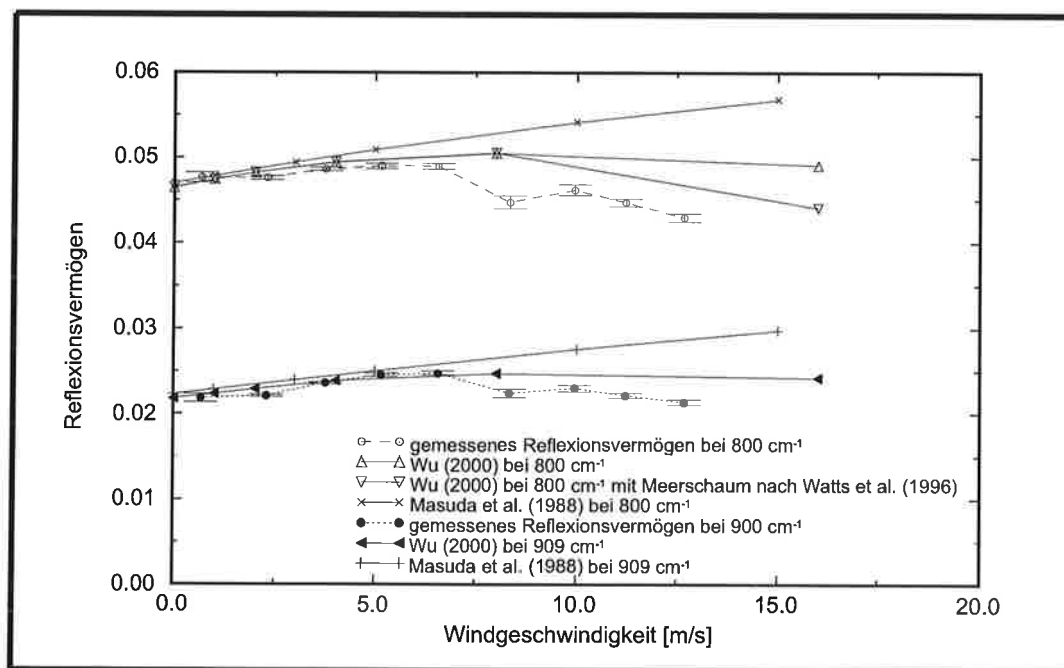




# Max-Planck-Institut für Meteorologie

## EXAMENSARBEIT Nr. 79



### MESSUNGEN DES REFLEXIONSVERMÖGENS DER MEERESOBERFLÄCHE IM INFRAROTEN SPEKTRALBEREICH MIT DEM "OCEAN ATMOSPHERE SOUNDING INTERFEROMETER SYSTEM" (OASIS)

von  
Lars Fiedler

HAMBURG, Oktober 2000

ISSN 0938-5177

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Autor:

Lars Fiedler

Max-Planck-Institut  
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT  
FÜR METEOROLOGIE  
BUNDESSTRASSE 55  
D - 20146 HAMBURG  
GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0  
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298  
E-Mail: <name> @ dkrz.de

ISSN 0938-5177

Messungen des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche  
im infraroten Spektralbereich mit dem  
„Ocean Atmosphere Sounding Interferometer System“  
(OASIS)

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften im Fachbereich  
Geowissenschaften  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Lars Fiedler  
aus  
Hamburg

Hamburg 2000

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg  
auf Grund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. Hartmut Graßl  
und Herrn Dr. Stephan Bakan

Hamburg, den 12. Juli 2000

Prof. Dr. U. Bismayer  
Dekan des Fachbereichs Geowissenschaften

## Zusammenfassung

Für die Fernerkundung der Ozeanoberflächentemperatur im infraroten Spektralbereich muss das Emissionsvermögen bzw. das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche bekannt sein. In der vorliegenden Arbeit wird das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche aus Messungen auf- und abwärts gerichteter Strahldichten abgeleitet. Dafür wurde das „Ocean Atmosphere Sounding Interferometer System“ (OASIS) entwickelt und verschiedene Messkampagnen durchgeführt. Die Messergebnisse werden mit Modellrechnungen verglichen, die das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und vom Blickwinkel beschreiben. Es zeigt sich, dass die Modelle die Abnahme des gemessenen Reflexionsvermögens oberhalb von 7 m/s Windgeschwindigkeit und bei 55° Blickwinkel deutlich unterschätzen. Dieser Unterschied wird auf den Einfluss von Meerschaum zurückgeführt, der eine Abnahme des Reflexionsvermögens bei höheren Windgeschwindigkeiten verursacht und von den Modellen in der Regel nicht berücksichtigt wird. Es wird gezeigt, dass die einzige existierende Parameterisierung, die den Einfluss von Meerschaum berücksichtigt, das Reflexionsvermögen von Meerschaum zu hoch ansetzt und deshalb die Abnahme des gemessenen Reflexionsvermögens oberhalb von 7 m/s nicht richtig wiedergibt. Der komplexe Brechungsindex von Wasser, der den Modellrechnungen zu Grunde liegt, ist im Bereich des atmosphärischen Fensters zwischen 800 und 1200  $\text{cm}^{-1}$  mit Unsicherheiten von bis zu 10 % behaftet. Der spektrale Verlauf des komplexen Brechungsindex wird anhand der vorliegenden Messungen validiert.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche im infraroten Spektralbereich</b>	<b>10</b>
2.1	Der komplexe Brechungsindex . . . . .	10
2.2	Das Reflexionsvermögen einer ebenen Wasseroberfläche . . . . .	13
2.3	Das Reflexionsvermögen einer rauen Meeresoberfläche . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche aus gemessenen Strahldichten</b>	<b>22</b>
3.1	Die Strahlungsübertragung im infraroten Spektralbereich . . . . .	22
3.2	Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche aus gemessenen auf- und abwärtsgerichteten Strahldichten . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Das „Ocean Atmosphere Sounding Interferometer System“ (OASIS)</b>	<b>31</b>
4.1	Das Messprinzip eines Interferometers . . . . .	31
4.2	Die mathematische Beschreibung der Interferometer-Messungen . . . . .	34
4.2.1	Die spektrale Auflösung . . . . .	36
4.2.2	Die höchste detektierbare Wellenzahl . . . . .	38
4.2.3	Die Detektoren . . . . .	39
4.3	Der Aufbau des Mess-Systems OASIS . . . . .	40
4.3.1	Der Umlenkspiegel . . . . .	42
4.3.2	Die Kalibrationsschwarzkörper . . . . .	42



4.4	Die Kalibration von OASIS . . . . .	45
4.4.1	Der lineare Kalibrationsansatz . . . . .	46
4.4.2	Die Korrektur der Detektor-Nicht-Linearität . . . . .	48
4.5	Die Messgenauigkeit von OASIS . . . . .	56
4.5.1	Das Rauschverhalten von OASIS . . . . .	56
4.5.2	Die absolute Genauigkeit von OASIS . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Die Feldexperimente</b>	<b>61</b>
5.1	Das „Graal-Müritz Emissivity Experiment“ . . . . .	61
5.2	Das Experiment DACHEX . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>65</b>
6.1	Das Reflexionsvermögen bei $2130\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	65
6.1.1	Validation der Methode zur Bestimmung des Reflexionsvermögens . . . . .	67
6.2	Die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens bei $2130\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	68
6.3	Der Einfluss von Oberflächenfilmen auf das Reflexionsvermögen . . . . .	75
6.4	Vergleich der SST aus OASIS-Messungen und Radiometermessungen . . . . .	78
6.5	Das Reflexionsvermögen zwischen $800$ und $1200\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	82
<b>7</b>	<b>Schlussbetrachtungen</b>	<b>90</b>
<b>8</b>	<b>Danksagung</b>	<b>93</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>94</b>
	<b>Anhang</b>	<b>102</b>

---

# 1 Einleitung

Da die Erde zu etwa 70 % mit Wasser bedeckt ist, haben die Wechselwirkungsprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre einen entscheidenden Einfluss auf das Wetter- und Klimageschehen der Erde. Die Ozeanoberflächentemperatur (SST) ist ein wichtiger Parameter für die Austauschprozesse an der Meeresoberfläche. Mit Hilfe satellitengestützter Fernerkundung werden globale Felder der Ozeanoberflächentemperatur in hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung, z.B. im Rahmen des „Pathfinder Programms“, der NOAA<sup>1</sup> und NASA<sup>2</sup> abgeleitet (Smith et al., 1996). Diese Daten werden beispielsweise für die Untersuchung der ozeanischen Zirkulation verwendet (Martinez-Diaz-De-Leon et al., 1994; Gilman und Rothstein, 1994) und für die Ableitung von Klimatologien der Wasserbilanz mit herangezogen (Bakan et al., 2000). Die Kohlendioxidaufnahme der Ozeane wird durch die SST beeinflusst, da die Löslichkeit von Kohlendioxid in Wasser umgekehrt proportional zur Temperatur ist (Robertson und Watson, 1992; Van Scoy et al., 1995). Fernerkundete Ozeanoberflächentemperaturen werden deshalb zur Abschätzung der Aufnahme von Kohlendioxid durch die Ozeane benutzt (Stephens et al., 1995; Ewald, 1999). Außerdem werden die vom Satelliten fernerkundeten SSTs bei der Erstellung von Klimatologien der Ozeanoberflächentemperatur eingesetzt (Parker et al., 1995). Diese Klimatologien werden beispielsweise zum Antrieb von Zirkulationsmodellen verwendet und dienen damit zur Untersuchung der Klimavariabilität (Hurrell und Trenberth, 1999). Der Unterschied zwischen der fernerkundeten Temperatur der obersten Mikrometer des Ozeans und der durch Schiffe und Bojen *in situ* gemessenen Temperatur in einigen Metern Tiefe (Bulk-Temperatur) sollte dabei berücksichtigt werden (Hurrell und Trenberth, 1999), da durch die kühle Haut des Ozeans und die Erwärmung der Deckschicht durch solare Strahlung deutliche Unterschiede zwischen diesen beiden Temperaturen existieren (Schlüssel et al., 1990).

Neben der satellitengestützten Fernerkundung wird die SST in Feldmesskampagnen durch Flugzeug- oder Schiffsmessungen radiometrisch erfasst. In prozessorientierten Studien wird der Einfluss der molekularen thermischen Grenzschicht auf die Austauschprozesse untersucht und der Zusammenhang zwischen Ozeanoberflächentemperatur und Bulk-Temperatur parameterisiert (Schlüssel, 1995; Wick et al., 1996). Radiometrische Flugzeug- und Schiffsmessungen der SST werden außerdem durchgeführt, um die aus Satellitenmessungen abgeleiteten Ozeanoberflächentemperaturen zu validieren (Coppin et al., 1991; Barton et al., 1995; Thomas und

---

<sup>1</sup>National Oceanographic and Atmospheric Administration

<sup>2</sup>National Aeronautics and Space Administration

Turner, 1995; Schlüssel, 1995; Barton und Prata, 1999; Donlon et al., 1999a; Keogh et al., 1999).

Eine notwendige Voraussetzung für die Fernerkundung der Ozeanoberflächentemperatur ist die Kenntnis des Reflexionsvermögens bzw. des Emissionsvermögens der Meeresoberfläche. Um die SST mit einer Genauigkeit von 0.3 °C fernzuerkunden, wie dies im Rahmen des TOGA<sup>3</sup>-Programms gefordert wurde (Zavody et al., 1994), muss das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche bis auf 0.5% bekannt sein (Wu und Smith, 1997).

Das Reflexionsvermögen ist spektral variabel. Es hängt außerdem vom Zustand der Meeresoberfläche und damit im Wesentlichen von der Windgeschwindigkeit ab. Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche wird bislang nur anhand von Modellrechnungen bestimmt. Basis der Modellrechnungen ist zum einen die relevante Materialkonstante des Wassers, der komplexe Brechungsindex, zum anderen die Parameterisierung der Rauigkeit bzw. Neigung der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. In den Modellen werden Oberflächenphänomene wie die Oberflächenfilme vernachlässigt, die Schaumbedeckung wird nur von einem Modell berücksichtigt. Zwischen existierenden Modellen des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche treten deutliche Unterschiede auf. Sie sind teilweise auf Unsicherheiten des komplexen Brechungsindex zurückzuführen. Vor allem im Bereich des für die Fernerkundung wichtigen atmosphärischen Fensters zwischen 800 und 1200 cm<sup>-1</sup> sind größere Unsicherheiten des komplexen Brechungsindex festzustellen. Der andere Teil der Unterschiede ist auf unterschiedliche Ansätze bei der Parameterisierung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens zurückzuführen.

Eine systematische Überprüfung der verschiedenen Modellergebnisse, insbesondere der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit anhand von Messungen existiert nicht. Bei ersten Messungen des Reflexionsvermögens im Infrarot von Saunders (1968) ist das Transmissionsvermögen der Atmosphäre zwischen Messgerät und Meeresoberfläche trotz unterschiedlicher optischer Weglängen zwischen 30 und 200 m nicht berücksichtigt worden. Neben Saunders (1968) sind nur die Untersuchungen von Wu und Smith (1997) bekannt, in denen Modellergebnisse mit Messungen des Reflexionsvermögens verglichen werden. Allerdings liegen diese Messungen nur für einen Wert der Windgeschwindigkeit vor (Smith et al., 1996), sodass die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens anhand dieser Messungen nicht abgeleitet werden kann.

---

<sup>3</sup>Tropical Ocean Global Atmosphere

---

In dieser Arbeit wird aus auf- und abwärts gerichteten Strahldichte-Messungen mit dem „Ocean Atmosphere Sounding Interferometer System“ (OASIS) das Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche abgeleitet. Die Messungen wurden auf der Ostsee bei Windgeschwindigkeiten zwischen 0 und 13 m/s durchgeführt. Es sind seit Saunders (1968) die ersten systematischen Messungen der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens im infraroten Spektralbereich.

## 2 Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche im infraroten Spektralbereich

An einer Grenzfläche, also zwischen zwei Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex, ist die Strahlung beim Übergang von einem Medium in das andere Reflexions-, Absorptions- und Brechungsphänomenen unterworfen. Mit Hilfe der Fresnelschen Formeln lassen sich diese Phänomene an einer ebenen Grenzfläche beschreiben, wenn der komplexe Brechungsindex  $\hat{n}(\kappa)$  in Abhängigkeit von der Wellenzahl  $\kappa$  bekannt ist. Eine größere Anzahl von Autoren hat sich seit den 1960er-Jahren mit der Bestimmung des komplexen Brechungsindex von Wasser bzw. Meerwasser beschäftigt. Damit wurde eine Voraussetzung für die Fernerkundung der Ozeanoberflächentemperatur geschaffen.

Da die Fresnelschen Formeln nur die Wechselwirkung an einer ebenen Grenzfläche darstellen, reicht dieser Ansatz für die Beschreibung einer natürlichen Meerwasser-oberfläche nicht aus, da der Einfluss von Wellen vernachlässigt wird. Deshalb wird die Struktur der Ozeanoberfläche bzw. die Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit bei der Berechnung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche zusätzlich berücksichtigt.

In dieser Arbeit wird das Reflexionsvermögen aus Messungen der aufwärts- und abwärtsgerichteten Strahldichten, die nahe der Meeresoberfläche gemacht wurden, abgeleitet.

### 2.1 Der komplexe Brechungsindex

Der komplexe Brechungsindex von Wasser oder Meerwasser stellt die Basis für die Berechnung des Emissions- und Reflexionsvermögens einer ebenen Wasser- bzw. Meeresoberfläche mit Hilfe der Fresnelschen Formeln dar. Der Realteil  $n(\kappa)$  beschreibt die Reflexions- und Brechungseigenschaften der Grenzfläche, während der Imaginärteil die Absorptionseigenschaften  $k(\kappa)$  des jeweiligen Mediums charakterisiert.

$$\hat{n}(\kappa) = n(\kappa) + i k(\kappa) \quad (1)$$

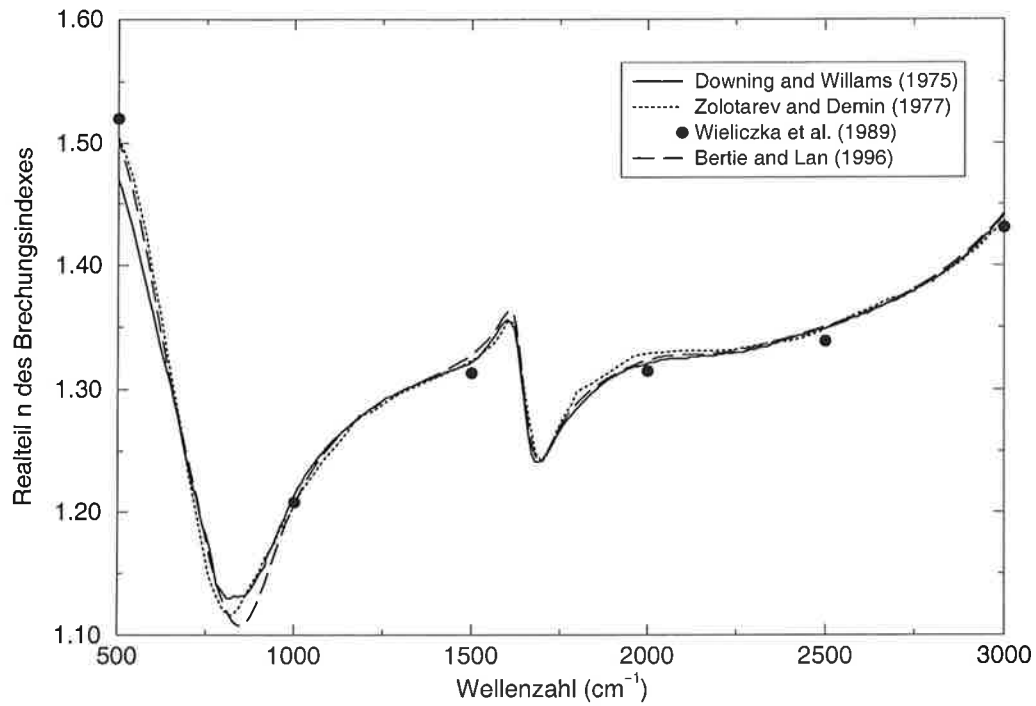


Abbildung 1: Realtail des Brechungsindex.

