65) Dreidimensionale Visualisierung der entwickelten Kalibriereinrichtung. Das transparent dargestellte Außengehäuse besteht aus Aluminium. Der Strahlengang der Infrarotkamera beim Kalibriervorgang ist als roter Strahl dargestellt. Unter der Deckenabdeckung ist der schräg montierte Referenzkörper zu erkennen. Die geschwärzten Bereiche des Innenraumes sind mit Tetenal Kameralack beschichtet, die hellen Bereiche weisen eine unbeschichtete Aluminiumoberfläche auf. Der Blickwinkel zeigt den dünnen Laser Kalibrierblock auf der Frontseite. Die dickeren Kamerakalibrierblöcke liegen dahinter.

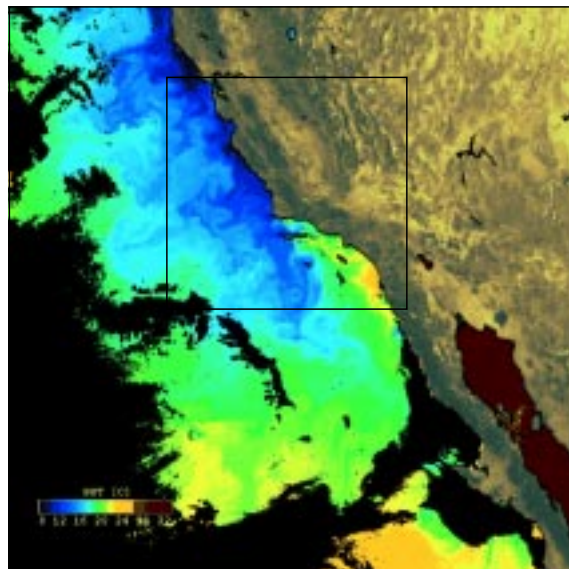


Abbildung 11.4: Satellitenaufnahme der Oberflächentemperatur des Ozeans (engl. sea surface temperature, SST) entlang der kalifornischen Küste. Die Aufnahme entstand mit dem Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) an Bord des NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) Polar Orbiters aus einer Höhe von 833 km. Gemessene Spektralbereiche:  $0.58-0.68\mu\text{m}$ ,  $0.75-1.10\mu\text{m}$ ,  $3.55-3.93\mu\text{m}$ ,  $10.3-11.3\mu\text{m}$ ,  $11.5-12.5\mu\text{m}$ . Das kleine Rechteck markiert den Ausschnitt der Abbildung 11.5. Quelle: <http://www.seaspace.com>.



Abbildung 11.5: Route des Forschungsschiffes 'New Horizon' während der MBL/CoOP Forschungsfahrt im April/Mai 1995 entlang der kalifornischen Küste. Die mobile Forschungsplattform R/P FLIP (floating instrument platform) war an der Position ( $36^{\circ} 39.82' \text{ N}$ ,  $122^{\circ} 32.17' \text{ W}$ ) verankert. Die meisten Messungen fanden in der Nähe der Stadt Avalon vor der Insel 'Santa Catalina' statt.

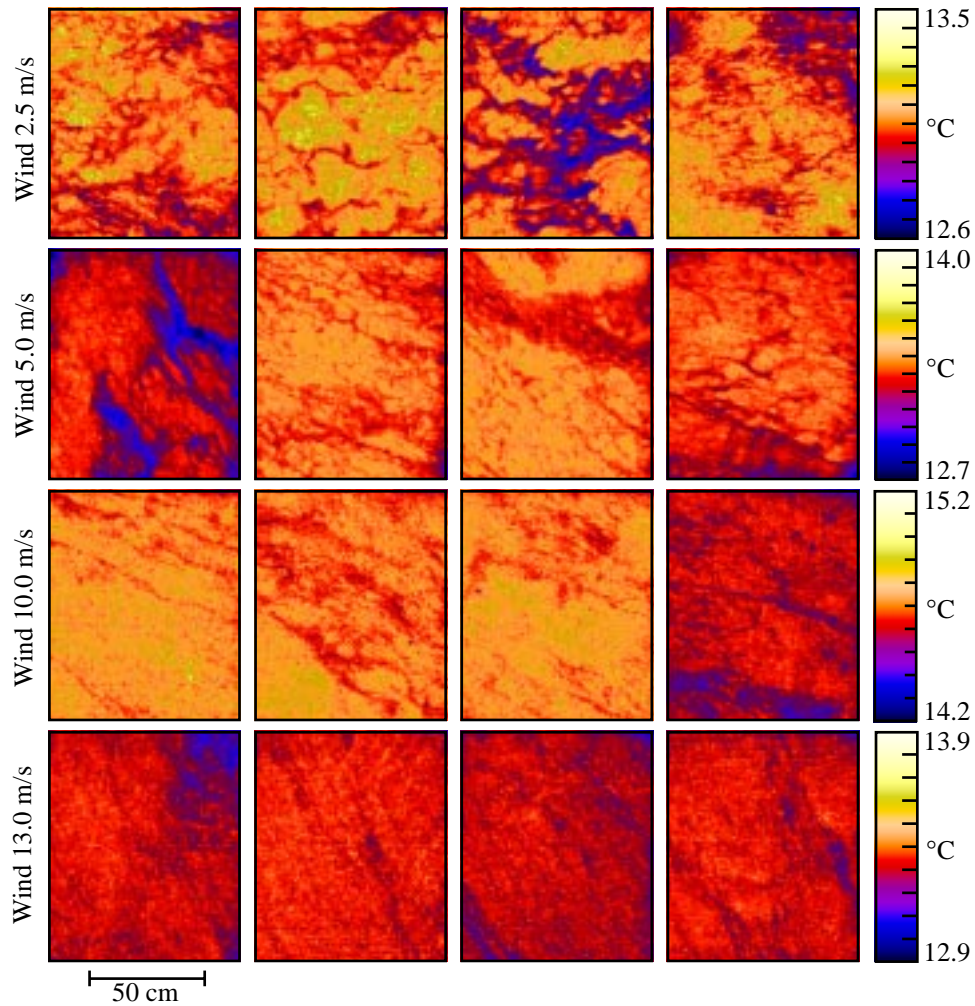


Abbildung 11.6: Infrarotbilder der Ozeanoberfläche vor der Insel 'Santa Catalina' (siehe Abb. 11.5) für verschiedene Windgeschwindigkeiten. Die Bildintensität wurde mit Hilfe der Kalibriereinrichtung (Abschnitt 3.3.1) in die Wassertemperatur umgerechnet. Es ist zu erkennen, daß der Temperaturkontrast mit zunehmender Windgeschwindigkeit stark abnimmt (Die Temperaturskalen zeigen jeweils den maximalen Temperaturbereich für die vier Bilder einer Windgeschwindigkeit).

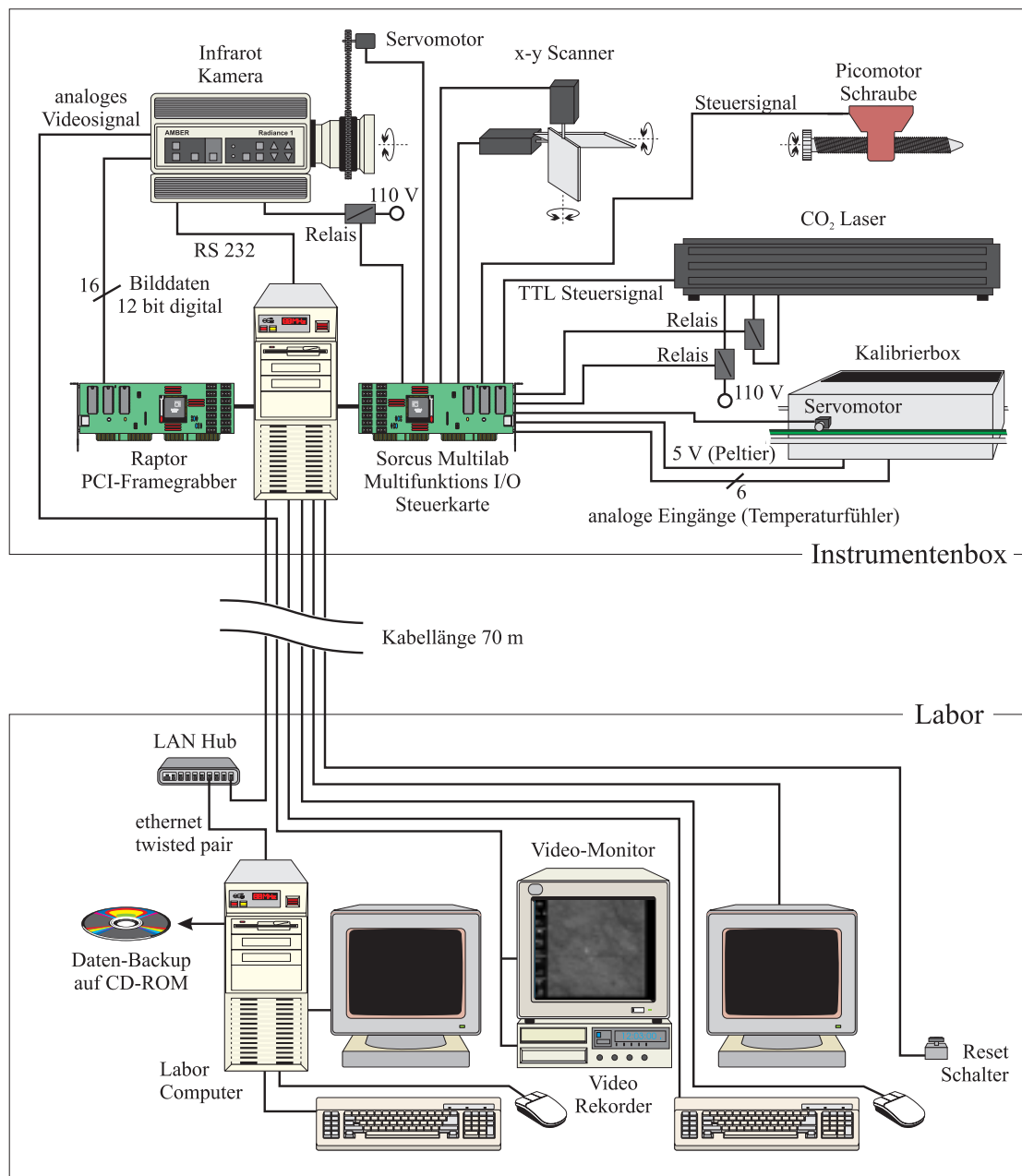


Abbildung 11.7: (Farbdruck von Abb. 6.12 der Seite 135) Steuerung des CFT Ozeaninstrumentes.