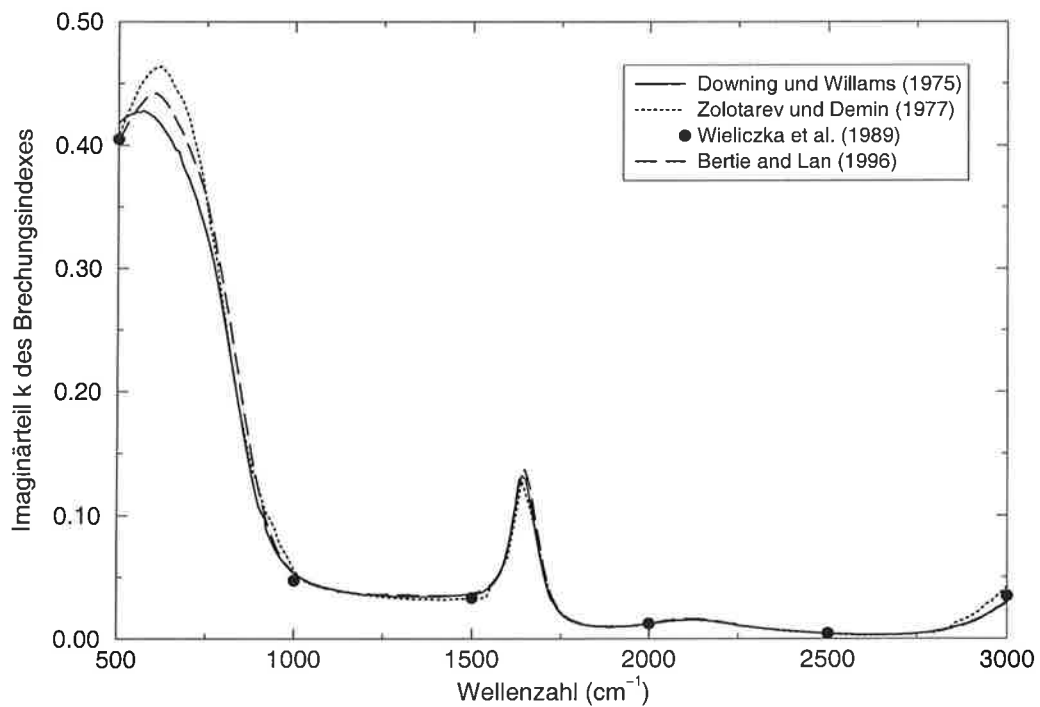


Abbildung 2: Imaginärteil des Brechungsindex.

In Abbildung 1 ist ein Vergleich des Realteils des komplexen Brechungsindex für den Spektralbereich zwischen  $500$  und  $3000\text{ cm}^{-1}$  ( $20$  bis  $3.3\text{ }\mu\text{m}$ ) von reinem Wasser, basierend auf den Veröffentlichungen von Downing und Willams (1975), Zolotarev und Demin (1977), Wieliczka et al. (1989) und Bertie und Lan (1996), dargestellt. Die größten Unterschiede treten im atmosphärischen Fenster bei etwa  $800\text{ cm}^{-1}$  auf und liegen bei  $\pm 1\%$ . Im Gegensatz zum Realteil sind beim Imaginärteil des komplexen Brechungsindex deutlich größere Unterschiede von bis zu  $10\%$  bei  $650\text{ cm}^{-1}$  festzustellen (Abbildung 2).

Der Brechungsindex von Wasser wird neben seiner spektralen Abhängigkeit auch vom Gehalt gelöster Stoffe beeinflusst. Dabei verändern gelöste Salze vor allem im Bereich des infraroten Fensters zwischen  $800$  und  $1200\text{ cm}^{-1}$  den Brechungsindex gegenüber reinem Wasser. Generell erhöhen gelöste Salze wie z.B. Natriumchlorid, Magnesiumchlorid, Kaliumhydrogencarbonat und Magnesiumsulfid das Reflexionsvermögen (Hobson und Willams, 1971; Kropotkin et al., 1966). Während Hobson und Willams (1971) nur singuläre Salzlösungen untersuchten, finden sich bei Kropotkin et al. (1966) vor allem Vergleiche zwischen verschiedenen natürlichen Süßwasserarten und Schwarzmeerwasser. Friedmann (1969) hat den Einfluss gelöster Salze auf den komplexen Brechungsindex anhand von künstlichem Meerwasser im Bereich  $666$  bis  $6666\text{ cm}^{-1}$  ( $15$  bis  $1.5\text{ }\mu\text{m}$ ) untersucht. Für den Bereich von  $1111$  bis  $6666\text{ cm}^{-1}$  ( $9$  bis  $1.5\text{ }\mu\text{m}$ ) wird lediglich eine Korrektur des Realteils des Brechungsindex von  $+0.006$  empfohlen, der Extinktionskoeffizient wird in diesem Spektralbereich nicht beeinflusst. Für den Realteil des Brechungsindex wird im Bereich  $1111$  bis  $666\text{ cm}^{-1}$  eine spektral abhängige Korrektur angegeben. Im Bereich von  $666$  bis  $1111\text{ cm}^{-1}$  ( $15$  bis  $9\text{ }\mu\text{m}$ ) wird eine Abnahme des Extinktionskoeffizienten und eine Verschiebung der Absorptionsbande bei  $1111\text{ cm}^{-1}$  ( $9\text{ }\mu\text{m}$ ) festgestellt. Dies führt zwischen  $870$  bis  $6666\text{ cm}^{-1}$  zu einer Zunahme des Reflexionsvermögens von Salzwasser gegenüber reinem Wasser. Unterhalb von  $870\text{ cm}^{-1}$  überwiegt hingegen das Reflexionsvermögen von reinem Wasser (Friedmann, 1969).

Hale und Query (1972) untersuchten die Temperaturabhängigkeit des komplexen Brechungsindex. Der komplexe Brechungsindex wurde für  $5$ ,  $27$  und  $70\text{ }^\circ\text{C}$  Wassertemperatur anhand von Reflexionsmessungen bestimmt. Dabei wurde eine geringe Abhängigkeit des Realteils des Brechungsindex von der Temperatur zwischen  $5\text{ }^\circ\text{C}$  und  $27\text{ }^\circ\text{C}$  Wassertemperatur im Bereich zwischen  $350$  und  $2800\text{ cm}^{-1}$  festgestellt. Nur in unmittelbarer Nähe der starken Absorptionsbanden bei  $1640$  und  $850\text{ cm}^{-1}$  ist eine stärkere Temperaturabhängigkeit festzustellen. Der Realteil des komplexen Brechungsindex ist bei  $5\text{ }^\circ\text{C}$  und  $1640\text{ cm}^{-1}$  größer als bei  $27\text{ }^\circ\text{C}$  und bei  $850\text{ cm}^{-1}$

und 5 °C kleiner als bei 27 °. Für den Imaginärteil des komplexen Brechungsindex, den Extinktionskoeffizienten, liegt ein Vergleich bei verschiedenen Temperaturen nur im Spektralbereich 2800 bis 3800 cm<sup>-1</sup> und 350 bis 1850 cm<sup>-1</sup> vor. Dabei ist der für die Fernerkundung relevante Bereich von 1000 bis 1500 cm<sup>-1</sup> mit großen Unsicherheiten behaftet. So ist es nicht möglich, anhand der Untersuchung von Hale und Query (1972) eine eindeutige Temperaturabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten außerhalb der starken Absorptionsbanden abzuleiten.

## 2.2 Das Reflexionsvermögen einer ebenen Wasseroberfläche

Der Reflexionskoeffizient  $\rho$  ist das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Strahlung. Der Reflexionskoeffizient lässt sich mit Hilfe der Fresnelschen Formeln und des komplexen Brechungsindex berechnen. Die nach Augustin Fresnel (1788 - 1827) benannten Formeln sind jeweils für die parallel  $\rho_{\parallel}$  und senkrecht  $\rho_{\perp}$  zur Einfallsebene gegebene Komponente des elektrischen Feldes mit den Amplituden  $E_r$  und  $E_i$  dargestellt

$$\rho_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{\hat{n}_2 \cos \theta_i - \hat{n}_1 \cos \theta_t}{\hat{n}_2 \cos \theta_i + \hat{n}_1 \cos \theta_t} \quad (2)$$

$$\rho_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{\hat{n}_1 \cos \theta_i - \hat{n}_2 \cos \theta_t}{\hat{n}_1 \cos \theta_i + \hat{n}_2 \cos \theta_t} \quad (3)$$

Entsprechend Abbildung 3 charakterisieren die Indizes  $i$ ,  $r$  und  $t$  jeweils die einfallende, reflektierte und transmittierte Strahlung.

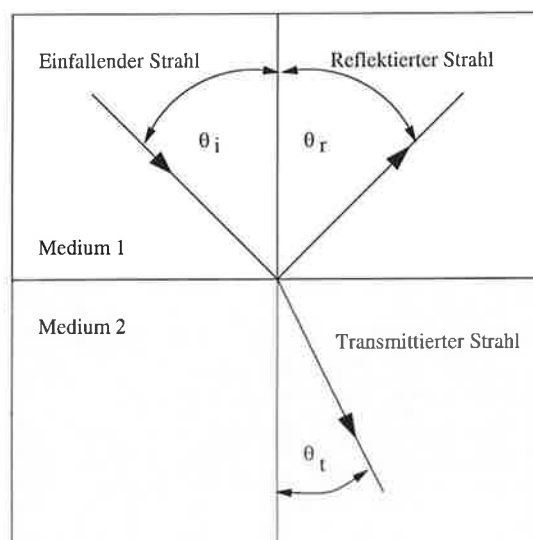


Abbildung 3: Reflexion, Transmission und Brechung an einer Grenzfläche.



Der Transmissionswinkel  $\theta_t$  lässt sich mit Hilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes berechnen. Es beschreibt den Zusammenhang zwischen Einfallswinkel und Transmissionswinkel in Abhängigkeit vom Brechungsindex

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{\hat{n}_2}{\hat{n}_1}. \quad (4)$$

Da der Brechungsindex für Luft  $\hat{n}_1$  näherungsweise 1 ist, ergibt sich für den Transmissionswinkel  $\theta_t$  aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz:

$$\cos \theta_t = \frac{\sqrt{\hat{n}_2^2 - \sin^2 \theta_i}}{\hat{n}_2}. \quad (5)$$

Damit kann der Kosinus des Transmissionswinkels in den Fresnelschen Formeln ersetzt werden. Das Reflexionsvermögen  $R$  einer ebenen Wasseroberfläche ergibt sich aus dem Quadrat des Reflexionskoeffizienten  $\rho$ . Eine Lösung der komplexen Gleichungen (2) und (3) findet sich bei Maul (1985)

$$\begin{aligned} R_{\parallel} &= \frac{[\cos \theta_i - \sqrt{x^2 + y^2} \cos \frac{\phi}{2}]^2 + [\sqrt{x^2 + y^2} \sin \frac{\phi}{2}]^2}{[\cos \theta_i + \sqrt{x^2 + y^2} \cos \frac{\phi}{2}]^2 + [\sqrt{x^2 + y^2} \sin \frac{\phi}{2}]^2} \\ R_{\perp} &= \frac{[(n^2 + k^2) \cos \theta_i - \sqrt{x^2 + y^2} \cos \frac{\phi}{2}]^2 + [2nk \sqrt{x^2 + y^2} \sin \frac{\phi}{2}]^2}{[(n^2 + k^2) \cos \theta_i + \sqrt{x^2 + y^2} \cos \frac{\phi}{2}]^2 + [2nk \sqrt{x^2 + y^2} \sin \frac{\phi}{2}]^2} \end{aligned} \quad (6)$$

mit

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{x}{y} \right), \quad x = n^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i \quad \text{und} \quad y = 2nk.$$

Das Reflexionsvermögen unpolarisierter Strahlung  $r_{\theta, \kappa}$  ergibt sich als Mittel aus dem Reflexionsvermögen der horizontalen und vertikalen Polarisationsrichtung

$$r_{\theta, \kappa} = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2. \quad (7)$$

In Abbildung 4 ist das Reflexionsvermögen einer ebenen Wasseroberfläche für unpolarisierte Strahlung zwischen 500 und 3000  $\text{cm}^{-1}$  und für verschiedene Reflexionswinkel dargestellt. Es wird der komplexe Brechungsindex von Bertie und Lan (1996) verwendet. Entscheidend ist die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens vom Einfallswinkel. Es ist deutlich die nicht-lineare Abhängigkeit des Reflexionsvermögens vom Einfallswinkel zu erkennen. Zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  ist nur eine äußerst geringe Zunahme des Reflexionsvermögens zu erkennen, während zwischen  $30^\circ$  und  $55^\circ$  eine große Zunahme vorhanden ist.

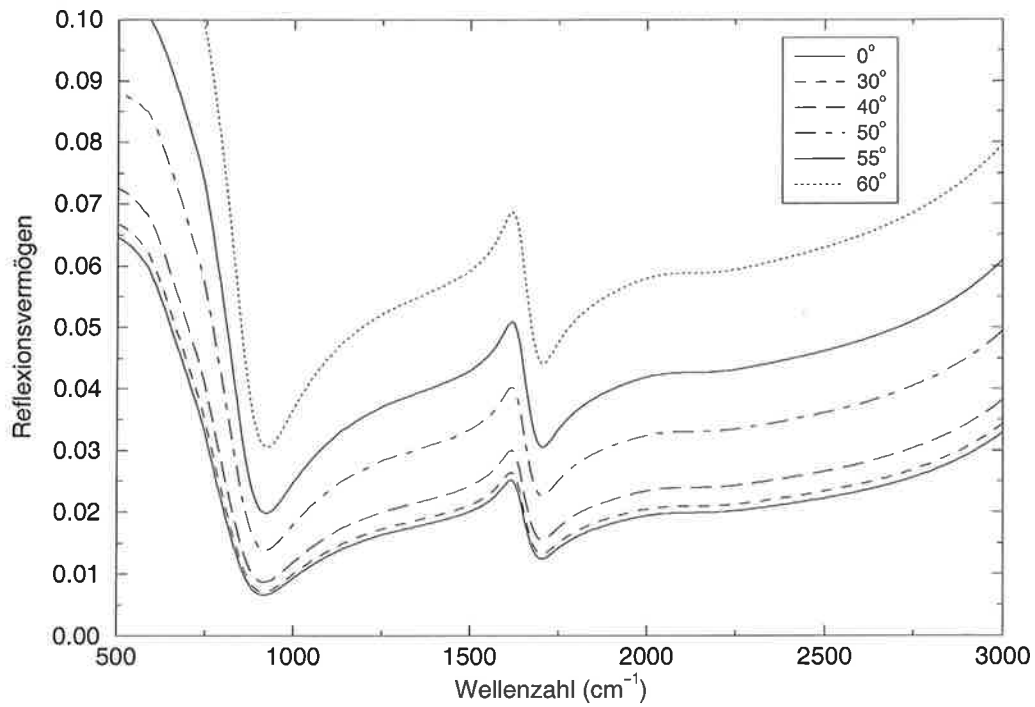


Abbildung 4: Spektrales Reflexionsvermögen einer ebenen Wasseroberfläche aus unterschiedlichen Blickwinkeln.

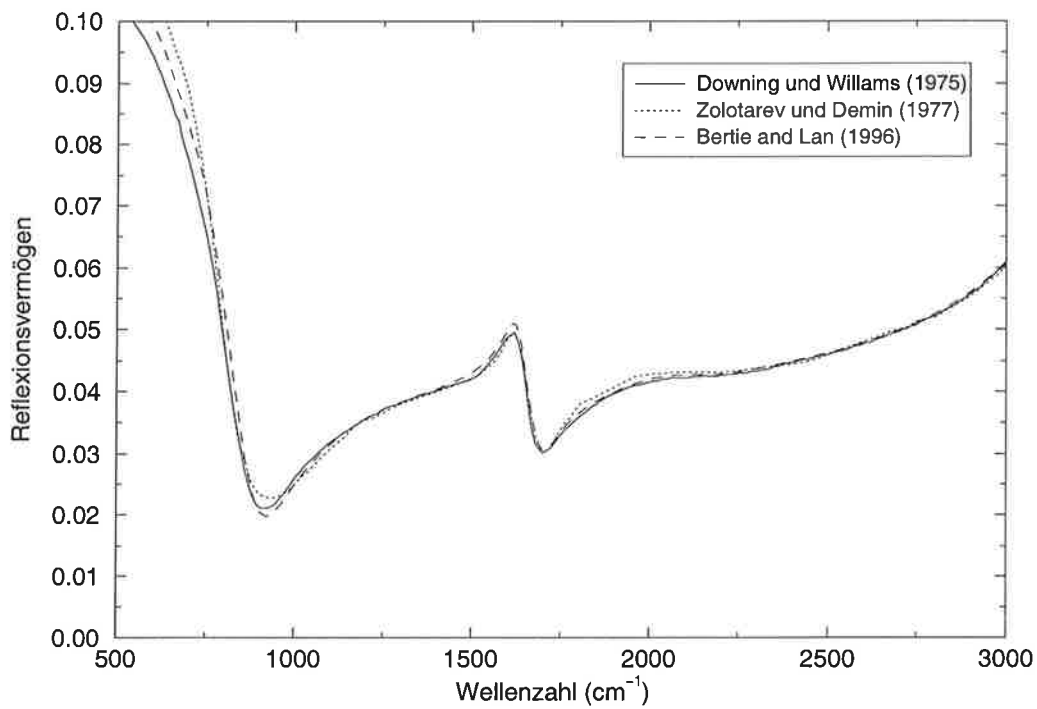


Abbildung 5: Spektrales Reflexionsvermögen bei 55° nach 3 verschiedenen Literaturangaben.