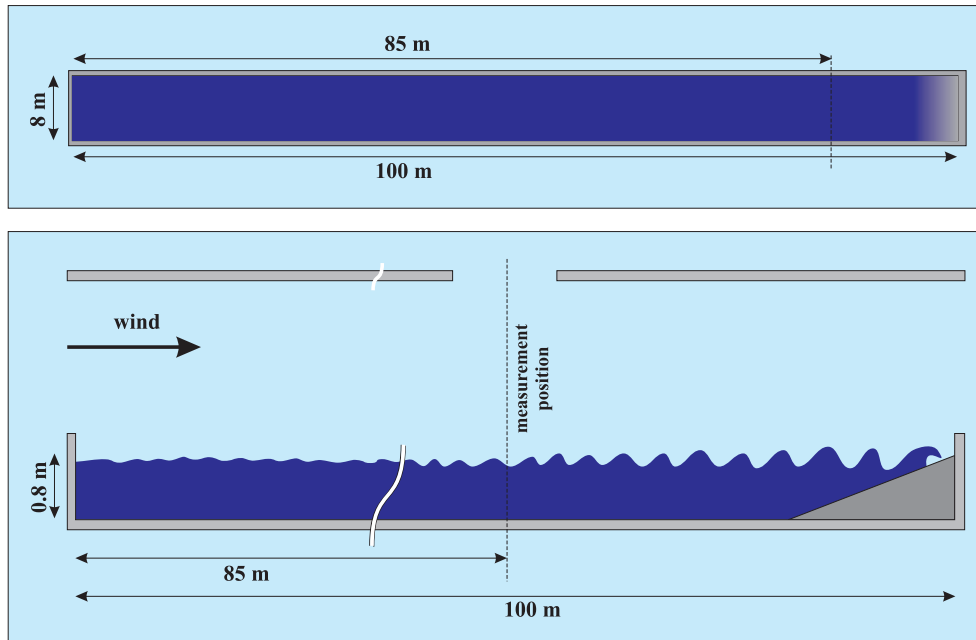


Abbildung 11.8: Schematische Skizze des großen Windkanals der Delft Hydraulics, Niederlande.

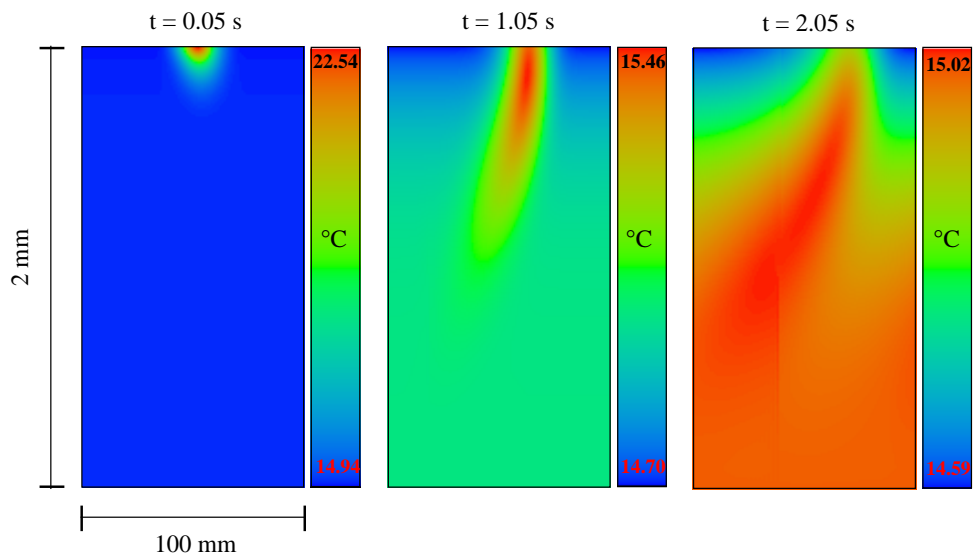


Abbildung 11.9: (Farbdruck von Abb. 5.8 der Seite 111) Querschnitt durch das Simulationsvolumen zu drei verschiedenen Zeiten nach Ausschalten des Lasers. Die Simulation wurde mit Scherströmung durchgeführt. Der Schnitt verläuft in Windrichtung durch den Mittelpunkt des Volumens. Die Farbskala zeigt jeweils den maximalen Temperaturbereich des entsprechenden Bildes.

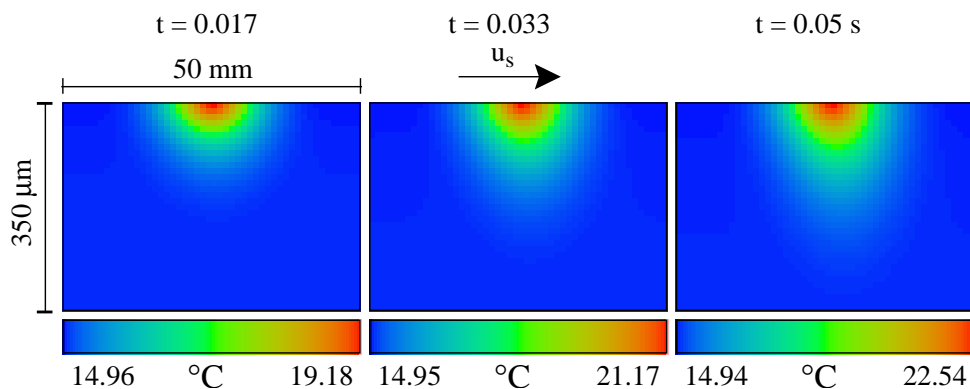


Abbildung 11.10: (Farbdruck von Abb. 5.7 der Seite 110) *Entwicklung der Temperaturverteilung während des Aufheizens der Wasseroberfläche durch den  $\text{CO}_2$  Laser. Die Farbskala zeigt jeweils den maximalen Temperaturbereich des entsprechenden Bildes.*

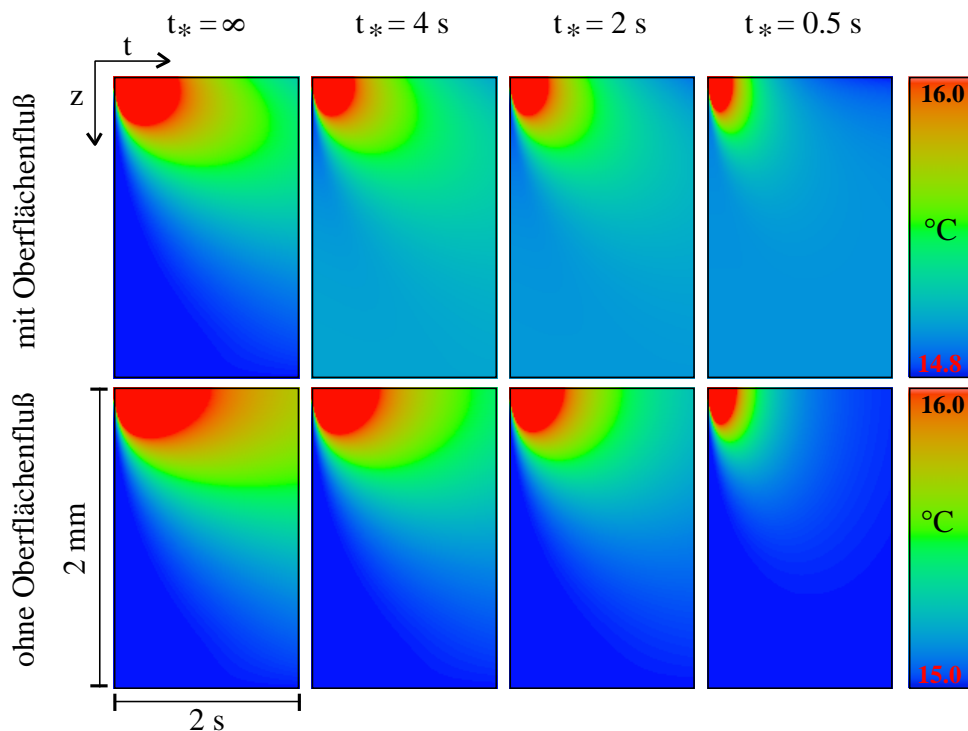


Abbildung 11.11: (Farbdruck von Abb. 5.14 der Seite 115) *Orts-Zeit-Bilder der Temperaturentwicklung eines Tiefenprofils über die gesamte Zeitdauer der Simulation. Das Tiefenprofil entstammt der Mitte des Simulationsvolumens am Punkt maximaler Leistungsdichte des Lasers. Die Farbskala verläuft jeweils von der minimalen Temperatur bis  $16^\circ\text{C}$ . Innerhalb der roten Bereiche steigt die Temperatur auf bis zu  $23^\circ\text{C}$  an.*

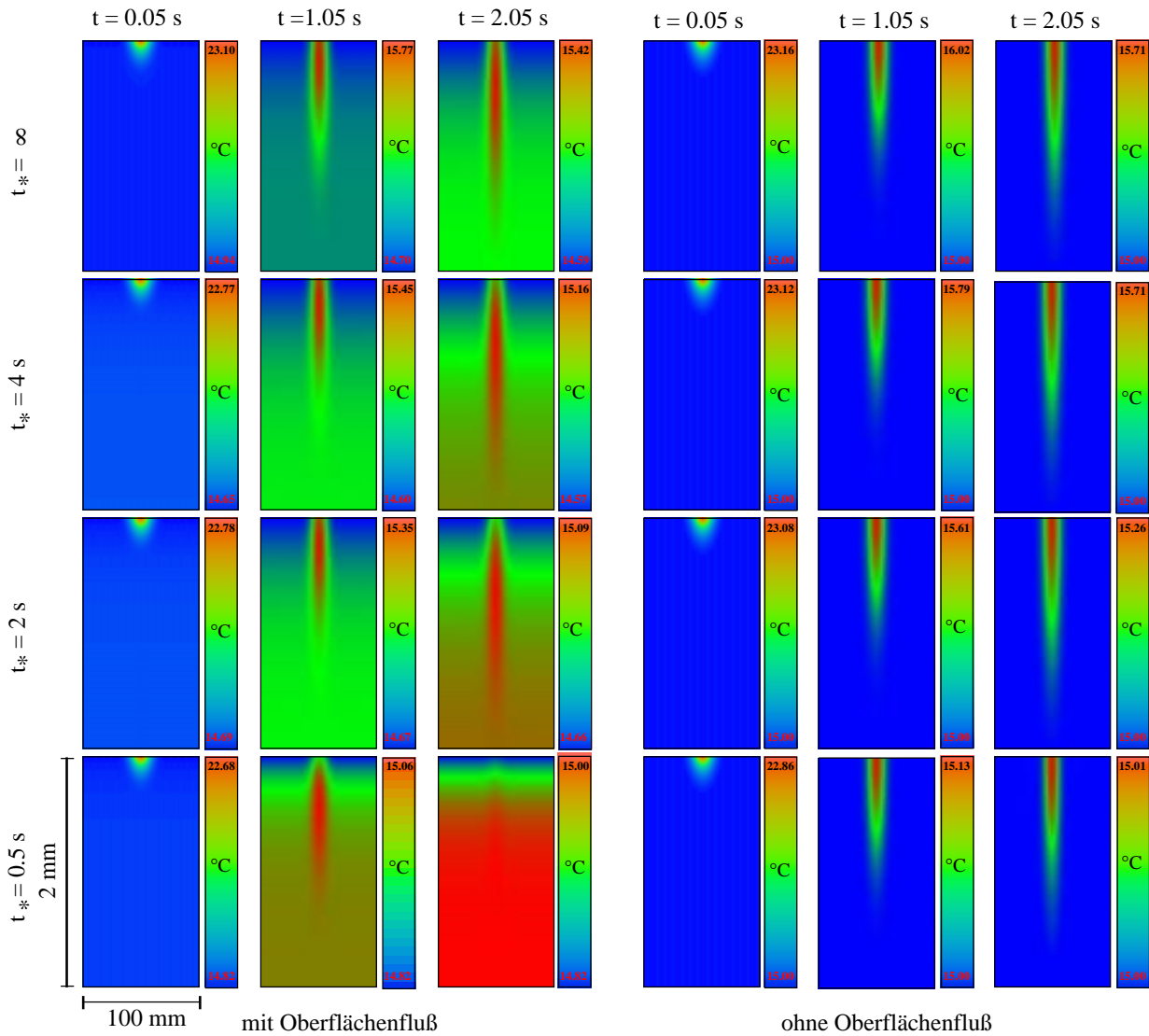


Abbildung 11.12: (Farbdruck von Abb. 5.9 der Seite 112) Querschnitt durch das Simulationsvolumen für verschiedene Werte der Lebensdauer  $t_*$  zu drei verschiedenen Zeiten nach Ausschalten des Lasers, mit und ohne Oberflächenfluß. Die Simulationen wurden ohne Scherströmung durchgeführt. Der Schnitt verläuft in Windrichtung durch den Mittelpunkt des Volumens. Die Farbskala zeigt jeweils den maximalen Temperaturbereich des entsprechenden Bildes.



# Literaturverzeichnis

- [Abott, 66] An Introduction to the Method of Characteristics, American Elsevier, New York, 1966.
- [Amber, 93] Radiance 1 Smart Infrared Camera System, Manual, Amber Engineering, Goleta, CA, 1993.
- [Apel, 87] Principles of Ocean Physics, Apel, J. R., International Geophysics Series, Vol. 38, Academic Press Inc., San Diego, Ca, 1987.
- [Asher, Pankow, 91] Asher, W. E., J. F. Pankow, Prediction of Gas/Water Mass Transport Coefficients by a Surface Renewal Model, Environ. Sci. Technol., Vol. 25, No. 7, pp. 1294–1300, 1991.
- [Back, McCready, 88] Back, D. D., M. J. McCready, Theoretical Study of Interfacial Transport in Gas–Liquid Flows, AIChE Journal, Vol. 34, No. 11, pp. 1789–1802, 1988.
- [Bergmann, Schäfer, 74] Hahn, D., Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III Optik, W. De Gruyter, 6. Auflage, 1974.
- [Bock et al., 95] Bock, E. J., J. B. Edson, N. M. Frew, A. Karachintsev, W. R. McGillis, R. K. Nelson, K. Hansen, T. Hara, M. Uz, B. Jähne, J. Dieter, J. Klinke und H. Haußecker, Description of the Science Plan for the April 1995 CoOP Experiment, ‘Gas Transfer in Coastal Waters Performed from the Research Vessel New Horizon, in Air-Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air-Water Gas Transfer, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [Bösinger, 86] Bösinger, R., Messungen zur Schmidtzahlabhängigkeit des Gasaustausches, Diplomarbeit, Institut für Umweltp Physik, Universität Heidelberg, 1986.
- [Broecker et al., 78] Broecker, H. C., Petermann, J., und Siems, W., The Influence of Wind on CO<sub>2</sub>-Exchange in a Wind-Wave Tunnel, Including the Effects of Monolayers, J. Marine Res., **36**, pp. 595-610, 1978.
- [Broecker et al., 85] Broecker, W. S., T.-H. Peng, G. Östlund, and M. Stuiver, The Distribution of Bomb Radiocarbon in the Ocean, J. Geophys. Res., **99**, 6953-6970, 1985.
- [Broecker et al., 86] Broecker, W. S., J. R. Ledwell, T. Takahashi, L. M. R. Weiss, L. Memery, T.-H. Peng, B. Jähne, and K. O. Münnich, Isotopic Versus Micrometeorologic Ocean CO<sub>2</sub> Fluxes: A Serious Conflict, J. Geophys. Res., **91**, 10517-10527, 1986.
- [Buschmann et al., 61] Buschmann, A. J. et al., Configuration Factors for Exchange of Radiant Energy Between Axisymmetrical Sections of Cylinders, Cones, Hemispheres and Their Bases, National Aeronautics and Space Administration NASA – Technical Notes D-944, 1961.
- [Carlslaw, Jaeger, 59] Carlslaw, H. S., J. C. Jaeger, Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, New York, 2nd Edition, 1959.
- [Cember, 89] Cember, R., Bomb Radiocarbon in the Red Sea: A Medium-Scale Gas Exchange Experiment, J. Geophys. Res., **94**, 2111-2123, 1989.

- [Clark et al., 95] Clark, J. F., P. Schlosser, H. J. Simpson, M. Stute, R. Wanninkhof und D. T. Ho, Relationship between Gas Transfer Velocities and Wind Speeds in the Tidal Hudson River Determined by the Dual Tracer Technique, in Air-Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air-Water Gas Transfer, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [Coantic, 78] Coantic, M., Coupled Energy Transfer and Transformation Mechanisms Across the Ocean-Atmosphere Interface, IMST contribution N. 130, Laboratoire Assoc. an C.N.R.S, unpublished, 1978.
- [Courant et al., 28] Courant, R., K. O. Friedrichs, H. Lewy, Über die Partiellen Differenzgleichungen der Mathematischen Physik, Mathematische Annalen, 100, pp.32-74, 1928.
- [Cranck, 93] Cranck, J., The Mathematics of Diffusion, Oxford University Press, New York, 1993.
- [Dankwerts, 51] Dankwerts, P.V., Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, Industrial and Engineering Chemistry, **43**, pp. 1460-1467, 1951.
- [Dankwerts, 70] Dankwerts, P.V., Gas-Liquid Reactions, McGraw-Hill Books, 1970.
- [Deacon, 77] Deacon, E.L. Gas Transfer to and Across an Air-Water Interface, Tellus, **29**, pp. 363-374, 1977.
- [Dieter et al., 95] Dieter, J., Hering, F., Bremeyer, R., Jähne, B. Measurements of Velocity Profiles in the Aqueous Boundary Layer at a Wind-Driven Water Surface, Air-Water Gas Transfer—Selected Papers from the Third International Symposium of Air-Water Gas Transfer, Heidelberg, B. Jähne und E. Monahan (Hrsg.), Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [DIN 5496] Normblatt DIN 5496, Temperaturstrahlung, Beuth-Vertrieb GmbH, Berlin, Köln, Frankfurt, Juli 1971.
- [Downing, Williams, 75] Downing, H. D., D. Williams, Optical Constants of Water in the Infrared, JGR, Vol. 80, No. 12, pp. 1656-1661, 1975.
- [Edson, Bock, McGillis, 96] , Edson, J. B., E. J. Bock, W. R. McGillis, personal communication, 1996.
- [Emerson et al., 91] Emerson, S., P. Quay, C. Stump, D. Wilbur, and M. Knox, O<sub>2</sub>, Ar, N<sub>2</sub>, and <sup>222</sup>Rn in Surface Waters of the Subarctic Ocean: Net Biological Production, Global Biogeochem. Cycles, **5**, 49-69, 1991.
- [Fachat, 95] Fachat, A., Untersuchung eines 3-D Aufnahmeverfahrens für Strömungsvorgänge an der Wasseroberfläche, Diplomarbeit, Institut für Umweltp Physik, Universität Heidelberg, 1995
- [Friedman, 69] Friedman, D., Infrared Characteristics of Ocean Water, Applied Optics, Vol. 8, No. 10, pp. 2073-2076, 1969.
- [Gerthsen et al., 86] Gertshen, C., H. O. Kneser, H. Vogel, Physik, 15. Aufl., Springer, Berlin, ... , 1996.
- [Gaussorgues, 94] Gaussorgues, G., Infrared Thermography, Microwave Technology Series 5, Chapman & Hall, London, 1994.
- [Glover, Reeburgh, 87] Glover, D. M., and W. S. Reeburgh, Radon-222 and radium-226 in southeastern Bering Sea shelf waters and sediment, Cont. Shelf Res., **5**, 433-456, 1987.
- [Gradshteyn, Ryzhik, 80] Gradshteyn, I. S., I. M. Ryzhik, Table of Integrals, Series and Products, Academic Press Inc., Orlando, FL, 1980.
- [Grassl, 76] Grassl, H., The Dependence of the Measured Cool Skin of the Ocean on Wind Stress and Total Heat Flux, Boundary-Layer Meteorology, **10**, pp. 465-474, 1976.