Die Brechungsindizes aus verschiedenen Publikationen führen zu unterschiedlichen Reflexionsvermögen einer ebenen Wasseroberfläche (siehe Abbildung 5). Dabei zeigt sich, dass die Übereinstimmung auch bei neueren Veröffentlichungen nicht wesentlich besser wird. Im Bereich von 700 bis  $3000\text{cm}^{-1}$  liegen die Unterschiede des Reflexionsvermögens zwischen 0.1 bis 0.5 %. Wu und Smith (1997) stellen daher fest, dass weitere Untersuchungen des Brechungsindex von Wasser notwendig sind, um die vorhandenen Unsicherheiten zu beseitigen.

Der Zusammenhang von Reflexionsvermögen  $r_{\theta,\kappa}$ , Emissionsvermögen  $\epsilon_{\theta,\kappa}$  und Transmissionsvermögen  $\tau_{\theta,\kappa}$  lässt sich im Infrarot durch

$$r_{\theta,\kappa} + \epsilon_{\theta,\kappa} + \tau_{\theta,\kappa} = 1 \quad (8)$$

beschreiben (Maul, 1985). Das Absorptionsvermögen von Wasser ist im infraroten Spektralbereich so groß, dass die Eindringtiefe der Strahlung nur wenige Mikrometer beträgt (Kelly, 1978; Schlüssel, 1995). Das Transmissionsvermögen kann deshalb näherungsweise null gesetzt werden (Maul, 1985) und Temperaturgradienten nahe der Wasseroberfläche können vernachlässigt werden (Schlüssel, 1995). Aufgrund der geringen Eindringtiefe betragen die Temperaturgradienten nur wenige hundertstel Grad. Der Zusammenhang von Reflexionsvermögen und Emissionsvermögen im IR wird durch

$$r_{\theta,\kappa} + \epsilon_{\theta,\kappa} = 1 \quad (9)$$

angenähert.

### 2.3 Das Reflexionsvermögen einer rauen Meeresoberfläche

Die Meeresoberfläche entspricht praktisch nie einer ebenen Wasseroberfläche, sodass sich das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche nur begrenzt mit Hilfe der Fresnelschen Formeln berechnen lässt. Deshalb wird die Oberflächenstruktur bzw. die Neigung der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit berücksichtigt. Bei der Bestimmung des Reflexionsvermögens unter Berücksichtigung der Struktur der Meeresoberfläche haben Saunders (1968), Sidran (1981), Masuda et al. (1988), Ottermann et al. (1992), Watts et al. (1996), Wu und Smith (1997) und Masuda (1998) in ihren Arbeiten alle auf die Publikationen von Cox und Munk (1954a und b) zurückgegriffen.

Cox und Munk beschreiben in ihren Arbeiten die mittlere quadratische Neigung der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und stellen eine

lineare Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit fest. Grundlage dieser Untersuchung sind Fotografien und Intensitätsmessungen von Sonnenreflexionen an der Meeresoberfläche. Cox und Munk (1954) stellten fest, dass ein wesentlicher Anteil der Unsicherheiten durch brechende Wellen und den dabei entstehenden Schaum hervorgerufen wird, der andere Reflexionseigenschaften als das Meerwasser hat.

Obwohl alle Publikation bei der Parameterisierung der Meeresoberflächenrauigkeit auf die Erkenntnisse von Cox und Munk zurückgreifen, gibt es hier generelle Unterschiede. Die Arbeiten von Saunders (1968), Watts et al. (1996) und Wu und Smith (1997) unterscheiden sich von Masuda et al. (1988) dadurch, dass neben der an der Meeresoberfläche reflektierten Himmelstrahlung auch die an den Wellenflanken reflektierten Emissionen der Meeresoberfläche (SESR) berücksichtigt werden. In der Arbeit von Masuda et al. (1988) wird lediglich die an der Meeresoberfläche reflektierte Himmelsstrahlung berücksichtigt. Sidran (1981) diskutiert die an den Wellenflanken reflektierten Emissionen der Meeresoberfläche und stuft sie für die Fernerkundung der SST im infraroten Spektralbereich vom Satelliten aus als vernachlässigbar ein. Diese Vernachlässigung führt bei der Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche aber zu deutlichen Unterschieden der Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit.

Masuda et al. (1988) haben das Emissionsvermögen der Meeresoberfläche in den infraroten Fensterbereichen zwischen 769 und 1250  $\text{cm}^{-1}$  (8 - 13  $\mu\text{m}$ ) und 2439 und 2857  $\text{cm}^{-1}$  (3.5 - 4.1  $\mu\text{m}$ ) angegeben. Die Rechnungen liegen für Windgeschwindigkeiten zwischen 0 und 15 m/s und Blickwinkel von 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 75°, 80° vor. Die Bedeckung der Meeresoberfläche mit Meerschaum wird vernachlässigt. Oberflächenfilme, die die Wechselwirkungsprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre beeinflussen (vgl. z.B. GESAMP (1995) und Frew (1996)), werden ebenfalls nicht berücksichtigt.

Watts et al. (1996) haben das Reflexionsvermögen innerhalb der spektralen Kanäle und bezüglich der Beobachtungsgeometrie des auf dem polar umlaufenden europäischen Satelliten ERS1/2 befindlichen „Along Track Scanning Radiometer“ (ATSR) untersucht. Das ATSR beobachtet die Ozeanoberfläche unter zwei unterschiedlichen Winkelbereichen, dem so genannten Vorwärtsblick mit einem Winkelbereich von 52° bis 55° und dem Nadirblick mit einem Winkelbereich von 0° bis 25°. Die spektralen Kanäle des ATSR im thermischen Infrarot (IR) liegen bei 3.7, 11.0 und 12.0  $\mu\text{m}$ . Ergebnisse des Emissions- bzw. Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit liegen für den Winkelbereich von 52°

bis  $55^\circ$  und für 0 bis 25 m/s Windgeschwindigkeit vor. Für Winkel unterhalb von  $30^\circ$  stellen Watts et al. (1996) keinen Einfluss der Windgeschwindigkeit fest und empfehlen, das Emissionsvermögen anhand der Fresnelschen Formeln zu berechnen. Watts et al. (1996) vernachlässigen den Einfluss von Oberflächenfilmen, berücksichtigen aber den Einfluss von Meerschaum auf das Emissionsvermögen der Meeresoberfläche. Es wird angenommen, dass das Emissionsvermögen des Schaums dem Emissionsvermögen der schaumfreien Oberfläche bei  $0^\circ$  Blickwinkel entspricht. Der Schaumbedeckungsgrad wird nach Ross und Cardonne (1974) parameterisiert. Es wird eine Zunahme des Emissionsvermögens bei  $54^\circ$  Blickwinkel durch Schaum ab 10 m/s Windgeschwindigkeit festgestellt. Die Zunahme des Emissionsvermögens beträgt gegenüber einer schaumfreien Oberfläche bei 15 m/s (25 m/s) etwa 0.5 % (1.1 %).

Die Annahmen von Watts et al. (1996) über die Eigenschaften von Meerschaum im IR sind nicht überprüfbar, da Untersuchungen des Emissions- oder Reflexionsvermögens von natürlichem Meerschaum im IR nicht bekannt sind. Laboruntersuchungen von künstlich erzeugtem Meerschaum ergeben zwischen  $800$  und  $1200\text{ cm}^{-1}$  nur eine geringfügige Erhöhung des Reflexionsvermögens von Meerschaum gegenüber Meerwasser. Im Bereich um  $2000\text{ cm}^{-1}$  ist das Reflexionsvermögen des Schaums um etwa 0.5 % höher als das Reflexionsvermögen von schaumfreiem Meerwasser (Salisbury et al., 1993).

Die Modellrechnungen von Wu und Smith (1997) liegen für  $36.5$ ,  $56.5$  und  $73.5^\circ$  im Spektralbereich zwischen  $800$  und  $1200\text{ cm}^{-1}$  und zwischen 0 und 16 m/s Windgeschwindigkeit vor. Die Schaumbedeckung und Oberflächenfilme werden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Für einen Vergleich mit den Messergebnissen der vorliegenden Arbeit hat Wu (2000) die Modellrechnungen von Wu und Smith (1997) für  $30^\circ$  und  $55^\circ$  wiederholt. Bei diesen Rechnungen wird der Realteil des komplexen Brechungsindex von Hale und Query (1973) und der Imaginärteil von Segelstein (1980) verwendet (Wu, 2000).

In der Arbeit von Wu und Smith (1997) werden modelliertes und gemessenes Reflexionsvermögen verglichen. Die von Smith et al. (1996) durchgeführten Messungen sind neben den Radiometermessungen von Saunders (1968) die einzigen bekannten Versuche, das modellierte Reflexionsvermögen anhand von Messungen, die nahe der Meeresoberfläche durchgeführt wurden, zu verifizieren. Allerdings sind Messungen von Smith et al. (1996) nur bei einer einzigen Windgeschwindigkeit durchgeführt worden, sodass eine Validierung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit anhand dieser Messungen nicht möglich ist.

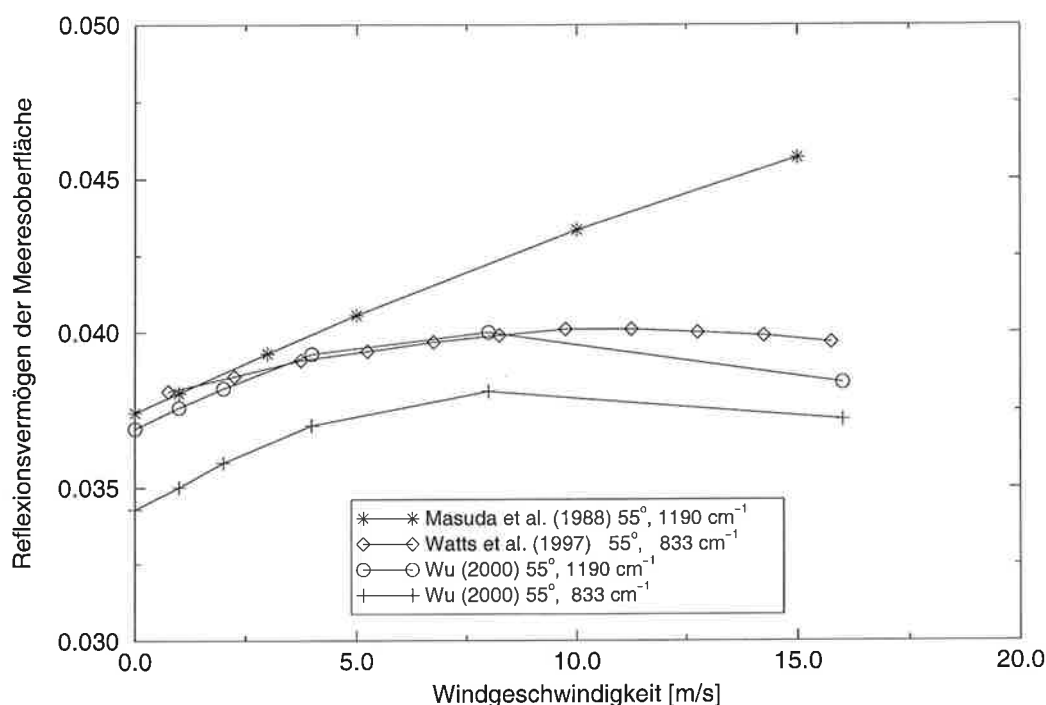


Abbildung 6: Die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens aus Modellrechnungen bei  $55^\circ$  Blickwinkel und  $1190 \text{ cm}^{-1}$  nach Masuda et al. (1988) und nach (Wu, 2000), bei  $833 \text{ cm}^{-1}$  nach Watts et al. (1996) ohne Berücksichtigung von Meerschaum und nach Wu (2000).

Die Messungen von Saunders (1968) werden nicht verglichen, da bei der Ableitung des Reflexionsvermögens aus Radiometermessungen im atmosphärischen Fenster zwischen  $800$  und  $1200 \text{ cm}^{-1}$  die Transmission der Atmosphäre nicht berücksichtigt wurde, obwohl die optischen Wege bei den Messungen zwischen  $30$  und  $200 \text{ m}$  variierten.

In Abbildung 6 ist ein Vergleich der Modellrechnungen von Masuda et al. (1988), Watts et al. (1996) und Wu (2000) für  $55^\circ$  Blickwinkel gezeigt. Das Reflexionsvermögen wird aus dem Emissionsvermögen entsprechend Gleichung (8) berechnet. Während Masuda et al. (1988) eine annähernd lineare Zunahme des Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit angeben, ist bei Wu (2000) lediglich eine Zunahme des Reflexionsvermögens bis etwa  $8 \text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit zu beobachten und danach wieder eine Abnahme des Reflexionsvermögens. Fast identische Ergebnisse zeigen Watts et al. (1996), hier nimmt das Reflexionsvermögen bis  $10 \text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit zu und fällt dann mit zunehmender Windgeschwindigkeit ebenfalls ab.

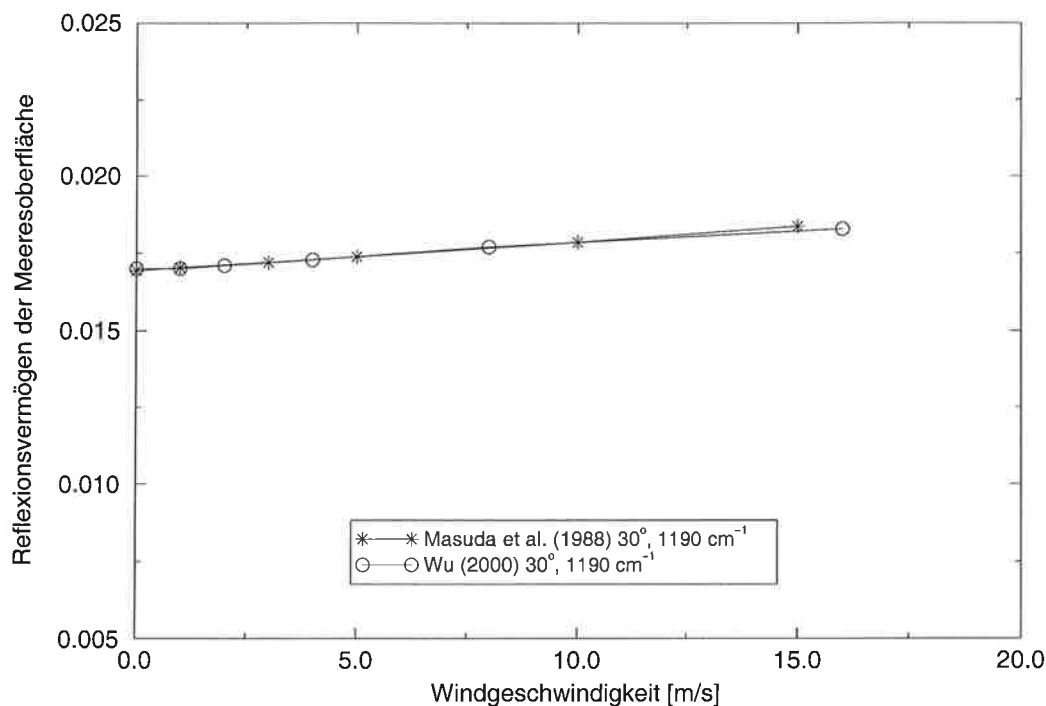


Abbildung 7: Die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens aus Modellrechnungen bei  $30^\circ$  Blickwinkel und  $1190\text{ cm}^{-1}$  nach Masuda et al. (1988) und nach Wu (2000).

Bei einem Blickwinkel von  $30^\circ$  ist die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Windgeschwindigkeit nach den Modellrechnungen von Masuda et al. (1988) und Wu (2000) wesentlich schwächer als bei  $55^\circ$  (s. Abbildung 7). Watts et al. (1996) stellen für Blickwinkel kleiner als  $30^\circ$  keine Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens fest und berechnen das Reflexionsvermögen im Blickwinkelbereich zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  mit Hilfe der Fresnelschen Formeln. Die Unterschiede in der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der verschiedenen Modelle sind geringer als bei  $55^\circ$ . Gegenüber dem Reflexionsvermögen einer ebenen Wasseroberfläche liegen die Abweichungen bei Masuda et al. (1988) für  $15\text{ m/s}$ ,  $1190\text{ cm}^{-1}$  und  $30^\circ$  Blickwinkel bei  $0.00143$ . Bei Wu (2000) betragen die Abweichungen gegenüber einem windgeschwindigkeits-unabhängigen Reflexionsvermögen  $0.0013$  für  $16\text{ m/s}$ ,  $1190\text{ cm}^{-1}$  und  $30^\circ$ .