- [Gulliver, 90] Gulliver J. S., Introduction to Air–Water Mass Transfer, in Proc. Second International Symposium of Air–Water Gas Transfer, Minneapolis, Minnesota, September 11–14, 1990, ed. by S. C. Wilhelms and J. S. Gulliver, 1990.
- [Hasse, 63] Hasse, L., On the Cooling of the Sea Surface by Evaporation and Heat Exchange, *Tellus*, 4, pp. 363–366, 1963.
- [Haußecker, 93] Haußecker, H., Mehrgitter–Bewegungssegmentierung in Bildfolgen mit Anwendung zur Detektion von Sedimentverlagerungen, Diplomarbeit, Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, 1993.
- [Haußecker, Jähne, 94] Haußecker, H., B. Jähne, In Situ Measurements of the Air–Sea Gas Transfer Rate Using Heat as a Proxy Tracer, Second International Conference on Air–Sea Interaction and Meteorology and on Oceanography of the Coastal Zone, Lisbon, September 22–27, 1994, Lisbon, Portugal, 1994.
- [Haußecker, Jähne, 95a] Haußecker, H., B. Jähne, In situ Measurements of the Air–Sea Gas Transfer Rate During the MBL/CoOP West Coast Experiment, in Air–Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air–Water Gas Transfer, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [Haußecker et al., 95a] Haußecker, H., S. Reinelt und B. Jähne, Heat as a Proxy Tracer for Gas Exchange Measurements in the Field: Principles and Technical Realization, in Air–Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air–Water Gas Transfer, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [Haußecker et al., 95b] Haußecker, H., R. Shear, W. K. Melville, B. Jähne, Horizontal and Vertical Spatial Structures of Turbulence Beneath Short Wind Waves, presented at The XXI General Assembly of the International Association for the Physical Sciences of the Oceans, IAPSO, Honolulu, Hawaii, August 5–12, 1995.
- [Haußecker et al., 95c] Haußecker, M. Beyer, B. Jähne, Interaction of Short Wind Waves and Turbulent Shear Flow as Revealed by Simultaneous Wave Slope and Surface Turbulence Visualization, presented at The XXI General Assembly of the International Association for the Physical Sciences of the Oceans, IAPSO, Honolulu, Hawaii, August 5–12, 1995.
- [Haußecker, Jähne, 95b] Haußecker, H., B. Jähne, Effiziente Filterverfahren auf Mehrgitter–Datenstrukturen, Bildverarbeitung 95': Forschen, Entwickeln, Anwenden, Symposium, 29. Nov. –01. Dez. 1995, Technische Akademie Esslingen, R. J. Ahlers, Hrsg., 1995.
- [Hecht, 77] Hecht E., A. Zajac, *Optics*, second printing, Addison-Wesley, 1977.
- [Hering, 96] Hering, F., Lagrangesche Untersuchungen des Strömungsfeldes unterhalb der wellenbewegten Wasseroberfläche mittels Bildfolgenanalyse, Dissertation, Institut für Umweltphysik, 1996.
- [Heurisko] Heurisko, *Digital Image Processing, User Manual*, Vers. 2.0, Aeon Verlag & Studio, Hanau, 1995.
- [Higbie, 35] Higbie R., The Rate of Absorption of a Pure Gas Into a Still Liquid During Short Periods of Exposure, *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*, 31, pp. 365–389, 1935.
- [Irvine, Pollack, 68] Irvine, W. M. und J. B. Pollack, Infrared Optical Properties of Water and Ice Spheres, *Icarus*, 8, 324, 1968.
- [Jähne, 80] Jähne, B., Zur Parametrisierung des Gasaustausches mit Hilfe von Laborexperimenten, Dissertation, Institut für Umweltphysik, 1980.
- [Jähne, 85] Jähne, B., Transfer Processes across the Free Water Surface, Habilitation, Institut für Umweltphysik, 1985.

- [Jähne et al., 87] Jähne, B., Münnich, K. O., Bössinger, R., Dutzi, A., Huber, W., Libner, P. On the Parameters Influencing Air-Water Gas Exchange, *JGR*, pp. 1937-1949, 1987.
- [Jähne et al., 89] Jähne, B., P. Libner, R. Fischer, T. Billen, E. J. Plate, Investigating the Transfer Processes Across the Free Aqueous Viscous Boundary Layer by the Controlled Flux Method, *Tellus*, 41B, pp. 177-195, 1989.
- [Jähne, 90a] Jähne, B., From Mean Fluxes to a Detailed Experimental Investigation of the Gas Transfer Process, *Proc. Air-Water Mass Transfer*, Edited by C. Wilhelms and J. S. Gulliver, 1990.
- [Jähne, 90b] Jähne, B., New Experimental Results on the Parameters Influencing Air-Sea Gas Exchange, *Proc. Air-Water Mass Transfer*, Edited by C. Wilhelms and J. S. Gulliver, 1990.
- [Jähne, 93a] Jähne, B., *Digitale Bildverarbeitung*, Springer Verlag, Berlin, ... , 1993.
- [Jähne, 93b] Jähne, B., *Spatio-Temporal Image Processing*, Lecture Notes in Computer Science, No. 751 Springer Verlag, Berlin, 1993.
- [Jessup, 93a] Jessup A. T., Small Scale Variability of Infrared Sea Surface Temperature, Technical Report, 1993.
- [Jessup, 93b] Jessup A. T., The Infrared Signature of Breaking Waves, Symposium on the Air-Sea Interface, Marseilles, France, June 24-30, 1993.
- [Jessup, 95] Jessup A. T., V. Hesany, Modulation of Ocean Skin Temperature by Swell Waves, Submitted to *JGR-Oceans*, June 1995.
- [Jessup et al., 95] Jessup A. T., C. J. Zappa, V. Hesany, M. R. Loewen, M. G. Skafel, Dependence of the Skin Layer Recovery Rate on Heat Flux and Turbulence, in *Air-Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air-Water Gas Transfer*, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [Jost, 60] *Diffusion*, Jost, W., Academic Press Inc., New York, 3rd Printing, 1960.
- [Kandlbinder, 94] Kandlbinder, T., *Gasaustauschmessungen mit Sauerstoff*, Diplomarbeit, Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, 1994.
- [Katsaros et al., 77] Katsaros, K. B., W. T. Liu, J. A. Businger, J. E. Tillman, Heat Transport and Thermal Structure in the Interfacial Boundary Layer Measured in an Open Tank of Water in Turbulent Free Convection, *J. Fluid Mech.*, Vol. 83, pp. 311-335, 1977.
- [Katsaros, 80] Katsaros, K. B., The Aqueous Thermal Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, pp. 107-127, 1980.
- [Keeling, Shertz, 92] Keeling, R. F., S. R. Shertz, Seasonal and Interannual Variations in Atmospheric Oxygen and Implications for the Global Carbon Cycle, *Nature*, **358**, pp. 723-727, 1992.
- [Kinzelbach, 92] Kinzelbach, W., *Numerische Methoden zur Modellierung des Transports von Schadstoffen im Grundwasser*, R. Oldenburg Verlag, München, Wien, 1992.
- [Kittel, 89] Kittel, C., H. Krömer *Physik der Wärme*, R. Oldenburg Verlag, München, Wien, 1989.
- [Klinke, 96] Klinke, J., Dissertation, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, in Vorbereitung, 1996.
- [Kolmogorov, 62] Kolmogorov, A. N., *J. Fluid Mech.*, **13**, 82, 1962.

- [Kromer, Roether, 83] Kromer, B., and W. Roether, Field Measurements of Air-Sea Gas Exchange by the Radon Deficit Method During JASIN (1978) and FGGE (1979), Meteor. Forsch. Ergebnisse, A/B 24, 55-75, 1983.
- [Lashansky et al., 93] Lashansky, S. N., N. Ben-Yosef, A. Weitz, Simulation of Ground-Based Infrared Cloudy Sky Images, Optical Engineering, Vol. 32, June 1993, pp. 1290-1297, 1993.
- [Libner, 87] Libner, P., Die Konstantflußmethode: Ein Neuartiges, Schnelles und Lokales Meßverfahren zur Untersuchung von Austauschvorgängen an einer Luft-Wasser Phasengrenze, Dissertation, Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, 1987.
- [Liss, Merlivat, 86] Liss, P. S., and L. Merlivat, Air-sea gas exchange rates: Introduction and synthesis, in The Role of Air-Sea Exchange in Geochemical Cycling, edited by P. Buat-Menard, pp. 113-129, Reidel, Boston, 1986.
- [Longuet-Higgins, 92] Longuet-Higgins, M. S., Capillary Rulers and Bores, Journal of Fluid. Mech., **194**, 1992.
- [Longuet-Higgins, 53] Longuet-Higgins, M.S., Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. Roy. Soc., **A245**(903)535-581, 1953.
- [McAllister, McLeish, 69] McAllister E. D., W. McLeish, Heat Transfer in the Top Millimeter of the Ocean, JGR, Vol. 74, No. 13, pp. 3408-3414, 1969.
- [McIntosh et al., 75] McIntosh D. A., R. L. Street, E. Y. Hsu, The Influence of Air-Water Interfacial Conditions on Turbulent Transfer of Latent and Sensible Heat, Geophysical Research Letters, Vol. 2, No. 1, pp. 12-14, 1975.
- [McKeown, 95] McKeown, W., Radiometric Measurement of Diffusion Zone Thickness, in Air-Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air-Water Gas Transfer, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.
- [Melville et al., 96] Melville, W. K., R. M. Shear, H. Haußecker, B. Jähne, Measurements of the Generation and Evolution of Langmuir Circulations, Submitted to Science, 1996.
- [Mester] Mester, U., Temperaturstrahlung und Strahlungsthermometer, Interne Veröffentlichung der Heimann GmbH, Wiesbaden.
- [Merrit, 59] Merrit, T. P., F. F. Hall, Jr., Blackbody Radiation, Proceedings of the IRE, Vol. 47(2), pp. 1435-1441, 1959.
- [Münsterer, 93] Münsterer, T., Messung von Konzentrationsprofilen gelöster Gase in der Wasserseitigen Grenzschicht, Diplomarbeit, Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, 1993.
- [Münsterer, 96] Münsterer, T., Dissertation, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, in Vorbereitung, 1996.
- [O'Brien, 67] O'Brien, E. E., On the Flux of Heat Through Laminar Wavy Liquid Layers, J. Fluid Mech., Vol. 28, pp. 295-303, 1967.
- [ORIEL, 86] , Schwarzkörperstrahler und Temperaturstandards, Informationsblatt, Fa. L.O.T. ORIEL, Darmstadt, 1986.
- [Özisik, 89] Özisik, M. N., Boundary Value Problems of Heat Conduction, Dover Publications, Inc., New York, 1989.
- [Peng et al., 74] Peng, T.-H., T. Takahashi, and W. S. Broecker, Surface Radon Measurements in the North Pacific Ocean Station PAPA, J. Geophys. Res., 79, 1772-1780, 1974.