Neben Smith et al. (1996) leiten François und Ottlé (1994) das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche aus Messungen ab. François und Ottlé (1994) verwenden dafür ATSR-Messungen. Dabei stellen François und Ottlé (1994) eine Übereinstimmung des ermittelten Reflexionsvermögens mit Masuda et al. (1988) bezüglich der Winkelabhängigkeit des Reflexionsvermögens im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit

fest. Allerdings machen die Autoren selbst deutlich, dass es sich um vorläufige Ergebnisse handelt. Insbesondere die Atmosphärenkorrektur, die die unterschiedlichen optischen Wege des Vorwärts- und Nadirblicks beim ATSR berücksichtigt, könnte noch fehlerbehaftet sein (François und Ottlé, 1994).

Es sind keine direkten Messungen der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens aus der Literatur bekannt, mit denen die existierenden Modelle validiert werden könnten. Zwischen den verschiedenen Modellen existieren Unterschiede in der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens. Insbesondere bei höheren Windgeschwindigkeiten sind größere Abweichungen festzustellen (vgl. Abbildung 6).



### 3 Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche aus gemessenen Strahldichten

#### 3.1 Die Strahlungsübertragung im infraroten Spektralbereich

Zum Verständnis der Bestimmungsmethode des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche ist es nötig, die Grundlagen des Strahlungstransports im infraroten Spektralbereich zu erläutern. Der Strahlungstransport in einer nicht streuenden Atmosphäre im thermischen Infrarot wird durch die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) beschrieben. Eine Vernachlässigung der Streuung ist im IR für eine klare und lediglich von Aerosolen getrübe Atmosphäre für die vorliegende Anwendung zulässig.

$$\begin{aligned}
 L^\uparrow(\kappa, \delta_{z_{\text{Gerät}}}) &= \epsilon_{\kappa, \theta} B(\kappa, T_s) \exp(-\delta_\kappa^*/\mu) \\
 &+ \frac{r_{\kappa, \theta}}{|\mu|} \int_{\delta_{z_\infty}}^0 B(\kappa, T(\delta'_\kappa)) \exp[-(\delta_\kappa^* + \delta'_\kappa)/\mu] d\delta'_\kappa \\
 &+ \frac{1}{|\mu|} \int_0^{\delta_\kappa^*} B(\kappa, T(\delta'_\kappa)) \exp[(\delta'_\kappa - \delta_\kappa^*)/\mu] d\delta'_\kappa \quad (10)
 \end{aligned}$$

mit der optischen Dicke

$$\delta'_\kappa = \int_0^z k_\kappa(z) \rho(z) dz$$

und der Planckfunktion

$$B(\kappa, T) d\kappa = \frac{2\pi^2 c^2 h \kappa^3}{\exp(\frac{ch\kappa}{kT}) - 1} d\kappa \quad (11)$$

mit

$\kappa$	=	Wellenzahl
$c$	=	Lichtgeschwindigkeit
$h$	=	Plancksches Wirkungsquantum
$k$	=	Boltzmann-Konstante
$T$	=	Temperatur
$T_s$	=	Temperatur der Meeresoberfläche
$\mu$	=	Kosinus des Zenitwinkels
$\delta_\kappa$	=	Optische Dicke
$\delta_\kappa^*$	=	Optische Dicke der Atmosphäre zwischen Meeresoberfläche und Messgerät
$\epsilon_{\kappa,\theta}$	=	Emissionsvermögen der Meeresoberfläche
$r_{\kappa,\theta}$	=	Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche
$\rho$	=	Dichte
$k_\kappa$	=	Massenextinktionskoeffizient
$z$	=	Abstand von der Meeresoberfläche

Die Gleichung (10) beschreibt die nach oben gerichtete spektrale Strahldichte, die ein Messgerät erreicht, das unter einem bestimmten Zenitwinkel  $\theta$  auf die Meeresoberfläche gerichtet ist. Die Terme der rechten Seite der Gleichung beschreiben der Reihenfolge nach:

- Die Strahlung, die von der Meeresoberfläche emittiert und zum Messgerät transmittiert wird,
- die abwärts gerichtete Emission der gesamten Atmosphäre zwischen Außenrand der Atmosphäre und Meeresoberfläche, die an der Oberfläche reflektiert und dann zum Messgerät transmittiert wird und
- die Emission der Atmosphäre zwischen Meeresoberfläche und Messgerät.

In Abhängigkeit vom betrachteten Spektralbereich ändert sich die Gewichtung der verschiedenen Beiträge der Strahlungsübertragungsgleichung. Im Bereich sehr geringer Transmissionen, zum Beispiel in Bereichen der starken CO<sub>2</sub>-Banden bei 670 und 2350 cm<sup>-1</sup> besteht der Beitrag der SÜG nur aus der Emission der Atmosphäre in unmittelbarer Nähe des Messgeräts. Die Emission der Meeresoberfläche und die an der Oberfläche reflektierte Himmelsstrahlung erreichen in diesem Spektralbereich das Messgerät nicht. In den Bereichen des für die Fernerkundung der Ozeanoberfläche relevanten atmosphärischen Fensters ist die Transmission bei Messungen knapp über der Oberfläche hoch, sodass die Emission der Atmosphäre zwischen

Messgerät und Meeresoberfläche keinen nennenswerten Beitrag leistet und in der SÜG (Term 3) vernachlässigt werden kann. Damit reduziert sich die SÜG in Bereichen hoher Durchlässigkeit der Atmosphäre auf die ersten zwei Terme von Gleichung (10). Außerdem kann die Reduktion der am Gerät ankommenden Strahldichte durch Absorption ebenfalls vernachlässigt werden. Damit vereinfacht sich die SÜG weiter zu:

$$L_{\kappa,\theta}^{\uparrow} = (1 - r_{\kappa,\theta})B_{\kappa}(T_s) + r_{\kappa,\theta}L_{\kappa,\theta}^{\downarrow,sky}. \quad (12)$$

Die Frage, welche Spektralbereiche eine hohe Durchlässigkeit haben bzw. in welchen Spektralbereichen die vereinfachte SÜG (Gleichung (12)) gültig ist, wird mit Hilfe von Strahlungstransport-Rechnungen untersucht. Die Spektralbereiche, in denen Gleichung (12) gültig ist, werden für die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche und der Meeresoberflächentemperatur verwendet. Die Rechnungen werden mit dem Strahlungstransportmodell „MODTRAN“ in der Version 3.5 durchgeführt (Anderson et al., 1993). Der Einfluss der Atmosphäre wird für einen Temperaturunterschied von 3 °C zwischen Meeresoberfläche und der unteren Atmosphärenschicht berechnet. Der Abstand zur Oberfläche beträgt bei diesen Rechnungen 9 m. Bei den Rechnungen wird eine „Sommeratmosphäre der mittleren Breiten“ verwendet. Die absolute Feuchte dieser Atmosphäre in der unteren Atmosphärenschicht liegt bei 14 g/m<sup>3</sup>. Das Emissionsvermögen der Meeresoberfläche ist bei der Strahlungsübertragungsrechnung gleich 1 gesetzt, da lediglich der Einfluss der Atmosphäre zwischen Meeresoberfläche und Messgerät auf die am Messgerät ankommende Strahldichte untersucht werden soll. Die Vorgaben für die Strahlungsübertragungsrechnung hinsichtlich der optischen Weglänge und der Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Luft sind den meteorologischen Bedingungen bzw. dem experimentellen Aufbau der später zu diskutierenden Feldmesskampagne angepasst. Wird ein Einfluss der Atmosphäre von 0.03 °C als tolerabel angesehen, so sind die gemessenen Spektren zwischen 800 und 1100, 2095 und 2160 und zwischen 2400 und 2900 cm<sup>-1</sup> für die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche verwendbar, sofern stärkere Linien vernachlässigt werden (Abbildung 8 und 9). Bei einem Grenzwert von 0.03 °C ist der Einfluss der Atmosphäre zwischen Messgerät und Meeresoberfläche wenigstens eine Größenordnung kleiner als der Anteil der reflektierten Himmelsstrahlung.

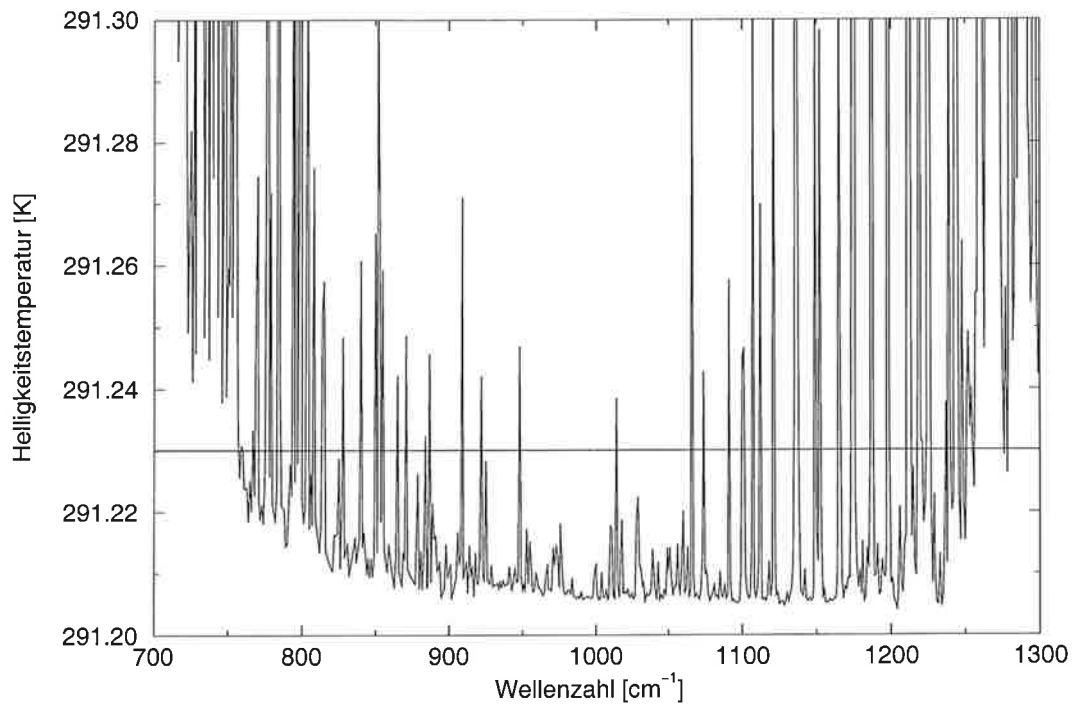


Abbildung 8: Einfluss der Atmosphäre zwischen Meeresoberfläche und Strahlungsmessgerät auf die aufwärts gerichteten Strahldichten zwischen 700 und 1300 cm<sup>-1</sup>. Rechnungen mit dem Strahlungsübertragungsmodell MODTRAN 3.5 mit einem Temperaturunterschied von 3 °C zwischen der Wasseroberfläche und der untersten Luftschicht. Die Luftfeuchte beträgt 14 g/m<sup>3</sup>. Der Abstand zur Meeresoberfläche beträgt 9 m. Das Emissionsvermögen der Meeresoberfläche ist 1 gesetzt.

### 3 BESTIMMUNG DES REFLEXIONSVERMÖGENS DER MEERESOBERFLÄCHE AUS GEMESSENEN STRAHLDICHTEN

---

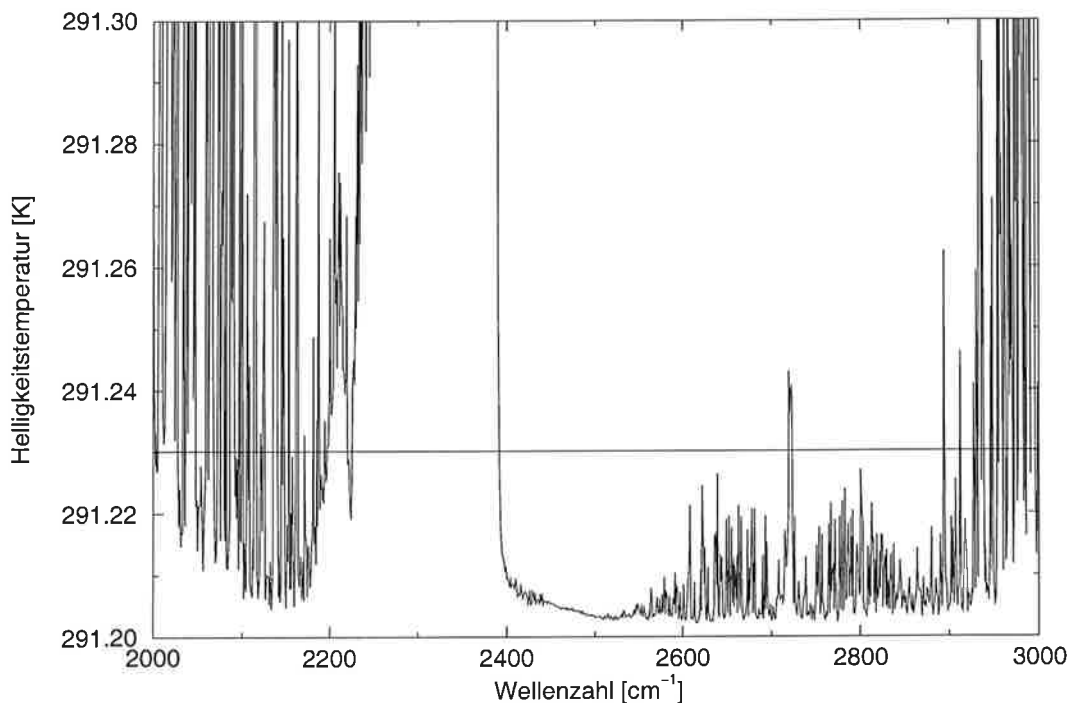


Abbildung 9: Einfluss der Atmosphäre zwischen Meeresoberfläche und Strahlungsmessgerät auf die aufwärts gerichteten Strahldichten zwischen 2000 und 3000  $\text{cm}^{-1}$ . Rechnungen mit dem Strahlungsübertragungsmodell MODTRAN 3.5. Die Bedingungen entsprechen denen in der Abbildung 8.

Im Prinzip sind die größeren atmosphärischen Fenster zwischen 800 und 1100  $\text{cm}^{-1}$  sowie 2400 und 2990  $\text{cm}^{-1}$  aufgrund des hohen Transmissionsvermögens für die Fernerkundung am besten geeignet. Allerdings ist bei höheren Wellenzahlen zu beachten, dass die schwache Emission der Meeresoberfläche tagsüber von reflektierter solarer Strahlung überlagert wird. Dieses Problem tritt im Bereich zwischen 800 und 1100  $\text{cm}^{-1}$  nicht auf, da hier das Maximum der Emission liegt und der Anteil der Sonnenstrahlung vernachlässigbar klein ist.

Da im Rahmen dieser Arbeit Messungen eines Interferometers für die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche verwendet werden, sind neben den Transmissionseigenschaften der Atmosphäre und den Emissionseigenschaften der Meeresoberfläche auch die Eigenschaften des Messgeräts zu berücksichtigen. Das Messgerät hat seine höchste Genauigkeit im Bereich des „kleinen“ Fensters zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$ , aus diesem Grund werden die weiteren Untersuchungen im Wesentlichen in diesem Spektralbereich durchgeführt.

### 3.2 Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche aus gemessenen auf- und abwärtsgerichteten Strahldichten

Bei der Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche werden die unterschiedlichen spektralen Eigenschaften der Meeresoberfläche und der Atmosphäre genutzt. Das Emissionsvermögen bzw. Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche ändert sich im infraroten Spektralbereich nur langsam in Abhängigkeit von der Wellenzahl (vgl. Abbildung 4). Die Emissionen der Atmosphäre werden dagegen von den Linien- und Bandenemissionen der Treibhausgase, im Wesentlichen von Wasserdampf und Kohlendioxid, dominiert. Im Gegensatz zu den Emissionen der Meeresoberfläche variieren die Emissionen der Atmosphäre spektral sehr stark. Diese unterschiedlichen Strahlungseigenschaften machen es möglich, in der Summe aus Emissionen der Meeresoberfläche und reflektierten Emissionen der Atmosphäre (s. Gleichung (12)) den reflektierten Anteil der Emissionen der Atmosphäre zu identifizieren (vgl. Abbildung 10). Liegen zusätzliche Informationen über die abwärts gerichteten Strahldichten, also die Emissionen der Atmosphäre, vor, lässt sich das Reflexionsvermögen ableiten (Fiedler und Bakan, 1997). Es muss ein Spektralbereich verwendet werden, in dem das Transmissionsvermögen so groß ist, dass die Atmosphäre, die sich zwischen Strahlungsmessgerät und Meeresoberfläche befindet, keinen signifikanten Beitrag liefert. Außerdem müssen die Strahldichte-Messungen spektral so gut aufgelöst sein, dass die Banden bzw. stärkeren Linien der Treibhausgase deutlich unterschieden und das charakteristische Signal der Emissionen der Atmosphäre erkennbar ist. Diese Methode lässt sich prinzipiell auch auf andere reflektierende Oberflächen erweitern, so lange Einfallswinkel und Ausfallswinkel der reflektierten Strahlung annähernd gleich bleiben, die Oberflächen also nicht isotrop reflektieren.

Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche  $r_{\kappa,\theta}$  wird bestimmt, indem von der gemessenen aufwärts gerichteten Strahldichte  $L_{\kappa,\theta}^{\uparrow}$  ein mit  $x_{\kappa,\theta}$  gewichteter Teil der abwärts gerichteten Strahldichte  $L_{\kappa,\theta}^{\downarrow Sky}$  abgezogen wird und diese Differenz durch  $1 - x_{\kappa,\theta}$  dividiert wird (Gleichung (13)). Dabei wird der Gewichtungsfaktor  $x_{\kappa,\theta}$  solange variiert, bis die Differenz  $Z_{\kappa,\theta}$  keine Linien und Banden reflektierter Himmelsstrahlung mehr enthält, also einen spektral glatten Verlauf hat. Sind die Anteile der reflektierten Himmelsstrahlung durch geeignete Wahl von  $x_{\kappa,\theta}$  eliminiert worden, so entspricht der Faktor  $x_{\kappa,\theta}$  dem Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche  $r_{\kappa,\theta}$  und die

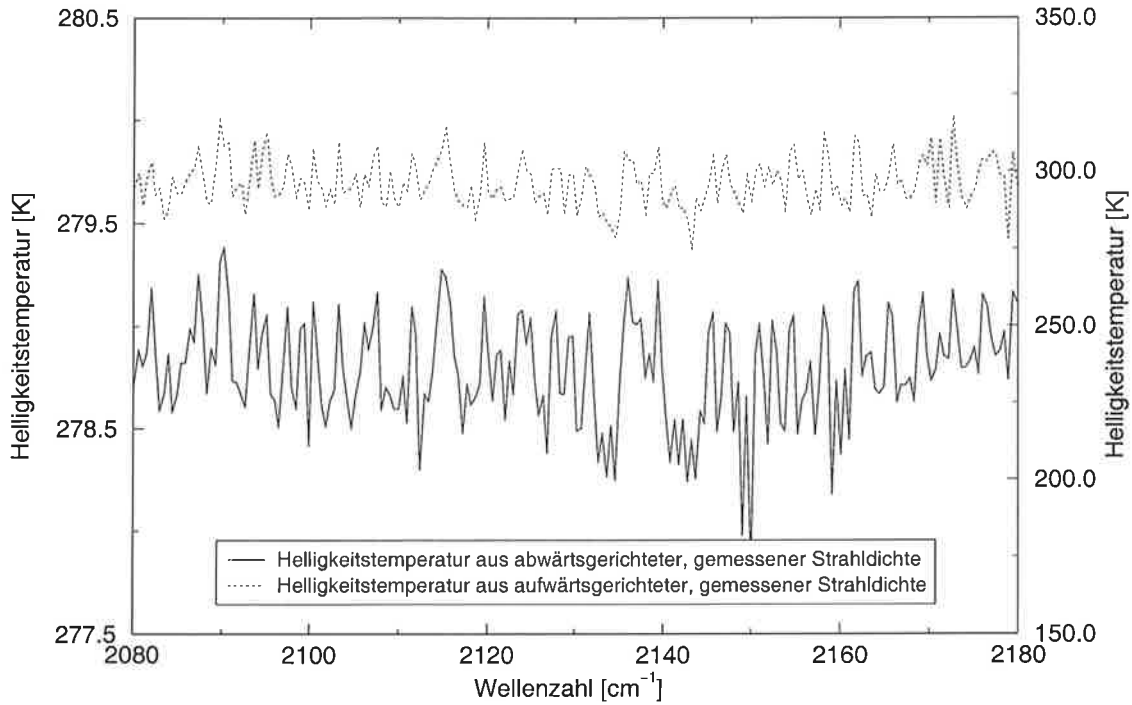


Abbildung 10: Spektren der auf- und abwärts gerichteten, gemessenen Strahllichte in Helligkeitstemperaturen bei 55° Blickwinkel. Die linke Ordinate skaliert das Spektrum der aufwärts gerichteten Strahlung und die rechte Ordinate das Spektrum der abwärts gerichteten Strahlung.

Differenz  $Z_{\kappa,\theta}$  entspricht einer Planckfunktion  $B_{\kappa}$  der Meeresoberflächentemperatur  $T_s$  in Gleichung (14)

$$Z_{\kappa,\theta} = [L_{\kappa,\theta}^{\uparrow} - x_{\kappa,\theta} \cdot L_{\kappa,\theta}^{\downarrow S\kappa y}] / (1 - x_{\kappa,\theta}) \quad (13)$$

$$\text{mit } \lim_{x_{\kappa,\theta} \rightarrow r_{\kappa,\theta}} Z_{\kappa,\theta} = B_{\kappa}(T_s) = [L_{\kappa,\theta}^{\uparrow} - r_{\kappa,\theta} \cdot L_{\kappa,\theta}^{\downarrow S\kappa y}] / \epsilon_{\kappa,\theta} \text{ und } r_{\kappa,\theta} \neq 1. \quad (14)$$

Für die Bestimmung von  $x_{\kappa,\theta}$  wird die Differenz  $Z_{\kappa,\theta}$  zunächst von Strahllichte in Helligkeitstemperaturen transformiert. Diese Transformation hat den Vorteil, dass die resultierenden Helligkeitstemperaturen  $\zeta_{\kappa,\theta}$  bei optimaler Wahl von  $x_{\kappa,\theta}$  konstant sind und im Gegensatz zu Strahllichte nicht von der Wellenzahl abhängen

$$\zeta_{\kappa,\theta} = \frac{C_2 \kappa}{\ln(C_1 \kappa^3 / Z_{\kappa,\theta} + 1)}$$

$$\Lambda_{\kappa,\theta}^{\downarrow S\kappa y} = \frac{C_2 \kappa}{\ln(C_1 \kappa^3 / L_{\kappa,\theta}^{\downarrow S\kappa y} + 1)} \quad (15)$$

$$\text{mit } C_1 = 2hc^2, C_2 = \frac{hc}{k}$$

Zwei unterschiedliche Kriterien werden als Maß für einen glatten spektralen Verlauf der Differenz  $\zeta_{\kappa,\theta}$  bei der Bestimmung von  $x_{\kappa,\theta}$  verwendet:

(a) Ein Maß für die Bestimmung von  $x_{\kappa,\theta}$  ist die Varianz der Differenz  $\zeta_{\kappa,\theta}$ . Die Varianz wird innerhalb eines spektralen Abschnitts des transformierten Differenzspektrums betrachtet. Bei der Bestimmung des Reflexionsvermögens wird ein Spektralbereich gewählt, in dem das Reflexions- bzw. Emissionsvermögen der Meeresoberfläche möglichst konstant ist. Ändert sich das Reflexionsvermögen in dem betrachteten Spektralbereich dagegen linear in Abhängigkeit von der Wellenzahl, wird dies berücksichtigt, indem  $x_{\kappa,\theta}$  durch folgende Geradengleichung

$$x_{\kappa,\theta} = a + b \cdot \kappa \quad (16)$$

ersetzt wird. Dabei repräsentiert  $b$  die Steigung des Reflexionsvermögens in dem entsprechenden Intervall und in diesem Fall wird  $a$  so lange variiert, bis die Varianz minimal ist.

In Bereichen, in denen sich das Reflexionsvermögen nicht-linear in Abhängigkeit der Wellenzahl ändert, wird  $b$  durch eine Funktion  $f(\kappa, \theta)$  ersetzt. Die Funktion  $f(\kappa, \theta)$  repräsentiert den spektralen Verlauf des Reflexionsvermögens, wie er aus Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche anhand der Fresnelschen Formel abgeleitet wird. Bei der Bestimmung von  $x_{\kappa,\theta}$  ist  $f(\kappa, \theta)$  konstant. Es wird nur der Offset  $a$  verändert.

$$x_{\kappa,\theta} = a + f(\kappa, \theta) \quad (17)$$

(b) Ein weiteres Maß für die Bestimmung von  $x_{\kappa,\theta}$  ist die Korrelation zwischen der Differenz  $\zeta_{\kappa,\theta}$  und der abwärts gerichteten Himmelsstrahlung  $\Lambda_{\kappa,\theta}^{\downarrow S_{ky}}$ , die ebenfalls von Strahldichten in Helligkeitstemperaturen transformiert wurde (Gleichung (15)). Eine geringe Korrelation zwischen  $\zeta_{\kappa,\theta}$  und  $\Lambda_{\kappa,\theta}^{\downarrow S_{ky}}$  besagt, dass nur noch geringe bzw. keine Anteile reflektierter abwärts gerichteter Himmelsstrahlung in der Differenz zwischen aufwärts gerichteter und mit  $x_{\kappa,\theta}$  gewichteter abwärts gerichteter Himmelsstrahlung vorhanden sind.  $x_{\kappa,\theta}$  repräsentiert damit das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche. Die Korrelation nutzt als Maß für die Bestimmung von  $x_{\kappa,\theta}$  nicht den glatten Verlauf des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche aus, sondern setzt lediglich voraus, dass die abwärts gerichtete Himmelsstrahlung und das Reflexionsvermögen sich in ihrem spektralen Verlauf signifikant unterscheiden. Die Korrelation stellt ein allgemeineres Kriterium als die Varianz dar, da kein spezieller Unterschied, sondern ein beliebiger Unterschied zwischen Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche und abwärts gerichteter Himmelsstrahlung existieren muss.



Bei der Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche liefern beide Kriterien gleiche Ergebnisse. Die Wahl des Kriteriums ist nur dann entscheidend, wenn Oberflächen analysiert werden, deren Reflexionsvermögen einen stark nicht-linearen Verlauf innerhalb schmaler Spektralbereiche hat und eine Berücksichtigung des Reflexionsvermögens entsprechend Gleichung (17) nicht möglich ist. In diesem Fall ist die Korrelation für die Bestimmung des Reflexionsvermögens zu verwenden. Da der Rechenaufwand bei der Verwendung der Korrelation höher ist, wird als Maß für die Bestimmung des Reflexionsvermögens die Varianz verwendet.

---

## 4 Das „Ocean Atmosphere Sounding Interferometer System“ (OASIS)

### 4.1 Das Messprinzip eines Interferometers

Das Mess-System OASIS basiert auf einem Doppelpendel-Interferometer, das auf dem Messprinzip von Michelson aus dem Jahre 1881 beruht. Da lediglich die technische Realisierung den Unterschied zwischen einem Michelson-Interferometer und dem Doppelpendel-Interferometer ausmacht, wird die Arbeitsweise zunächst allgemein anhand des Michelson-Interferometers erläutert.

#### Das Michelson-Interferometer

Das Prinzip des Interferometers beruht auf der Interferenz von zwei Teilstrahlen eines Spektrums. In einem Michelson-Interferometer wird ein in das Gerät einfallendes Spektrum mit Hilfe eines Strahlenteilers in zwei Teile zerlegt, d.h. die Amplituden werden halbiert. Die zwei im Idealfall gleichen Teile durchlaufen dann zwei unterschiedlich lange optische Wege, bis sie wieder zusammengeführt werden. Bei der Wiedervereinigung der Teilstrahlen kommt es in Folge eines optischen Weglängenunterschieds zur Interferenz des Spektrums.

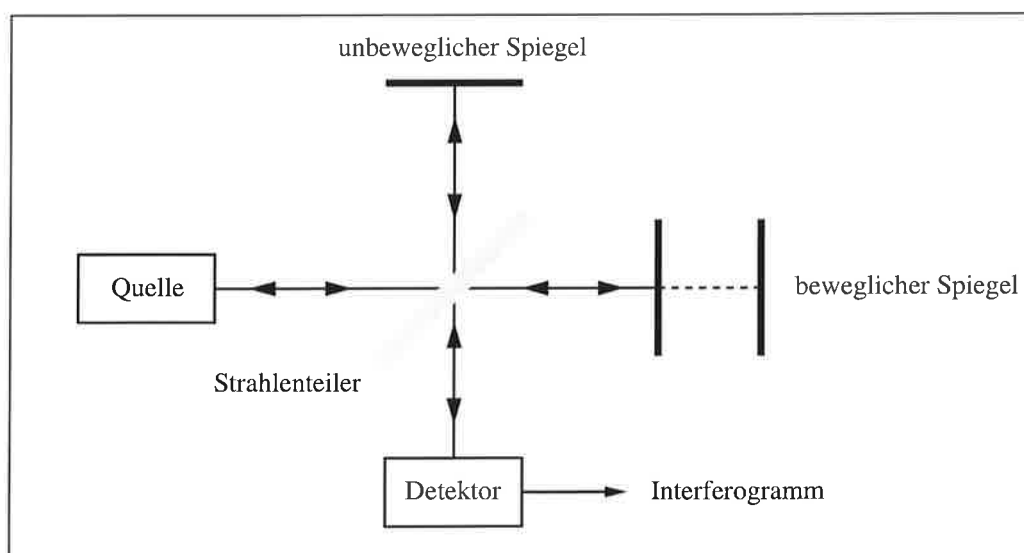


Abbildung 11: Prinzip des Michelson-Interferometers

Wird die Wiedervereinigung auf einem Detektor erzeugt, der die Interferenz in Abhängigkeit von der optischen Weglängendifferenz  $x$  aufzeichnet, so bezeichnet man den variablen Teil des aufgezeichneten Signals  $I(x)$  als Interferogramm.

### Das Doppelpendel-Interferometer Bomem MR154

Das Doppelpendel-Interferometer beruht auf dem Prinzip von Michelson. Der wesentliche Unterschied besteht in der Art, wie die optische Weglängendifferenz technisch realisiert wird. Während beim Michelson-Interferometer nur ein Spiegel beweglich ist, sind beim Doppelpendel-Interferometer beide Spiegel auf einem Pendelarm befestigt (vgl. Abbildung 11 und 12).

Die Pendelachse des Armes, der beide Spiegel verbindet, steht senkrecht auf der optischen Achse des Strahlteilers. Bei den Spiegeln handelt es sich nicht um Planspiegel, beim Doppelpendel-Interferometer müssen so genannte Würfeleckenspiegel verwendet werden. Aufgrund der Würfeleckenspiegel wird die einfallende Strahlung von Quelle 1 zunächst an der Position R1 an Strahlteiler zum Spiegel S1 reflektiert und an der Position R2 des Strahlteilers zu Detektor 1 reflektiert. Es gibt deshalb bei Doppelpendel-Interferometern zwei Eingänge (Quelle 1 und 2) und zwei Ausgänge (Detektor 1 und 2).

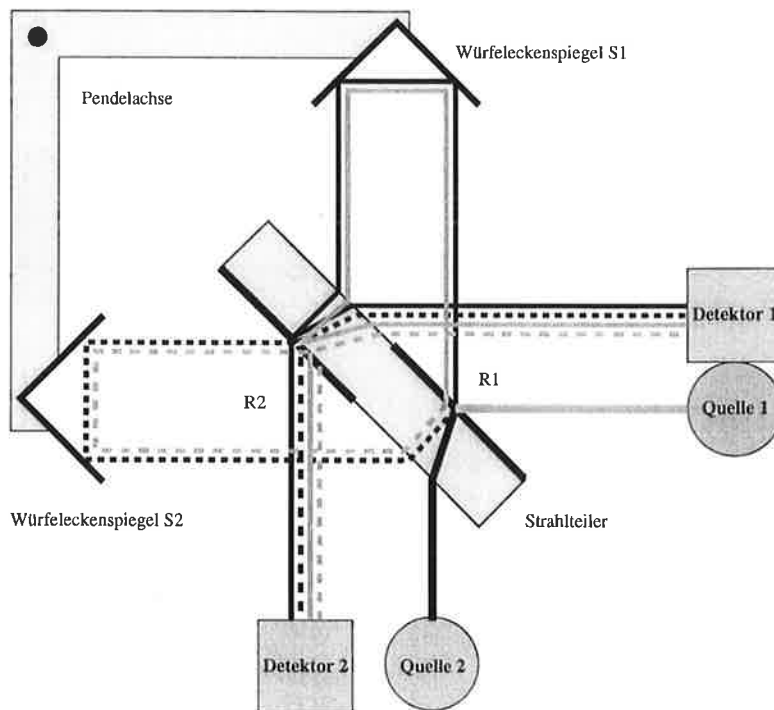


Abbildung 12: Der Strahlengang im Doppelpendel-Interferometer

Dieser Aufbau hat wesentliche Vorteile gegenüber einem klassischen Michelson-Interferometer mit Planspiegeln. Das Doppelpendel ist robuster, da beide Spiegel direkt miteinander verbunden sind. Die Justierung der Spiegel ist beim Doppelpendel-Interferometer unkritisch. Würfeleckenspiegel haben den Vorteil, dass der Einfallswinkel der Strahlung immer gleich dem Ausfallswinkel ist, so lange die Spiegel selbst exakt verarbeitet sind. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit, an den zwei Ausgängen zwei Detektoren einzusetzen, und somit einen großen Spektralbereich mit einem Messgerät abzudecken.