- [Peng et al., 79] Peng, T.-H., W. S. Broecker, G. G. Mathieu, Y. H. Li, and A.E. Bainbridge, Radon Evasion Rates in the Atlantic and Pacific Oceans as Determined During the GEOSECS Program, *J. Geophys. Res.*, 84, 2471-2486, 1979.
- [Paulson, Simpson, 81] Paulson, C. A., J. J. Simpson The Temperature Difference Across the Cool Skin of the Ocean, *JGR*, Vol. 86, No. C11, pp. 11044–11054, 1981.
- [Rao et al., 71] Rao, K. N., R. Narasimha, M. A. Badri Narayanan, The 'Bursting' Phenomenon in a Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 48, pp. 339–352, 1971.
- [Reinelt, 94] Reinelt, S., Bestimmung der Transfergeschwindigkeit mittels CFT mit Wärme als Tracer, Diplomarbeit, Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, 1994.
- [Rennert, 87] Rennert, P., H. Schmiedel, C. Weißmantel, Hrsg., *Kleine Enzyklopädie, Physik*, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/M., 1987.
- [Saunders, 67] Saunders, P. M., Aerial Measurements of Sea Surface Temperature in the Infrared, *JGR*, Vol. 72, pp. 4109–4117, 1967.
- [Saunders, 70] Saunders, P. M., Corrections for Airborne Radiation Thermometry, *JGR*, Vol. 75, No. 36, pp. 7596-7601, 1970.
- [Schimpf, 96] Schimpf, U., Diplomarbeit, in Vorbereitung, Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg, 1996.
- [Schlichting, 79] Schlichting, H., *Boundary-layer theory*, McGraw-Hill series in mechanical engineering, 1979.
- [Schlüssel et al., 90] Schlüssel, P., W. J. Emery, H. Grassl, T. Mammen, On the Bulk–Skin Temperature Difference and its Impact on Satellite Remote Sensing of Sea Surface Temperature, *JGR*, Vol. 95, No. C8, pp. 13341–13356, August 1990.
- [Siegenthaler und Sarmiento, 93] Siegenthaler, U., Sarmiento, J. L., Atmospheric Carbon Dioxide and the Ocean, *Nature*, **365**, pp. 119-125, 1993.
- [Smethie et al., 85] Smethie, W. M., T. T. Takahashi, D. W. Chipman, and J. R. Ledwell, Gas Exchange and CO<sub>2</sub> Flux in the Tropical Atlantic Ocean Determined from <sup>222</sup>Rn and pCO<sub>2</sub> Measurements, *J. Geophys. Res.*, 90, 7005-7022, 1985.
- [Soloviev, Schlüssel, 94] Soloviev, A. V. und P. Schlüssel, Parameterization of the Cool Skin of the Ocean and of the Air–Ocean gas Transfer on the Basis of Modelling Surface Renewal, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 24, pp. 1339–1346, 1994.
- [Soloviev und Schlüssel, 95] Soloviev, A. V. und P. Schlüssel, Evolution of Cool Skin and Direct Air–Sea Gas Transfer During Daytime, Submitted to: *Boundary Layer Meteorology*, A. Soloviev, Personal Communication, 1995.
- [Sotos et al., 64] Sotos, C. J. et al., Radiant Interchange View Factors and Limits of Visibility for Differential Cylindrical Surfaces with Parallel Generating Lines, National Aeronautics and Space Administration NASA – Technical Notes D–2525, 1964.
- [Sverdrup et al., 42] Sverdrup, H. V., M. W. Johnson, R. H. Fleming, *The oceans*, Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1942.
- [van Vliet et al., 95] van Vliet, P., F. Hering und B. Jähne, Delft Hydraulic's Large Wind/Wave Flume, in *Air-Water Gas Transfer - Selected Papers from the Third International Symposium of Air-Water Gas Transfer*, Heidelberg, ed. by B. Jähne and E. Monahan Aeon Verlag Hanau, 1995.

- [Wanninkhof, 92] Wanninkhof, R., Relationship Between Gas Exchange and Wind Speed Over the Ocean, *J. Geophys. Res.*, 97, 7373-7381, 1992.
- [Wanninkhof et al., 93] Wanninkhof, R., W. Asher, R. Weppernig, H. Chen, P. Schlosser, C. Langdon, and R. Sambrotto, Gas Transfer Experiment on Georges Bank Using two Volatile Deliberate Tracers, *J. Geophys. Res.*, 98 (C11), 20237-20248, 1993.
- [Watson et al., 91] Watson, A. J., R. C. Upstill-Goddard, and P. S. Liss, Air-sea Exchange in Rough and Stormy Seas, Measured by a Dual Tracer Technique, *Nature*, 349, 145-147, 1991.
- [Wolfe, Zissis, 89] Wolfe, W. L., G. J. Zissis, *The Infrared Handbook, Infrared Information Analysis (IRIA) Center*, ERIM, 3rd Printing, 1989.





# Anhang A

## Tabellarischer Anhang

### A.1 Optische Eigenschaften von reinem Wasser

Die folgende Tabelle enthält den komplexen Brechungsindex  $N = n - ik$  für reines Wasser und die daraus abgeleiteten Größen, die in Kapitel 2.6.2 als Plots dargestellt sind. Die Werte für  $n$ ,  $k$  und  $\beta$  entstammen [Downing, Williams, 75].