Eine spezielle Eigenschaft des Doppelpendel-Interferometers ist, dass die Strahlung aus Quelle 1 auf dem Weg zum Detektor 1 über Spiegel 1 zwei Mal und über Spiegel 2 nicht am Strahlenteiler reflektiert wird. Die Strahlung von Quelle 2 wird auf dem Weg zu Detektor 1 jeweils ein Mal reflektiert. Die am Detektor 2 ankommende Strahlung der Quelle 1 wird jeweils ein Mal am Strahlenteiler reflektiert. Die Strahlung aus Quelle 2 wird auf dem Weg zum Detektor 2 über Spiegel 2 zwei Mal und über Spiegel 1 nicht am Strahlenteiler reflektiert (Tabelle 1). Die Anzahl der Reflexionen an den Würfeleckenspiegeln ist immer gleich, darum werden in Tabelle 1 nur die relevanten Reflexionen  $R$  und Transmissionen  $T$  am Strahlenteiler betrachtet. Die Reflexionen an den Würfeleckenspiegeln werden durch ein  $\wedge$  dargestellt. Die Anzahl der Transmissionen durch den Strahlenteiler, die die Strahlung auf dem Weg von einer Quelle zu einem Detektor durchlaufen, sind identisch.

Tabelle 1: Optischer Weg der Strahlung im Doppelpendel-Interferometer.

Quelle		Spiegel		Detektor	optischer Weg	Vorzeichen bei ZPD
$Q_1$	$\longrightarrow$	$S_1$	$\longrightarrow$	$D_1$	$R \wedge T R T$	+
$Q_1$	$\longrightarrow$	$S_2$	$\longrightarrow$	$D_1$	$T \wedge T$	+
$Q_2$	$\longrightarrow$	$S_1$	$\longrightarrow$	$D_1$	$T \wedge T R T$	-
$Q_2$	$\longrightarrow$	$S_2$	$\longrightarrow$	$D_1$	$T R T \wedge T$	-
$Q_1$	$\longrightarrow$	$S_1$	$\longrightarrow$	$D_2$	$R \wedge T$	-
$Q_1$	$\longrightarrow$	$S_2$	$\longrightarrow$	$D_2$	$T \wedge R$	-
$Q_2$	$\longrightarrow$	$S_1$	$\longrightarrow$	$D_2$	$T \wedge T$	+
$Q_2$	$\longrightarrow$	$S_2$	$\longrightarrow$	$D_2$	$T R T \wedge R$	+

Die „zero path differenz“ (ZPD) bezeichnet das von einem Detektor aufgezeichnete Signal, wenn die optische Weglängen-Differenz Null ist ( $x = 0$ ). Eine Reflexion am

Strahlteiler ruft eine Phasendrehung von  $180^\circ$  hervor (Pohl, 1941) und ist gleichbedeutend mit einem Vorzeichenwechsel des Interferogramms. Da die Interferogramme der Quellen  $Q_1$  und  $Q_2$  eine gerade bzw. eine ungerade Anzahl von Reflexionen erfahren, ist das Vorzeichen der Interferogramme von  $Q_1$  und  $Q_2$  unterschiedlich. Das bedeutet, dass die Detektoren die Differenz der Interferogramme der beiden Quellen registrieren.

## 4.2 Die mathematische Beschreibung der Interferometer-Messungen

Das am Detektor auftretende Signal  $I_D$  wird in Abhängigkeit der optischen Weglängendifferenz  $x$  aufgezeichnet. Es kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\begin{aligned} I_D(x) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty K(\kappa) d\kappa + \frac{1}{2} \int_0^\infty K(\kappa) \cos(2\pi\kappa x) d\kappa \\ I_D(x) &= I_D^0 + F(x). \end{aligned} \quad (18)$$

$K(\kappa)$  stellt die Summe der Spektren der zwei Strahlungsquellen  $Q_1$  und  $Q_2$  in Abhängigkeit von der Wellenzahl  $\kappa$  dar (siehe Abbildung 12). Das Spektrum einer vom Interferometer registrierten Strahlungsquelle ist die Fouriertransformation des Interferogramms. Eine detaillierte Herleitung findet sich im Anhang. Vom Interferometer wird nur der variable Teil der Gleichung (18), das Interferogramm  $F(x)$ , aufgezeichnet. Der Gleichstrom-Anteil  $I_D^0$  wird vom Verstärker des Detektors abgeschnitten.

Bei einem Doppelpendel-Interferometer wird ein doppelseitiges Interferogramm aufgezeichnet. Da ein doppelseitiges Interferogramm  $F_{us}$  in der Praxis immer unsymmetrisch ist, ist das Ergebnis der Fouriertransformation immer komplex (Chamberlain, 1979).

$$\begin{aligned} \hat{S}(\kappa) &= \int_{-\infty}^{+\infty} F_{us}(x) \exp(-2\pi i\kappa x) dx \\ \hat{S}(\kappa) &= \int_{-\infty}^{+\infty} F_g(x) \cos(2\pi\kappa x) dx - i \int_{-\infty}^{+\infty} F_u(x) \sin(2\pi\kappa x) dx, \end{aligned} \quad (19)$$

wobei  $\phi(\kappa)$  die Phase des Spektrums darstellt,  $\phi(\kappa) = \tan^{-1}[p(\kappa)/q(\kappa)]$ .  $F_g(x)$  und  $F_u(x)$  sind die gerade bzw. ungerade Komponente der unsymmetrischen Funktion  $F_{us}(x)$  (siehe Anhang 8).

Das Interferogramm kann nicht über den gesamten Bereich  $-\infty \leq x \leq +\infty$  aufgezeichnet werden, sondern immer nur über einen beschränkten Bereich optischer Weglängendifferenzen,  $-D \leq x \leq +D$

$$\hat{S}(\kappa) = \int_{-D}^{+D} F_{us}(x) \exp(-2\pi i \kappa x) dx. \quad (20)$$

Diese Begrenzung der optischen Weglängendifferenz muss bei der Fouriertransformation mit berücksichtigt werden. Sie entspricht der Multiplikation des Interferogramms  $F_{us}(x)$  mit einer Abschneidungsfunktion. Die Funktion

$$\square\left(\frac{x}{2D}\right) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq D, \\ 0, & 0 < x, x > D, \end{cases} \quad (21)$$

charakterisiert die Begrenzung der optischen Weglängendifferenz auf  $x = D$ . Gleichung (19) wird unter Berücksichtigung der endlichen optischen Weglängendifferenz zu

$$\hat{S}(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} \square\left(\frac{x}{2D}\right) F_{us}(x) \exp(-2\pi i \kappa x) dx. \quad (22)$$

Die Fouriertransformation der Abschneidungsfunktion ist die sinc-Funktion, sie wird auch als "instrument line shape" (ILS) oder Apparatfunktion bezeichnet

$$\int_{-\infty}^{\infty} \square\left(\frac{x}{2D}\right) \exp(-2\pi i \kappa x) dx = 2D \operatorname{sinc}(2\kappa D). \quad (23)$$

Der Einfluss der Apparatfunktion auf die Messungen wird am Beispiel einer monochromatischen Linie verdeutlicht. Das Interferogramm einer monochromatischen Linie ist durch

$$F(x) = 2A_0(\kappa_0) \cos(2\pi \kappa_0 x - \phi(\kappa)) \quad (24)$$

gegeben. Die Fouriertransformation wird dann über die betrachtete optische Weglängendifferenz  $-D \leq x \leq +D$  durchgeführt und ist durch folgende Gleichung gegeben (Chamberlain, 1979):

$$\begin{aligned} |\hat{S}(\kappa)| &= 2DA_0(\kappa_0) [\operatorname{sinc}^2(2(\kappa_0 + \kappa)D) + \operatorname{sinc}^2(2(\kappa_0 - \kappa)D)]^{1/2} \\ &\approx 2DA_0(\kappa_0) [\operatorname{sinc}(2(\kappa_0 + \kappa)D) + \operatorname{sinc}(2(\kappa_0 - \kappa)D)]. \end{aligned} \quad (25)$$

Eine monochromatische Linie, wie sie z.B. durch einen CO<sub>2</sub>-Laser näherungsweise realisiert werden kann, wird von einem Interferometer als sinc-Funktion wiedergegeben. Diese unerwünschte Eigenschaft der Apparatfunktion kann reduziert werden, wenn das abrupte Abfallen der Apparatfunktion abgeschwächt wird. Dies geschieht

durch Multiplikation mit einer langsam abfallenden Gewichtungsfunktion  $W\left(\frac{x}{D}\right)$ . Gleichung (22) geht damit über in

$$\hat{S}(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi\left(\frac{x}{2D}\right) W\left(\frac{x}{D}\right) F_{us}(x) \exp(-2\pi i \kappa x) dx. \quad (26)$$

Die fouriertransformierte Gewichtungsfunktion  $W$  wird als Apodisationsfunktion  $\Omega$  bezeichnet

$$\Omega(\kappa D) = \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\frac{x}{D}\right) \exp(-2\pi i \kappa x) dx. \quad (27)$$

Die Wahl einer Gewichts- bzw. Apodisationsfunktion stellt immer einen Kompromiss dar, da die Unterdrückung der Nebenschwingungen gleichzeitig einen Verlust an spektraler Auflösung zur Folge hat. Es existieren eine Vielzahl verschiedener Gewichtungsfunktionen, deren Eigenschaften z.B. von Griffith und de Haseth (1986) und Chamberlain (1979) detailliert diskutiert werden.

#### 4.2.1 Die spektrale Auflösung

Die spektrale Auflösung eines fouriertransformierten Interferogramms wird durch die maximale optische Weglängendifferenz  $D$  des Interferometers bestimmt und hängt zusätzlich von der Wahl der Apodisationsfunktion ab. Dabei wird die spektrale Auflösung umso stärker reduziert, je besser die verwendete Apodisationsfunktion die Nebenmaxima unterdrückt. Für die Bestimmung der spektralen Auflösung gibt es unterschiedliche Kriterien (Chamberlain, 1979). Prinzipiell beschreibt die spektrale Auflösung die Unterscheidbarkeit von zwei Spektrallinien im Spektrum. Ein strenges Kriterium fordert die vollständige Separierbarkeit zweier monochromatischer Linien mit gleicher Amplitude. Eine abgeschwächte Bedingung ist, dass im gemessenen fouriertransformierten Interferogramm zwischen den beiden gefalteten Linien lediglich ein Minimum existieren muss, damit diese unterschieden werden können.

Um die spektrale Auflösung zu erläutern, wird ein rechteck-apodisiertes Spektrum einer monochromatischen Linie betrachtet. Zwei monochromatische Linien gleicher Intensität mit dem Linienzentrum bei  $\kappa_1$  und  $\kappa_1 + \Delta$  werden durch folgende Gleichung beschrieben (Chamberlain, 1979):

$$S(\kappa) = \frac{\sin(2\pi D(\kappa - \kappa_1))}{2\pi D(\kappa - \kappa_1)} + \frac{\sin(2\pi D(\kappa - (\kappa_1 + \Delta)))}{2\pi D(\kappa - (\kappa_1 + \Delta))}. \quad (28)$$

Die erste Nullstelle einer monochromatischen Linie liegt bei  $\kappa_1 + 1/D$ ; die beiden Linien sind also vollständig separiert, wenn ihr Abstand  $\Delta = 1/D$  beträgt. Für eine maximale optische Weglängendifferenz  $D$  von 1.036 cm des eingesetzten Interferometers ergibt sich damit eine Auflösung von  $0.96 \text{ cm}^{-1}$ .

In Abbildung 13 sind die Spektren dargestellt, die sich aus zwei monochromatischen Linien mit der Intensität 1 und unterschiedlichem Linienabstand ( $\Delta = 0.66, 0.74, 0.86$  und  $0.96 \text{ cm}^{-1}$ ) bei Rechteck-Apodisation und einer Weglängendifferenz  $D$  von 1.036 cm ergeben. Es ist zu erkennen, dass die Linien bei einem Linienabstand von  $\Delta = 0.96 \text{ cm}^{-1}$  vollständig separiert sind.

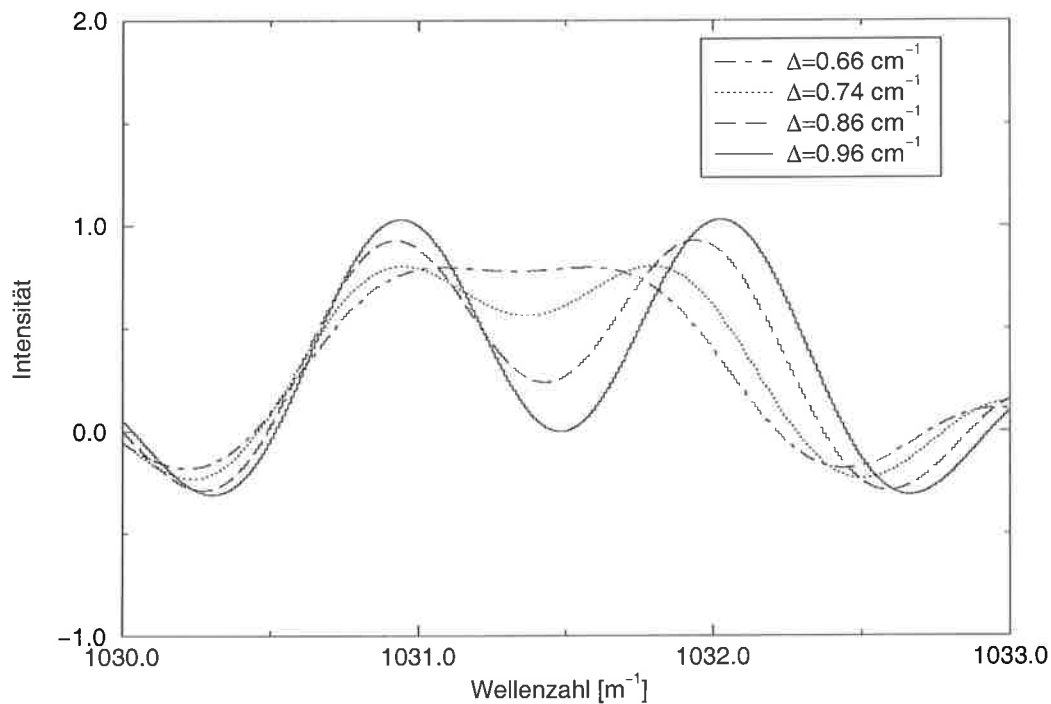


Abbildung 13: Die spektrale Auflösung bei Rechteckapodisation.

Allerdings ist schon bei einem Abstand von  $0.66 \text{ cm}^{-1}$  zwischen den monochromatischen Linien ein Minimum im Spektrum festzustellen. Aus diesem Grund gibt Chamberlain (1979) als Faustformel für die Berechnung der spektralen Auflösung  $\delta\kappa$  eines realen Interferometers und bei Rechteck-Apodisation

$$\delta\kappa \approx \frac{0.7}{D} = 0.68 \text{ cm}^{-1} \quad (29)$$

an.

Die Verwendung anderer Apodisationsfunktionen führt zu einer Reduktion der spek-



tralen Auflösung. Wird das Interferogramm z.B. mit einer Dreiecksfunktion apodisiert, liegt die spektrale Auflösung nur noch bei

$$\delta\kappa \approx \frac{0.9}{D} = 0.87 \text{ cm}^{-1}. \quad (30)$$

#### 4.2.2 Die höchste detektierbare Wellenzahl

Ein Interferogramm kann nur an endlich vielen Stützstellen abgetastet und verarbeitet werden, da in endlicher Messzeit nur eine endliche Zahl an Messpunkten aufgezeichnet werden kann. Das kontinuierliche Interferogramm (Gleichung (18)) wird durch diskrete Werte mit konstantem Abstand ersetzt. Je kleiner der Abstand ist, desto weniger Information geht durch die Diskretisierung verloren.

Diese Diskretisierung entspricht der Multiplikation des unendlichen Interferogramms mit einer endlichen Anzahl äquidistanter Dirac'scher Deltafunktionen. Diese werden durch die Kammfunktion repräsentiert, dabei stellt  $\delta$  die Deltafunktion dar, und  $1/b$  ist der Abstand zwischen den Deltafunktionen

$$\text{Kam} \left( \frac{x}{b} \right) = b \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \delta(x - nb). \quad (31)$$

Um den Einfluss der diskreten Abtastung zu berücksichtigen, muss Gleichung (26) durch die Kammfunktion ergänzt werden

$$\hat{S}(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Tri} \left( \frac{x}{2D} \right) \text{Kam} \left( \frac{x}{b} \right) W \left( \frac{x}{D} \right) F_{us} \exp(-2\pi i \kappa x) dx. \quad (32)$$

Gleichung (32) beschreibt das von einem Interferometer in Abhängigkeit der optischen Weglängendifferenz vom Detektor an diskreten Punkten aufgezeichnete doppelseitige Interferogramm  $F_{us}$ , das unter Berücksichtigung der endlichen optischen Weglängendifferenz mit Hilfe der Fouriertransformation in den Spektralraum transformiert wird und das komplexe Spektrum  $\hat{S}(\kappa)$  ergibt.

Das Nyquist-Kriterium stellt den Zusammenhang zwischen der Abtastbreite  $1/b$  und der maximalen Wellenzahl  $\kappa_c$  her, die bei dieser Abtastbreite ohne den Verlust von Information detektiert werden kann

$$\kappa_c \leq \frac{1}{2b}. \quad (33)$$

Beispielsweise ist eine sinusförmige Funktion vollständig reproduzierbar, wenn der Abstand der Stützstellen kleiner oder gleich der inversen halben maximalen Wellenzahl ist. Wird die Nyquist-Bedingung nicht erfüllt, werden Signale aus dem Spektralbereich oberhalb der Nyquist-Wellenzahl  $\kappa \geq \kappa_c$  in den Spektralbereich unterhalb der Nyquist-Wellenzahl  $\kappa \leq \kappa_c$  gefaltet (Griffith und de Haseth, 1986).