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$n$	$k$	$\beta$ [ $\mu\text{m}^{-1}$ ]	$\zeta$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\varrho$	$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$n$	$k$	$\beta$ [ $\mu\text{m}^{-1}$ ]	$\zeta$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\varrho$
2,00000	1,303	0,00100	0,00692	144,50867	0,01731	2,72480	1,157	0,02820	0,13000	7,69231	0,00547
2,02020	1,301	0,00090	0,00560	178,57143	0,01711	2,73224	1,149	0,03800	0,19300	5,18135	0,00512
2,04082	1,301	0,00073	0,00450	222,22222	0,01711	2,73973	1,144	0,04620	0,22700	4,40529	0,00497
2,06186	1,300	0,00062	0,00376	265,95745	0,01701	2,74725	1,139	0,05480	0,26000	3,84615	0,00488
2,08540	1,298	0,00057	0,00310	322,58065	0,01682	2,75482	1,138	0,06490	0,29700	3,36700	0,00508
2,10526	1,298	0,00045	0,00270	370,37037	0,01682	2,76243	1,138	0,07440	0,33400	2,99401	0,00537
2,12766	1,296	0,00040	0,00236	423,72881	0,01662	2,77008	1,139	0,08360	0,37200	2,68817	0,00574
2,15054	1,295	0,00036	0,00210	476,19048	0,01652	2,77778	1,141	0,09270	0,40700	2,45700	0,00620
2,17391	1,294	0,00034	0,00197	507,61421	0,01643	2,78552	1,144	0,10200	0,44200	2,26244	0,00676
2,19780	1,293	0,00034	0,00193	518,13472	0,01633	2,79330	1,149	0,11200	0,47500	2,10526	0,00750
2,22222	1,291	0,00035	0,00195	512,82051	0,01613	2,80112	1,154	0,12100	0,51100	1,95695	0,00824
2,24719	1,289	0,00038	0,00210	476,19048	0,01594	2,80899	1,158	0,13100	0,55300	1,80832	0,00901
2,27273	1,287	0,00042	0,00230	434,78261	0,01575	2,81690	1,161	0,14200	0,60200	1,66113	0,00983
2,29885	1,285	0,00047	0,00254	393,70079	0,01556	2,82486	1,165	0,15400	0,65100	1,53610	0,01081
2,32558	1,282	0,00054	0,00293	341,29693	0,01527	2,83286	1,171	0,16700	0,70700	1,41443	0,01205
2,35294	1,280	0,00065	0,00348	287,35632	0,01508	2,84091	1,177	0,18000	0,76700	1,30378	0,01336
2,38095	1,277	0,00079	0,00418	239,23445	0,01480	2,84901	1,183	0,19400	0,82300	1,21507	0,01481
2,40964	1,274	0,00097	0,00505	198,01980	0,01452	2,85714	1,191	0,20600	0,87500	1,14286	0,01630
2,43902	1,270	0,00123	0,00635	157,48031	0,01415	2,86533	1,199	0,21800	0,92700	1,07875	0,01784
2,46914	1,265	0,00156	0,00795	125,78616	0,01369	2,87356	1,212	0,22900	0,96600	1,03520	0,01969
2,50000	1,261	0,00190	0,00957	104,49321	0,01333	2,88184	1,220	0,23900	1,01200	0,98814	0,02117
2,50627	1,260	0,00195	0,00975	102,56410	0,01324	2,89017	1,233	0,24900	1,05000	0,95238	0,02304
2,51256	1,259	0,00200	0,01000	100,00000	0,01315	2,89855	1,246	0,25800	1,08500	0,92166	0,02486
2,51889	1,257	0,00205	0,01020	98,03922	0,01297	2,90698	1,258	0,26500	1,11500	0,89686	0,02646
2,52525	1,256	0,00207	0,01030	97,08738	0,01288	2,91545	1,271	0,27100	1,1370	0,87951	0,02808
2,53165	1,255	0,00210	0,01040	96,15385	0,01279	2,92398	1,282	0,27600	1,1600	0,86207	0,02947
2,54453	1,252	0,00215	0,01060	94,33962	0,01252	2,93255	1,293	0,28000	1,1780	0,84890	0,03078
2,55102	1,250	0,00219	0,01080	92,59259	0,01235	2,94118	1,305	0,28100	1,1850	0,84388	0,03190
2,55754	1,249	0,00224	0,01100	90,90909	0,01226	2,94985	1,317	0,28200	1,1900	0,84034	0,03304
2,56410	1,247	0,00227	0,01110	90,09090	0,01208	2,95858	1,329	0,28200	1,1870	0,84246	0,03412
2,57069	1,246	0,00231	0,01130	88,49558	0,01200	2,96736	1,342	0,27900	1,1720	0,85324	0,03502
2,57732	1,243	0,00234	0,01140	87,71930	0,01174	2,97619	1,353	0,27600	1,1600	0,86207	0,03577
2,58398	1,241	0,00239	0,01160	86,20690	0,01157	2,98507	1,364	0,27200	1,1400	0,87719	0,03646
2,59067	1,240	0,00243	0,01180	84,74576	0,01148	2,99401	1,376	0,26700	1,1150	0,89686	0,03720
2,59740	1,238	0,00248	0,01200	83,33333	0,01131	3,00300	1,386	0,26200	1,0920	0,91575	0,03777
2,60417	1,235	0,00257	0,01240	80,64516	0,01106	3,01205	1,398	0,25500	1,0570	0,94607	0,03842
2,61097	1,232	0,00270	0,01300	76,92308	0,01081	3,02115	1,407	0,25000	1,0300	0,97087	0,03896
2,61780	1,230	0,00298	0,01430	69,93007	0,01064	3,03030	1,417	0,24300	1,0000	1,00000	0,03947
2,62467	1,227	0,00330	0,01580	63,29114	0,01039	3,03951	1,426	0,23600	0,9670	1,03413	0,03992
2,63158	1,224	0,00402	0,01920	52,08333	0,01015	3,04878	1,434	0,22800	0,9300	1,07527	0,04022
2,63852	1,221	0,00437	0,02080	48,07692	0,00991	3,05810	1,442	0,22000	0,8950	1,11732	0,04055
2,64550	1,218	0,00482	0,02290	43,66812	0,00966	3,06748	1,450	0,21200	0,8570	1,16686	0,04092
2,65252	1,214	0,00536	0,02540	39,37008	0,00935	3,07692	1,457	0,20400	0,8270	1,20919	0,04121
2,65957	1,210	0,00627	0,02960	33,78378	0,00904	3,08642	1,465	0,19500	0,7820	1,27877	0,04158
2,66667	1,205	0,00732	0,03450	28,98551	0,00865	3,09598	1,471	0,18300	0,7320	1,36612	0,04159
2,67380	1,200	0,00855	0,04020	24,87562	0,00828	3,10559	1,476	0,17300	0,6830	1,46413	0,04164
2,68097	1,195	0,01050	0,04900	20,40816	0,00791	3,11526	1,480	0,16300	0,6400	1,56250	0,04160
2,68817	1,191	0,01270	0,05930	16,86341	0,00763	3,12500	1,483	0,15300	0,6010	1,66389	0,04148
2,69542	1,185	0,01450	0,06770	14,77105	0,00721	3,13480	1,486	0,14400	0,5610	1,78253	0,04143
2,70270	1,179	0,01640	0,07620	13,12336	0,00680	3,14465	1,487	0,13400	0,5210	1,91939	0,04113
2,71003	1,172	0,01860	0,08620	11,60093	0,00634	3,15457	1,487	0,12500	0,4840	2,06612	0,04077
2,71739	1,166	0,02050	0,09460	10,57082	0,00596	3,16456	1,487	0,11700	0,4550	2,19780	0,04047





## A.2 Korrekturen für Meerwasser

Für den Wellenlängenbereich von 1.5 bis 15  $\mu\text{m}$  lassen sich die Werte für  $n$  und  $k$  korrigieren. Zu den Werten für reines Wasser (Tabelle A.1) müssen die in der folgenden Tabelle aufgelisteten Korrekturwerte addiert werden [Friedman, 69].

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta n$	$\Delta k$	$\Delta k'$
1.5–8.8	0.006		
9.0–9.2	0.007	-0.001	
9.4–9.6	0.008	-0.001	
9.8–10.0	0.009	-0.001	
10.2–10.6	0.009	-0.002	
10.8–11.0	0.009	-0.003	
11.2	0.009	-0.004	
11.4	0.008	-0.004	
11.6	0.008	-0.005	
11.8	0.007	-0.006	-0.001
12.0	0.007	-0.006	-0.003
12.2–12.6	0.006	-0.006	-0.004
12.8	0.005	-0.006	-0.004
13.0	0.004	-0.006	-0.004
13.2	0.003	-0.006	-0.005
13.4–13.6	0.002	-0.005	-0.005
13.8	0.002	-0.004	-0.005
14.0–14.2	0.001	-0.003	-0.005
14.4–14.8	0.001	-0.002	-0.005
15.0	0.000	-0.001	-0.005

Tabelle A.2: Korrektur des Brechungsindex  $N = n - ik$  von Wasser für den Salzgehalt von Meerwasser.

## A.3 Driftgeschwindigkeiten

Die beiden folgenden Tabellen zeigen Meßwerte der Oberflächengeschwindigkeiten in den Windkanälen in Delft und Heidelberg (aus [Reinelt, 94]).

Delft		Heidelberg	
Wind [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$u_s$ [ $\text{cm s}^{-1}$ ]	Wind [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$u_s$ [ $\text{cm s}^{-1}$ ]
2.5	$4.2 \pm 0.2$	3.4	$10.9 \pm 0.2$
3.2	$5.8 \pm 0.1$	3.6	$11.6 \pm 0.1$
4.4	$7.8 \pm 0.1$	5.4	$17.1 \pm 0.3$
5.7	$9.4 \pm 0.2$	6.9	$25.7 \pm 1.0$
6.4	$10.3 \pm 0.2$	7.0	$24.1 \pm 0.9$
8.2	$15.6 \pm 0.9$	8.5	$32.0 \pm 1.0$
10.2	$21.9 \pm 0.7$	9.6	$45.8 \pm 2.5$
11.0	$26.0 \pm 1.5$		
12.0	$31.0 \pm 2.5$		

Tabelle A.3: Meßwerte der Oberflächengeschwindigkeit. Die Windgeschwindigkeiten werden in folgenden Höhen über der Wasseroberfläche gemessen: 1.5 m (Delft); 30 cm (Heidelberg).

## A.4 Schubspannungsgeschwindigkeiten

Die folgende Tabelle zeigt theoretische Werte für die wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  und den Gradienten der Scherströmung  $\partial u_x/\partial z$  im linearen Teil des Geschwindigkeitsprofils. Die Werte wurden aus den Gleichungen (4.15), (4.16), (4.20) und (4.14) berechnet.

Wind [m s <sup>-1</sup> ]	Heidelberg		Delft		Ozean	
	$u_{*,w}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$\partial u_x/\partial z$ [s <sup>-1</sup> ]	$u_{*,w}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$\partial u_x/\partial z$ [s <sup>-1</sup> ]	$u_{*,w}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$\partial u_x/\partial z$ [s <sup>-1</sup> ]
1	0.131	1.679	0.163	2.605	0.117	1.325
2	0.274	7.282	0.270	7.112	0.239	5.550
3	0.430	18.005	0.391	14.915	0.366	13.069
4	0.604	35.592	0.527	27.096	0.498	24.225
5	0.800	62.439	0.677	44.715	0.636	39.426
6	1.021	101.741	0.842	69.167	0.778	59.037
7	1.271	157.604	1.022	101.901	0.925	83.476
8	1.554	235.602	1.216	144.259	1.076	112.954
9	1.872	341.891	1.424	197.832	1.232	148.080
10	2.230	485.161	1.647	264.645	1.393	189.312
11	2.631	675.333	1.885	346.656	1.557	236.512
12	3.079	924.912	2.138	445.856	1.726	290.642

Tabelle A.4: Theoretische Werte für die wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  und den Gradienten der Scherströmung  $\partial u_x/\partial z$  im linearen Teil des Geschwindigkeitsprofils. Die Windgeschwindigkeiten werden in folgenden Höhen über der Wasseroberfläche gemessen: 10 m ( $u_{10}$ , Ozean); 1.5 m (Delft); 30 cm (Heidelberg).

## A.5 Transfargeschwindigkeiten

### A.5.1 Statistische Analyse

Ozean (Histogramm)		
Wind [m/s]	$k_{600}$ [cm/h]	
0.0	2.62	± 0.83
0.0	3.41	± 1.03
1.0	2.69	± 0.83
3.5	5.17	± 1.65
4.5	7.03	± 2.07
6.0	9.29	± 2.69
9.0	17.31	± 5.07
9.0	20.73	± 6.30
9.5	15.32	± 4.64
11.5	21.95	± 6.75

Ozean ( $\sigma_T \rightarrow \Delta T$ )		
Wind [m/s]	$k_{600}$ [cm/h]	
3.5	9.03	± 1.83
4.5	7.06	± 2.35
6.0	11.22	± 3.12
9.0	22.36	± 5.37
9.0	26.28	± 6.52
9.5	15.52	± 4.83
11.5	26.84	± 6.92

Tabelle A.5: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten (berechnet nach den beiden statistischen Methoden).

### A.5.2 Laser–Abklingkurven

Delft	
Wind [m/s]	$k_{600}$ [cm/h]
2.5	6.68 ± 0.20
5.1	7.75 ± 0.35
6.9	9.90 ± 0.12
9.1	23.55 ± 0.51
11.0	34.50 ± 0.44

Ozean	
Wind [m/s]	$k_{600}$ [cm/h]
3.5	7.81 ± 3.0
6.0	10.42 ± 3.5

Tabelle A.6: Transfargeschwindigkeiten  $k_{600}$  für ein Gas der Schmidtzahl  $Sc = 600$  für verschiedene Windgeschwindigkeiten (berechnet aus Laser Abklingkurven).

# Anhang B

## Implementierung der Simulation

### B.1 Heurisko Workspace

```
#####  
# SIMUL.WS   Workspace zur Simulation der 3D Laser-Abklingkurve #  
#####  
  
# Grosse des Simulationsvolumens (In Bilddefinitionen zu aendern)  
# dx := 101; dy := 61; dz := 200;  
  
# Simulationsvolumen  
float simvol[200][61][101];  
  
# Kamerabild  
float image[61][101];  
  
# ZT(X)-Bild (Zum Abspeichern der zeitlichen Entwicklung des Tiefenprofiles)  
float zt[200][1][123];  
  
# Temperaturerhoehung im Volumen durch Laser (3-D LUT)  
float laser[200][61][101];  
  
# Hilfsbilder zum Erzeugen der Laserintensitaet  
float row[101];      # x-Ausdehnung des Simulationsvolumens 1 pixel = 1 mm  
float col[61][1];   # y-Ausdehnung des Simulationsvolumens 1 pixel = 1 mm  
float depth[200][1][1]; # z-Ausdehnung des Simulationsvolumens 1 pixel = 10 micron  
  
# Bilder zur Berechnung der Volumen-Abstrahlung  
# data: Daten als ascii File abgespeichert, muss eingelesen werden  
# y:i, x: [0]lambda_i [1]B_i(288) [2]B_i(228) [3]deltalambda_i [4]zeta_i  
# volflux: additive Temperaturaenderung in z-Richtung (berechnet sich aus data)  
float data[74][5];  
float volflux[200][1][1];  
  
# image-LUT zum Abspeichern der tiefenabhaengigen und Temperaturabhaengigen  
# Werte, die zum Entstehen des Kamerabildes beitragen.  
# z: Tiefe x:Temperatur 12,...,15,...31 Grad Celsius  
float B_jk[200][1][20];  
  
# Faltungsmasken (allg. [k,1-2k,k], in horizontaler Richtung ist k um den Faktor 10^4  
# kleiner, da die Ortsaufloesung um den Faktor 100 groesser ist)  
# SURFACE RENEWAL MODELL -> Die Summe der Koeffizienten ist 1 - dt/tau, da Waerme verschwindet,  
# mit tau = 2 sec und dt = 1.78E-4 s -> dt/tau = 8.9E-5.  
# NUR FUER DIE VERTIKALE FALTUNG!  
binh := {0.000025,0.99995}; # horizontal  
#binv := {0.25,0.5};      # vertikal (reine Diffusion)  
binv := {0.25,0.499911};  # vertikal (surface renewal)  
  
# LASER: Erzeugen der additiven Temperaturzunahme durch den Laser  
# leistung = Gesamtleistung [Watt]  
# sigmasquare = Varianz der horiz. Ausdehnung des Lasers (sigma^2) [mm^2]  
# zeta = Eindringtiefe der Laserstrahlung [microns]
```

```

operator laser(leistung,sigmasquare,zeta);
# Berechnung der Normierungskonstante (2 Pi Sigma^2 zeta)^-1
float normierung;
normierung = leistung;
normierung = Div(normierung,6.3); # 2 * Pi
normierung = Div(normierung,sigmasquare);
normierung = Div(normierung,zeta);

# Erzeugen eines Zeilen und Spalten-Gauss
row = Wedge({-50,1.0});
col = Wedge({-30,1.0,0.0});
row = Sqr(row); row = Neg(row);
col = Sqr(col); col = Neg(col);
# Standardabweichung 2 sigma^2
row = Div(row,sigmasquare); col = Div(col,sigmasquare);
row = Div(row,2.0); col = Div(col,2.0);
row = Exp(row); col = Exp(col);
# 2-D Gauss (konstant in z) durch Multiplikation der Zeilen und Spalten
laser = row;
laser = Mul(laser,col);

# Erzeugen der exponentiellen Abklingkurve in z-Richtung
depth = Wedge({0.0,10.0,0.0,0.0}); # Stufe 10.0, da dz = 10 microns
depth = Div(depth,zeta); depth = Neg(depth);
depth = Exp(depth);
depth = Mul(depth,normierung);

# Multiplikation des 3-D Gauss mit der Tiefenfunktion
laser = Mul(laser,depth);

# Umrechnen von Leistung in Delta-Temperatur -> [laser] = 1 K
laser = Mul(laser,42.7);
endoperator;

# VOLFLUX: Volumenemission langwelliger Strahlung
# erzeugt einen Vektor in z-Richtung, der die Temperaturabnahme
# pro Volumenelement der Simulation pro Zeitschritt enthaelt [K].
# Er muss bei jedem Zeitschritt von der Temperatur SUBTRAHIERT werden
# ACHTUNG: Dieser Wert gilt nur fuer die Temperaturen Twasser=15C und Tsky= -45C
# [Saunders,70]. Fuer andere Temperaturen muss der Wert fuer B_Twasser-B_Tsky
# neu berechnet werden.
# depthlamb: Hilfsbild mit Termen der Summe, die noch lambda-abhaengig ist (i)
# templamb: Hilfsvektor
operator volflux();
float depthlamb[200][74][1];
float templamb[74][1];
# Lesen der vorab berechneten Werte (siehe Definition v. data)
data = Read("c:\user\hhaus\longrad.asc");
depthlamb = Wedge({0.0,10.0,0.0,0.0}); # Stufe 10.0, da dz = 10 microns
depthlamb = Mul(depthlamb,1.5); # Korrektur fuer Tiefenabsorption
depthlamb = Div(depthlamb,data[][4]);
depthlamb = Neg(depthlamb);
depthlamb = Exp(depthlamb);
depthlamb = Div(depthlamb,data[][4]); # / zeta
depthlamb = Mul(depthlamb,10.0); # * dz
depthlamb = Mul(depthlamb,data[][3]);
templamb = Sub(data[][1],data[][2]);
depthlamb = Mul(depthlamb,templamb);
volflux = Sum(depthlamb);
# Umrechnen von Fluss j_k auf deltaT_k [K]
volflux = Div(volflux,234192.0);
endoperator;

# RANDOBEN: Randbehandlung an der Wasseroberflaeche. Die Faltungsformel
# fuer den oberen Rand hat die Form C0 = 2k*C1 + (1-2k)*C0 + 2(dt/dz)(j/ro/c),
# die Faltung fuer den Bulk die Form C0 = k*C1 + (1-2k)*C0 + k*C-1. Da aber
# bei der Faltung c-1 = 0 angenommen wird, ist der Randterm nicht falsch, sondern
# nur zu klein um den Betrag k*C1 + 2(dt/dz)(j/ro/c). Dieser muss hinzuaddiert werden.
# fluss = Flussdichte an der Wasseroberflaeche [W/m^2] = j_evaporation + j_sensible.
operator randoben(fluss);
float fbild[61][101];
float addfluss;
addfluss = Mul(fluss,0.00854);
addfluss = Mul(addfluss,0.001);
fbild = Mul(simvol[1],0.25);

```



```

fbild = Sub(fbild,addfluss);
simvol[0] = Add(simvol[0],fbild);
endoperator;

# RANDUNTEN: Randbehandlung an der Grenze zum bulk.
# Die Bulktemperatur wird als konstant angenommen. Daher wird der unterste
# Kasten (Bild) nach jedem Simulationsschritt, d.h. jeder Faltung in z-Richtung
# wieder auf die Temperatur T0 gesetzt. Dadurch ragt die Faltungsmaske fuer
# das vorletzte Bild immer in die Temperatur T0.
operator randunten(T0);
  simvol[199] = T0;
endoperator;

# RANDAUSSEN: Randbehandlung an der vertikalen Berandung des Simulationsvolumens.
# Es werden zyklische Randbedingungen angenommen. Die Temperaturen an den Aussen-
# grenzen des Simulationsvolumens werden daher denen an den gegenueberliegenden
# Waenden gleichgesetzt. Und zwar immer dem vorletzten vor der Wand, da die aeusseren
# durch die Faltung mit 0 verfaelscht werden.
operator randaussen();
  simvol[] [] [0] = simvol[] [] [99];
  simvol[] [] [100] = simvol[] [] [1];
  simvol[] [0] [] = simvol[] [59] [];
  simvol[] [60] [] = simvol[] [1] [];
endoperator;

# IMAGELUT: Berechnen der Verschiebe-LUT zur Berechnung der Bildintensitaet
# Das Bild B_jk enthaelt in z-Richtung den Beitrag dieser Tiefenschicht zum
# Kamerabild. Da nicht a priori bekannt ist, welche Temperatur in dieser Tiefe
# vorliegt, ist die LUT temperaturabhaengig (in x-Richtung). Um das Kamerabild
# an einem Punkt zu erhalten, muss die LUT:
# 1. verschoben werden, so dass die richtigen Temperaturen uebereinander liegen und
# 2. ueber die Tiefe (in z-Richtung) aufaddiert werden
# Die dazu noetige Verschiebung betraegt T(z)-T0. Danach stehen die richtigen
# Temperaturen in B_jk[] [3]
operator ImageLUT();
  float camera[10] [22];
  float B_ij[10] [20];
  float B_ijk[200] [10] [20];
  float e_jk[200] [10] [1];

  # Lesen der vorab berechneten Werte fuer zeta_j, s_j, und B(j,T_i)
  camera = Read("c:\user\hhaus\camera.asc");
  # Umkopieren der Werte B(j,T_i) in ein 3D-Bild
  B_ij = camera[] [2:]; B_ijk = B_ij;
  # Erzeugen des tiefenabhaengigen Absorptionskoeffizienten, wellenlaengenabhaengig
  e_jk = Wedge({0.0,10.0,0.0,0.0}); # Schrittweite 10, da dz = 10 microns
  e_jk = Div(e_jk,camera[] [0]); # camera[] [0] enthaelt die Werte zeta_j
  e_jk = Neg(e_jk); e_jk = Exp(e_jk);
  e_jk = Div(e_jk,camera[] [0]); # Faktor 1/zeta
  # Multiplikation der Extinktionswerte mit den spektralen Empfindlichkeiten
  e_jk = Mul(e_jk,camera[] [1]);
  # Multiplikation der Planckkoeffizienten mit der Tiefenabhaengigkeit und Empfindlichkeit
  B_ijk = Mul(B_ijk,e_jk);
  # Integration (Summe) ueber die Wellenlaengen
  B_jk = Sum(B_ijk);
endoperator;

# IMAGE: Erzeugt aus der gegebenen Temperaturverteilung im 3D Simulationsvolumen
# und der tiefen- und temperaturabhaengigen Planckterme die Intensitaets-
# verteilung auf dem Kamerabild (image).
# B_jk muss vorher mit ImageLUT() erzeugt werden.
operator Image();
  float shift[200] [1] [1];
  float temp[200] [1] [101];
  float B_jk_temp[200] [1] [20];

  image = 0.0;
  scan(image,y,simvol,y);
  temp = simvol;
  scan(image,x,temp,x);
  shift = temp;
  shift = Sub(temp,15.0); # Temperaturdifferenz um dT=T(z)-T_0
  B_jk_temp = Shift(B_jk,shift); # Verschieben der Temperaturen um dT
  image = Sum(B_jk_temp[] [0] [3]); # Aufaddieren der Tiefenbeitraege an
  endscan; # der Stelle T_0+dT