Bei dem Interferometer Bomem MR154 wird das Interferenzmuster eines Helium-Neon-Lasers mit einer Wellenzahl von  $15799.7 \text{ cm}^{-1}$  benutzt, um das Interferogramm äquidistant abzutasten. Der Detektor wird bei jedem Nulldurchgang des Interferenzmusters des Helium-Neon-Lasers ausgelesen, also bei jeder optischen Weglängendifferenz, die ein Vielfaches von  $0.3164617 \text{ }\mu\text{m}$  ist. Das ergibt eine maximale Wellenzahl von  $\kappa_c = 15799.7 \text{ cm}^{-1}$  bzw.  $\lambda_c = 0.6329 \text{ }\mu\text{m}$ .

### 4.2.3 Die Detektoren

Das Doppelpendel-Interferometer Bomem MR154 ist mit zwei Detektoren an den beiden Ausgängen ausgestattet (siehe Abbildung 12).

Ein Quecksilber-Cadmium-Tellurid-Detektor (MCT-Detektor) arbeitet im thermischen Infrarot. Bei dem MCT-Detektor handelt es sich um einen Detektor, dessen Leitfähigkeit sich in Abhängigkeit vom Photonenfluss ändert. Es wird die Änderung der an den Detektor angelegten Spannung aufgezeichnet. Die maximale Empfindlichkeit liegt bei  $720 \text{ cm}^{-1}$  ( $13.9 \text{ }\mu\text{m}$ ) und fällt zu kleineren Wellenzahlen sehr schnell auf etwa 10 % bei  $598 \text{ cm}^{-1}$  ( $16.7 \text{ }\mu\text{m}$ ) ab. Zu höheren Wellenzahlen ist dieser Abfall langsamer. Die Empfindlichkeit liegt bei  $1400 \text{ cm}^{-1}$  ( $7.1 \text{ }\mu\text{m}$ ) noch bei etwa 50 %.

An dem zweiten Eingang befindet sich ein Indium-Antimonid-Detektor (InSb-Detektor). Dieser Detektor arbeitet im nahen Infrarot. Es handelt sich bei dem InSb-Detektor um einen photovoltaischen Detektor. Die maximale Empfindlichkeit liegt bei etwa  $2000 \text{ cm}^{-1}$  ( $5.0 \text{ }\mu\text{m}$ ). Sie nimmt rasch zu niedrigeren Wellenzahlen ab und beträgt bei  $1800 \text{ cm}^{-1}$  ( $5.5 \text{ }\mu\text{m}$ ) nur noch 20 %. Der Abfall der Empfindlichkeit zu höheren Wellenzahlen ist langsamer und liegt bei  $3333 \text{ cm}^{-1}$  ( $3.0 \text{ }\mu\text{m}$ ) noch bei 40 %.

Beide Detektoren sind mit jeweils einem Verstärker gekoppelt, der 5 verschiedene Verstärkungsstufen besitzt (siehe Tabelle 2). Eine geeignete Wahl der Verstärkung sorgt dafür, dass die Digitalisierungsstufen des Digital-Analog-Wandlers vollständig ausgeschöpft werden können. Es besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Detektoren. Der InSb-Detektor arbeitet linear (Wilson et al., 1999), der MCT-Detektor zeigt dagegen ein deutlich nicht-lineares Verhalten (Abrams et al., 1994; Rahmelow, 1997). Dieses nicht-lineare Verhalten muss vor der Kalibration korrigiert werden, da es sonst zu großen Fehlern in der Strahldichte der kalibrierten Spektren führen würde. Eine geeignete Korrekturmethode ist mit Bakan (1999) im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden (siehe Kapitel 4.4.2).

Tabelle 2: Verstärkungsstufen des MCT- und InSb-Detektors.

Verstärkungsstufe	Verstärkungsfaktor
A	1
B	2
C	4
D	8
E	16

### 4.3 Der Aufbau des Mess-Systems OASIS

Der mechanische Aufbau von OASIS ist speziell für den Einsatz auf Feldmesskampagnen entwickelt worden. Das Doppelpendel-Interferometer muss dabei gegen Witterungseinflüsse geschützt werden, ohne die Güte des Gerätes durch zusätzliche optische Komponenten, wie zum Beispiel Umlenkspiegel oder Schutzfenster, negativ zu beeinflussen.

Das Interferometer ist in einem Gehäuse untergebracht, an dem außerdem zwei Kalibrationsschwarzkörper befestigt sind (s. Abbildung 14). Bei OASIS wird ein externer Umlenkspiegel verwendet, damit Atmosphären- und Ozeanoberflächen-Messungen unter verschiedenen Blickwinkeln und die Kalibrationsmessungen durchgeführt werden können. Die Kalibrationsschwarzkörper liegen auf einer optischen Achse, die vom Umlenkspiegel bei eingefahrener Tonne erreicht wird. Der Umlenkspiegel ist

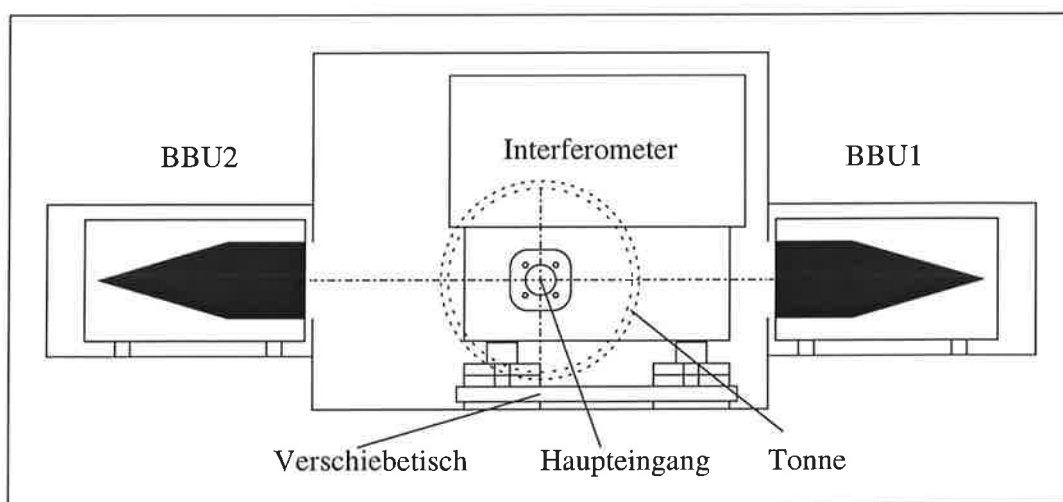


Abbildung 14: Frontansicht von OASIS mit Kalibrationsschwarzkörpern.

in einer so genannten Tonne untergebracht. Die Unterbringung des Umlenkspiegels in der Tonne schützt den empfindlichen Umlenkspiegel vor Witterungseinflüssen (s. Abbildungen 14, 15 und 16). Der Umlenkspiegel ist mit der Tonne um  $350^\circ$  drehbar. Das Interferometer und die Tonne befinden sich auf einem Verschiebetisch. Der Verschiebetisch gewährleistet, dass die Tonne innerhalb weniger Sekunden eingefahren werden kann und das System damit wasserdicht ist.

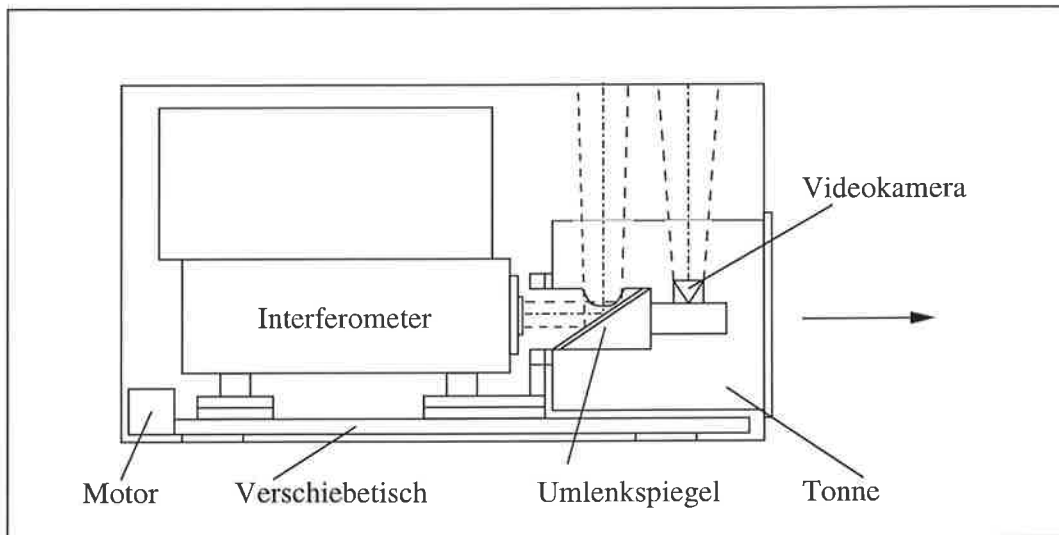


Abbildung 15: Seitenansicht von OASIS mit eingefahrener Tonne ohne Kalibrations-schwarzkörper.

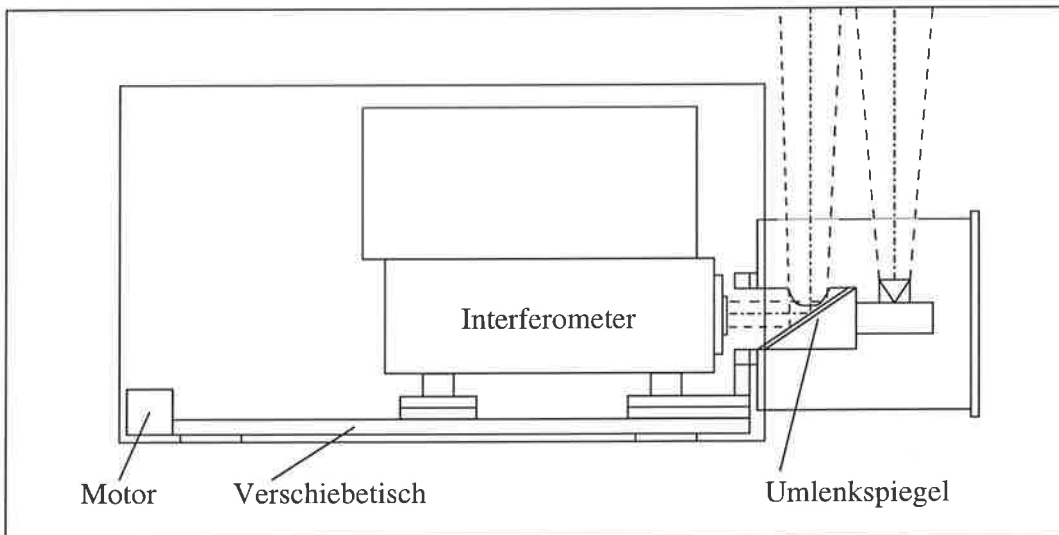


Abbildung 16: Seitenansicht von OASIS mit ausgefahrener Tonne ohne Kalibrations-schwarzkörper.

### 4.3.1 Der Umlenkspiegel

Die Wahl des externen Umlenkspiegels ist entscheidend für die Güte der Messungen. Wegen der angestrebten Robustheit des Systems für den Einsatz in Feldmesskampagnen ist die Nutzung eines Metallspiegels mit Schutzschicht naheliegend. Schutzschichten auf Metallspiegeln führen aber zu unerwünschten Polarisierungseffekten mit Unterschieden des Reflexionsvermögens in horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung. Für diese Arbeit wurden daher nur reine Goldspiegel ohne Schutzschicht verwendet. Bei solchen Goldspiegeln sind die Unterschiede des Reflexionsvermögens in horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung wesentlich kleiner als 1 % (Revercomb et al., 1997). Das Reflexionsvermögen von Goldspiegeln liegt in dem für diese Arbeit relevanten Spektralbereich von 700 bis 1100  $\text{cm}^{-1}$  und 1950 bis 2300  $\text{cm}^{-1}$  über 98 %.

### 4.3.2 Die Kalibrationsschwarzkörper

Für die Kalibration des Interferometers sind Kalibrationsschwarzkörper notwendig. Flache Schwarzkörper können nicht eingesetzt werden, da sie nicht die nötige Temperaturgenauigkeit und Stabilität besitzen und nicht den gesamten Temperaturbereich von  $-75\text{ °C}$  bis  $+40\text{ °C}$  abdecken. Außerdem haben sie in der Regel ein Emissionsvermögen von weniger als 99 %. Da geeigneten Schwarzkörper nicht kommerziell hergestellt werden, sind die für die Kalibration von OASIS verwendeten Schwarzkörper (BBU) am Max-Planck-Institut für Meteorologie entwickelt worden (Fiedler, 2000).

Die Schwarzkörper bzw. Hohlraumstrahler basieren auf einem hohlen Kupferkegel mit einer Öffnung von 10 cm. Der Kegel hat eine Gesamtlänge von 35 cm, wobei der zylindrische Teil 10 cm lang ist und der anschließende Kegel 25 cm (siehe Abbildung 17). Die Wandstärke beträgt etwa 2 mm. Die Innenseite des Kegels ist mit Nextel-Velvet-Coating-811-21 lackiert. Das Nextel-Velvet-Coating hat ein Emissionsvermögen von  $\epsilon = 0.97$  (Lohrengel und Todthaupt, 1996). Das Emissionsvermögen liegt aufgrund der Vielfach-Reflexionen im Kegel bei 0.9995 (Donlon et al., 1999b). Der Kupferkegel ist im Rahmen des EU-Projekts CASOTS (Combined action for the study of the ocean thermal skin) entwickelt worden.

Bei den identischen Hohlraumstrahlern BBU1 und BBU2 ist der Kupferkegel in einen Plexiglas-Zylinder eingebaut. Auf der Außenfläche des Kupferkegels sind 4 Platinwiderstandsthermometer (PT100) mit einem Wärmeleitkleber an verschie-

denen Positionen befestigt (s. Abbildung 17). Die Temperaturfühler sind in einer Kette mit dem verwendeten Digitalmultimeter Prema 5017sc nach Richtlinien des Deutschen Kalibrierdienstes mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.02$  °C absolut kalibriert worden (Temperature Products, 1998). Der Wassereinlauf wird durch eine Kupfer-

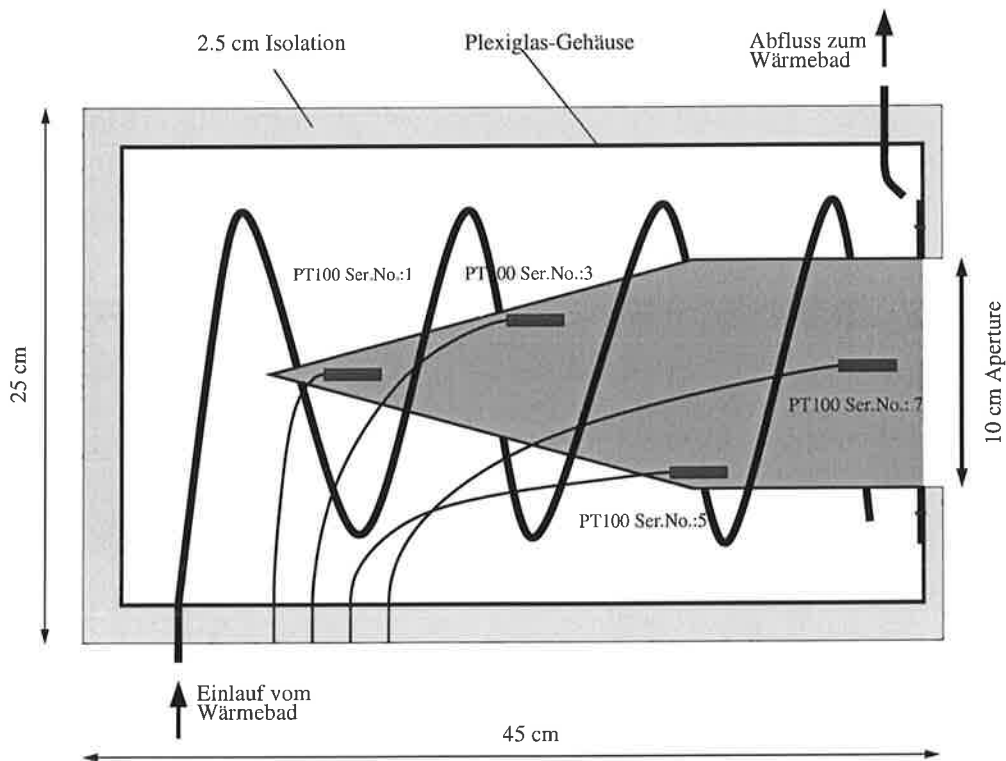


Abbildung 17: Prinzip-Skizze des Hohlraumstrahlers BBU1.

spirale realisiert. Die Spirale hat 1 mm große Löcher, die radial auf den Kupferkegel gerichtet sind. Der Einsatz der Spirale erzeugt einen guten Wasseraustausch an der Kegeloberfläche und gleichzeitig eine gute Durchmischung von frisch eintretendem Wasser und im Zylinder vorhandenem Wasser. Der Plexiglas-Zylinder ist von einer 2.5 cm starken Isolierung umgeben. Die Isolierung besteht aus zwei Halbschalen, die abgenommen werden können, um z.B. den Füllstand zu kontrollieren. Externe Wärmebäder sorgen für die Temperaturstabilisierung bzw. Temperaturregelung der Hohlraumstrahler. Die Temperaturkonstanz der Wärmebäder liegt bei  $\pm 0.01$  °C. Das Wärmebad des BBU1 ist ausschließlich beheizbar, der Hohlraumstrahler kann deshalb nur oberhalb der Umgebungstemperatur stabilisiert werden. Die Pumpleistung liegt bei etwa 15 l/Minute (Julabo, 1998). Das Fassungsvermögen des Plexiglas-Zylinders beträgt etwa 15 l, sodass das Wasser innerhalb von einer Minute vollständig ausgetauscht wird. Das Wärmebad des BBU2 kann zusätzlich

gekühlt werden. Der BBU2 ist im Temperaturbereich von +5 °C bis +80 °C einsetzbar, wenn Wasser als Badflüssigkeit verwendet wird.