```

```

endscan;
endoperator;

# INIT_SIM: Hier werden die LUTs berechnet und die Startwerte initialisiert
operator init_sim();
simvol = 15.0;
laser(17.3,25.0,11.5);
showlaserxz();
volflux();
ImageLUT();
endoperator;

# SHIFT: Schiebt den Inhalt des Simulationsvolumens um V_SURF [Pixel] in positive
# x-Richtung. Nur positive shifts bis zu 101, zyklisch, d.h. ein shift
# um 101 ergibt das Originalbild, wenn man einen negativen shift der
# Groesse dx will, dann muss man um 101-dx nach rechts schieben.
# Die Groesse DV_DZ gibt den Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes an.
# Pro Tiefenschritt (10 micron) wird die Verschiebung um DV_DZ [pixel/Schritt]
# kleiner (VORSICHT: Bei zu grossem Gradienten kann die Verschiebung ab einer
# bestimmten Tiefe negativ werden)
operator shift(v_surf,dv_dz);
float tempimg[61][202];
float shift[200][1][1];
float gradient[200][1][1];
float wz[4];
wz = 0.0; wz[1] = dv_dz;
shift = 101.0;
gradient = v_surf;
shift = Sub(shift,gradient);
gradient = Wedge(wz);
shift = Add(shift,gradient);
scan(simvol,z,shift,z);
tempimg = simvol; tempimg[][101:] = simvol;
simvol = Shift(tempimg,shift);
endscan;
endoperator;

# SIMULATION: Dies ist der Operator, der die Simulation durchfuehrt
operator simulation();
short bildnummer;
string snummer;
string filename;
bildnummer = 0;
SetFormat(bildnummer,"%03d");
Image();
Write("c:\user\hhaus\nullbild.raw",image);
repeat(3); # 3 * 16.66 ms
repeat(93); # LASER AN, 93 Simulationsschritte = 16.66 ms = 1 Halbbild
simvol = Add(simvol,laser); # Temperaturerhoehung durch Laser
simvol = Sub(simvol,volflux); # Temperaturerniedrigung durch longwave emission
shift(0.017857,0.000105); # Konvektion mit Scherstroemung
simvol = ConvSep(simvol,binv,"zs"); # Diffusion vertikal
simvol = ConvSep(simvol,binh,"xsys"); # Diffusion horizontal
simvol = Add(simvol,0.001335); # Korrektur ... + dt/tau*C_0 fuer Surface Renewal Modell
randoben(150.0); # Randbedingung oben, Oberflaechenfluss 150 W/m^2
randunten(15.0); # Randbehandlung unten, bulk Temperatur
randaussen(); # periodische Randbedingungen
endrepeat;
zt[][0][bildnummer] = simvol[][30][50]; # Tiefenschnitt in zt-bild speichern
Image();
bildnummer = Add(bildnummer,1);
endrepeat;
repeat(10); # 12 * 10 * 16.66 ms = 2 s
repeat(12); # Alle 12 Halbbilder = 0.2 s wird das Simulationsvolumen abgespeichert
repeat(93); # LASER AUS, 93 Simulationsschritte = 16.66 ms = 1 Halbbild
simvol = Sub(simvol,volflux); # Temperaturerniedrigung durch longwave emission
shift(0.0,0.000105); # Konvektion mit Scherstroemung
simvol = ConvSep(simvol,binv,"zs"); # Diffusion vertikal
simvol = ConvSep(simvol,binh,"xsys"); # Diffusion horizontal
simvol = Add(simvol,0.001335); # Korrektur ... + dt/tau*C_0 fuer Surface Renewal Modell
randoben(150.0); # Randbedingung oben, Oberflaechenfluss 150 W/m^2
randunten(15.0); # Randbehandlung unten, bulk Temperatur
randaussen(); # periodische Randbedingungen
endrepeat;

```

```
zt[][0][bildnummer] = simvol[][30][50]; # Tiefenschnitt in zt-bild speichern
Image();
bildnummer = Add(bildnummer,1);
endrepeat;
endrepeat;
endoperator;
```



# Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Bernd Jähne für die Möglichkeit diese interessante Arbeit in seiner Arbeitsgruppe am Interdisziplinären Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen durchführen zu können. Ich bedanke mich für die zahlreichen Diskussionen und Hilfestellungen in kritischen Situationen im Laufe der letzten zwei Jahre. Ebenso möchte ich mich für die Gelegenheit bedanken, an mehreren internationalen Meßkampagnen teilnehmen zu können, sowie mir mehrere Forschungsaufenthalte am Scripps Institution of Oceanography, San Diego, zu ermöglichen.

Herrn Prof. Dr. Ulrich Platt danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Die Durchführung der Ozeanmessungen wäre nicht möglich gewesen, ohne das technische Know-How und die schnelle Realisierung des Ozeaninstrumentes durch den ‘Marine Science & Development Shop’ des Scripps Institution of Oceanography, San Diego. Mein besonderer Dank gilt hierbei Dave Malmberg, dessen Sachverstand, Kreativität und persönlicher Einsatz entscheidend zum Gelingen der Messungen beigetragen haben und der als Freund immer zur Seite stand, wenn Not am Mann war.

Während der Forschungsfahrt im Rahmen der MBL/CoOP cruise war die Crew der ‘New Horizon’ stets hilfsbereit und hat zu einem reibungslosen Ablauf der Messungen beigetragen. Stellvertretend sei hier dem Resident Technician, Gene Pollard gedankt, der als Bindeglied zwischen Besatzung und Wissenschaftlern, die Technik des Schiffes unter Kontrolle hatte und mehrmals, bei rauher See, den totalen Verlust des Instrumentes verhindern konnte.

Mein besonderer Dank gilt auch mehreren Wissenschaftlern vom Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI). An erster Stelle möchte ich mich bei Dr. Erik Bock bedanken, dessen Erfahrung manche Katastrophe an Bord der ‘New Horizon’ verhindert hat. Während gemeinsamer Messungen in Heidelberg und an Bord der ‘New Horizon’ war er stets zur Stelle, wenn Not am Mann war. Ebenso bedanke ich mich bei Dr. Wade McGillis, Dr. Nelson Frew, Prof. Tetsu Hara und Andrey Karachintsev für die Unterstützung bei den gemeinsamen Messungen. Dr. James Edson danke ich herzlich für die Auswertung der meteorologischen Daten.

Während mehrerer Forschungsaufenthalte am Scripps Institution of Oceanography, San Diego, standen mir Robert Shear und Erik Terrill stets freundschaftlich zur Seite. Dafür möchte ich mich auch bei ihnen bedanken.

Ebenso möchte ich mich bei meinen Kollegen Jochen Klink, Jochen Dieter und Sven Weber bedanken, die mir bei den Vorbereitungen der Messungen und während der Forschungsfahrt an Bord der ‘New Horizon’ eine unentbehrliche Hilfe waren. Ihre Einsatzbereitschaft ging weit über das normale Maß hinaus.

Meinen Kollegen am Interdisziplinären Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen und am Institut für Umweltphysik danke ich für die vielfältigen Unterstützungen und Hilfen. Ohne auf die besonderen Kenntnisse und Eigenschaften jedes einzelnen einzugehen, seien hier vor allem Günther Balschbach, Markus Beyer, Peter Geißler, Hermann Gröning, Dr. Frank Hering, Hermann Lauer, Carsten Leue, Thomas Münsterer, Dominik Schmundt und Dr. Stefan Waas erwähnt. Jeder einzelne hat seinen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigesteuert. Mein besonderer Dank gilt den Mitgliedern der Infrarotgruppe Sebastian Reinelt und Uwe Schimpf. Sie haben dabei geholfen, die Geheimnisse der verwendeten Infrarotkamera zu lüften.

Ein herzlicher Dank gilt weiterhin meinen Eltern, die mir stets zur Seite standen.

Nicht zuletzt, sondern an allererster Stelle, gilt ein ganz besonders herzlicher Dank meiner Ehefrau Corinna Haußcker, ohne deren Liebe und Rücksichtnahme die Durchführung dieser Arbeit nicht in der Form möglich gewesen wäre. Zusätzlich möchte ich mich für ihr unermüdliches Korrekturlesen bedanken, das durch keinen Spell-Checker der Welt zu ersetzen ist.