Der dritte Hohlraumstrahler (BBU3) deckt den Temperaturbereich von -75 °C bis +25 °C ab. Als Badflüssigkeit wird reiner Alkohol verwendet, der mit 1 % Methyl-ethylketon vergällt ist. Der Behälter von BBU3 ist nicht aus Plexiglas, sondern aus Aluminium gefertigt. Die verwendeten Temperaturfühler sind mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.03$  K kalibriert. Einen entscheidenden Unterschied stellt die im BBU3 vorhandene Stickstoffspülung dar. Sie verhindert, dass auf der lackierten Innenseite des Kupferkegels Wasserdampf aus der Umgebungsluft kondensiert bzw. sublimiert. Die Stickstoffspülung ist notwendig, damit der Tieftemperatur-Hohlraumstrahler unterhalb der Taupunkttemperatur der Umgebungsluft betrieben werden kann. Gasförmiger Stickstoff wird zunächst durch eine im Inneren des Schwarzkörpergehäuses befindliche Kupferspirale geleitet, bevor der Stickstoff oberhalb der Kupferkegelöffnung austritt. Dieses Verfahren temperiert den gasförmigen Stickstoff auf die Temperatur des Hohlraumstrahlers und vermindert zusätzlich Temperaturgradienten quer zum Kupferkegel.

Die Hohlraumstrahler BBU1 und BBU2 besitzen eine ausgezeichnete Temperaturstabilität, die deutlich über der Kalibrationsgenauigkeit der Temperatursensoren von  $\pm 0.02$  °C liegt. Als Maß für die Temperaturstabilität der Schwarzkörper wird die Standardabweichung der gemessenen Temperatur verwendet. Bei Vergleichsmessungen zwischen den Standard-Schwarzkörpern der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Berlin (PTB) und den Hohlraumstrahlern BBU1 und BBU2 wurde ein Temperatursensor (PT25) der PTB mit einer absoluten Genauigkeit von 1 mK in BBU1 und BBU2 eingebaut. Der PT25 lässt eine genaue Analyse der Temperaturstabilität zu. Die maximalen Schwankungen über einen Zeitraum von zwölf Stunden und 23 °C Umgebungstemperatur bei Messungen im Labor der PTB betragen für BBU1 bei 50 °C Schwarzkörpertemperatur 0.008 °C und für BBU2 bei 23 °C Schwarzkörpertemperatur 0.014 °C. Die Standardabweichungen liegen jeweils bei 0.0009 bzw. 0.0019 °C (s. Tabellen 3 und 4). Die Temperaturstabilität der Hohlraumstrahler BBU1 und BBU2 ist größer als die Temperaturstabilität des Hohlraumstrahlers der amerikanischen Eichbehörde „National Institute of Standards and Technology“, die für einen Zeitraum von zwölf Stunden bei 0.005 °C liegt (Fowler, 1995).

Die Unterschiede zwischen den PT100- und den PT25-Messungen liegen bei BBU2 und 23 °C im Rahmen der Kalibrationsunsicherheit der PT100 von 0.020 °C (siehe Tabelle 4). Bei BBU1 und 50 °C liegen die Abweichungen bei PT100 Nummer 3 und

Tabelle 3: BBU1 Genauigkeit der Temperaturmessung bei 50 °C.

Fühler	Temperatur [°C]	Standardabweichung [°C]	PT100 - PT25 [°C]
PT25	49.993	0.0009	-
PT100 Nr.: 1	49.973	0.0028	-0.020
PT100 Nr.: 3	49.962	0.0027	-0.031
PT100 Nr.: 5	49.959	0.0030	-0.034
PT100 Nr.: 7	49.919	0.0082	-0.074

Tabelle 4: BBU2 Genauigkeit der Temperaturmessung bei 23 °C.

Fühler	Temperatur [°C]	Standardabweichung [°C]	PT100 - PT25 [°C]
PT25	22.980	0.0019	-
PT100 Nr.: 2	22.961	0.0035	-0.019
PT100 Nr.: 4	22.966	0.0042	-0.014
PT100 Nr.: 6	22.964	0.0033	-0.016
PT100 Nr.: 8	22.970	0.0035	-0.010

Nummer 5 knapp über der 0.020 °C-Grenze, lediglich bei dem PT100 Nummer 7 treten größere Differenzen zum PT25 auf (Tabelle 3 und 4). Diese Abweichung ist auf den Abkühlungseffekt in der Nähe der Hohlraumstrahler-Öffnung zurückzuführen. Ein Vergleich mit dem etwas weiter im Zentrum angebrachten PT100 Nummer 5 zeigt, dass dieser starke Gradient nur am Anfang des Zylinders auftritt und nicht den kegelförmigen Teil des Hohlraumstrahlers betrifft.

#### 4.4 Die Kalibration von OASIS

Ziel der Kalibration ist es, einen Zusammenhang zwischen dem gemessenen Interferogramm einer Strahlungsquelle und ihrer abgegebenen Strahldichte  $R(\kappa)$  herzustellen. Das vom Interferometer aufgezeichnete doppelseitige Interferogramm wird mit Hilfe der Fouriertransformation in ein Spektrum zurücktransformiert. Das resultierende Spektrum ist komplex, da die Fouriertransformierte einer unsymmetrischen Funktion immer komplex ist und doppelseitige Interferogramme in der Praxis unsymmetrisch



sind. Außerdem müssen nicht-lineare Eigenschaften des Detektors berücksichtigt werden. Die durch die Nicht-Linearität eines Detektors hervorgerufenen Fehler treten im Ortsraum auf und werden deshalb vor der Fouriertransformation im Ortsraum berücksichtigt. Aus diesem Grunde wird die Korrektur der Detektor-Nicht-Linearität getrennt von der Kalibration betrachtet. Es wird zunächst die lineare Kalibration behandelt, da es sich um eine in der Literatur bekannte Methode handelt, während die Nicht-Linearitätskorrektur im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden ist.

Um eine Kalibrationsmethode entwickeln zu können, muss zunächst untersucht werden, aus welchen Beiträgen sich das vom Detektor aufgezeichnete fouriertransformierte Interferogramm  $\hat{S}$  zusammensetzt. Dies entspricht der detaillierten Beschreibung der Summe der Strahlungsquellen  $P(\kappa)$  in Gleichung (18) unter Berücksichtigung der imperfekten Optik und Elektronik des Interferometers. Einen Beitrag leisten die so genannten Eigenemissionen  $\hat{C}(\kappa)$ , die durch die imperfekte Optik des Interferometers hervorgerufen werden. Gleichzeitig wird das Signal der beobachteten Strahlungsquelle durch ein von 1 abweichendes Transmissionsvermögen der Interferometer-Optik geschwächt. Dies wird durch die so genannte „response“-Funktion  $\hat{G}(\kappa)$  berücksichtigt. Außerdem berücksichtigt die „response“-Funktion implizit die unterschiedliche Empfindlichkeit des Detektors bei verschiedenen Wellenzahlen und den Phasenoffset (Revercomb et al., 1988; Wilson et al., 1999). Ein wesentlicher Beitrag kommt vom so genannten Seiteneingang des Interferometers  $R_{2nd\_port}(\kappa)$  (s. Abbildung 12), der durch einen Schwarzkörper abgeschlossen ist und dessen Temperatur bekannt ist. Der vom Seiteneingang kommende Strahlungsbeitrag wird mit Hilfe der Planckfunktion berechnet. Der Beitrag der Strahlungsquelle am Haupteingang des Interferometers wird mit  $R(\kappa)$  bezeichnet.

$$\hat{S}(\kappa) = \hat{G}(\kappa) [R(\kappa) + R_{2nd\_port}(\kappa) + \hat{C}(\kappa)] \quad (34)$$

#### 4.4.1 Der lineare Kalibrationsansatz

Eine Grundvoraussetzung des Kalibrationsansatzes ist, dass sich die Geräteeigenschaften während des Messzyklus nicht ändern. Entscheidend ist die interne Temperatur des Interferometers, da sie die Eigenemissionen beeinflusst und sich die Position der optischen Komponenten zueinander durch Temperaturänderungen verändert (MacBride et al., 1997). Während eines Eichzyklus muss die Temperatur des Interferometers deshalb möglichst konstant sein.

Die Bestimmung von  $\hat{G}(\kappa)$  und  $\hat{C}(\kappa)$  wird durch die unabhängigen Messungen

von zwei Schwarzkörpern erreicht, deren Temperaturen unterschiedlich und bekannt sind. Die Strahlungsbeiträge  $R(\kappa)$  und  $R_{2nd\_port}(\kappa)$  lassen sich dann mit Hilfe der Planckfunktion  $B(T, \kappa)$  berechnen. Dabei muss das normalerweise von 1 abweichende Emissionsvermögen  $\epsilon$  der Schwarzkörper berücksichtigt werden:

$$R(\kappa) = \epsilon B(T, \kappa) + (1 - \epsilon) B(T_a, \kappa), \quad (35)$$

wobei  $T_a$  die mittlere Umgebungstemperatur ist.

Das Emissionsvermögen des Schwarzkörpers am Seiteneingang ist nicht bekannt. Sensitivitätsuntersuchungen haben aber gezeigt, dass der Einfluss des Emissionsvermögens vernachlässigbar ist, da die Temperatur des Schwarzkörpers am Seiteneingang und die Umgebungstemperatur, in diesem Fall die Temperatur im Inneren des Interferometers, sich nur um wenige Grad unterscheiden. Das Emissionsvermögen der Kalibrationsschwarzkörper BBU1 und BBU2 ist mit  $\epsilon = 0.9995$  so hoch, dass die Abweichung von 1 ebenfalls vernachlässigt werden kann.

Zwei Schwarzkörper-Messungen mit unterschiedlicher Temperatur ergeben zwei unabhängige Ausdrücke von Gleichung (34). Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, wird die Abhängigkeit von der Wellenzahl in den folgenden Gleichungen nicht mehr dargestellt.

$$\hat{S}_1 = \hat{G} [B(T_1) + B(T_{2nd\_port,1}) + \hat{C}] \quad (36)$$

$$\hat{S}_2 = \hat{G} [B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2}) + \hat{C}]. \quad (37)$$

Anhand dieser Messungen lassen sich  $\hat{C}$  und  $\hat{G}$  bestimmen

$$\hat{G} = \frac{\hat{S}_1 - \hat{S}_2}{[B(T_1) + B(T_{2nd\_port,1}) - (B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2}))]}, \quad (38)$$

$$\hat{C} = \frac{S_2 [B(T_1) + B(T_{2nd\_port,1})] - S_1 [B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2})]}{\hat{S}_1 - \hat{S}_2}. \quad (39)$$

Ist  $\hat{S}_3$  ein drittes komplexes Rohspektrum einer Strahlungsquelle mit unbekannter Temperatur bzw. Strahldichte, so lässt sich die abgegebene und zum Interferometer transmittierte Strahldichte  $L$  mit Hilfe der zwei Schwarzkörper-Kalibrationsmessungen bestimmen. Für das gemessene und fouriertransformierte Interferogramm  $\hat{S}_3$  gilt analog zu Gleichung (34),

$$\hat{S}_3 = \hat{G} [L + B(T_{2nd\_port,3}) + \hat{C}]. \quad (40)$$

Wird für  $\hat{G}$  und  $\hat{C}$  entsprechend Gleichung (38) und (39) in Gleichung (40) eingesetzt, so folgt jeweils für den Real- und Imaginärteil des komplexen Differenzenquotienten:

$$L = \operatorname{Re} \left[ \frac{\hat{S}_3 - \hat{S}_2}{\hat{S}_1 - \hat{S}_2} \right] \cdot [(B(T_1) + B(T_{2nd\_port,1})) - (B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2}))] \\ + B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2}) + B(T_{2nd\_port,3}), \quad (41)$$

$$L_{Noise} = \operatorname{Im} \left[ \frac{\hat{S}_3 - \hat{S}_2}{\hat{S}_1 - \hat{S}_2} \right] \cdot [(B(T_1) + B(T_{2nd\_port,1})) - (B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2}))] \\ + B(T_2) + B(T_{2nd\_port,2}) + B(T_{2nd\_port,3}). \quad (42)$$

Gleichung (41) stellt die mathematische Grundlage für die Bestimmung der am Interferometer ankommenden Strahldichte  $L$  einer beliebigen Quelle dar. Der Imaginärteil  $L_{Noise}$  des komplexen Differenzen-Quotienten (Gleichung (42)) wird bei der Bestimmung der Strahldichte  $L$  nicht berücksichtigt. Im Mittel ist der Imaginärteil Null und enthält lediglich Beiträge vom Rauschen des Mess-Systems, aber keine Informationen der am Gerät einfallenden Strahlung (Revercomb et al., 1988).

Das Entscheidende bei diesem Kalibrationsansatz ist, dass hier nicht das Verhältnis der Betragsspektren gebildet wird, sondern der Realteil des komplexen Differenzenquotienten verwendet wird. Dies erhöht die Genauigkeit der Kalibration, da das Betragsspektrum immer vom Ursprung der komplexen Ebene ausgehend gebildet wird. Emissionen des Strahlteilers führen aber zu einer Verschiebung in der komplexen Ebene, das wird bei der Betragsbildung nicht berücksichtigt und führt zu Fehlern bei der Kalibration (Revercomb et al. (1988); Weddigen et al. (1993); Wilson et al. (1999)).

#### 4.4.2 Die Korrektur der Detektor-Nicht-Linearität

Der in Kapitel 4.4.1 vorgestellte lineare Kalibrationsansatz ist nur erfolgreich anwendbar, wenn der verwendete Detektor eine lineare Kennlinie hat. Dies trifft für den im nahen Infrarot eingesetzten InSb-Detektor zu. Der im mittleren Infrarot verwendete MCT-Detektor hat dagegen eine nicht-lineare Kennlinie (Abrams et al. (1994); Rahmelow (1997)). Das nicht-lineare Verhalten des MCT-Detektors führt je nach Kennlinie des Detektors zu einer Streckung oder Stauchung des Interferogramms (vgl. Abbildung 18).

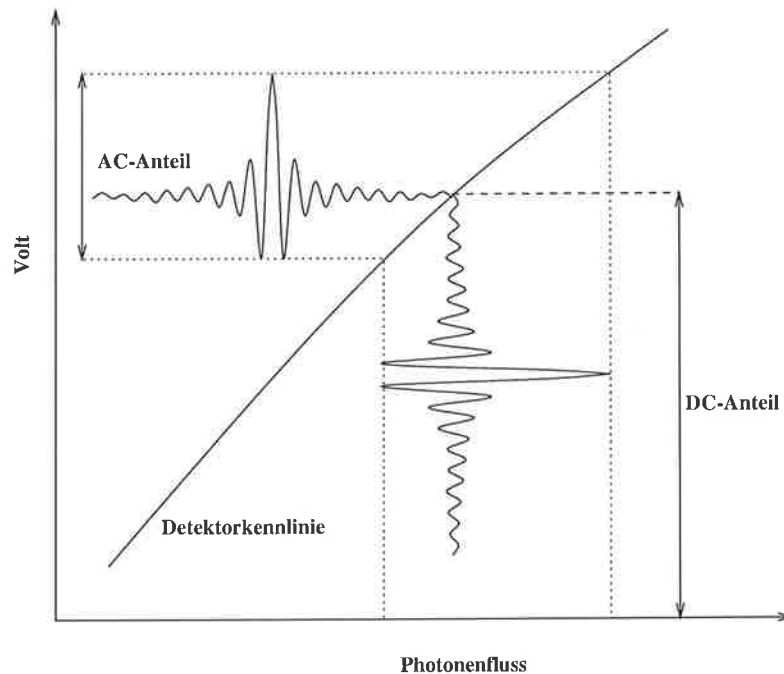


Abbildung 18: Der Einfluss der Nicht-Linearität eines Detektors auf gemessene Interferogramme.

Als Folge der Nicht-Linearität des MCT-Detektors ist zum Beispiel die Strahldichte einer klaren, kalten und trockenen Winteratmosphäre nach Anwendung der linearen Kalibration in einigen Spektralbereichen des atmosphärischen Fensters negativ und damit falsch.

Da es sich um eine Eigenschaft des Detektors handelt, tritt das Phänomen im Ortsraum auf. Es ist deshalb naheliegend, die Korrektur der Nicht-Linearität des Detektors ebenfalls im Ortsraum durchzuführen, bevor die eigentliche Kalibrationsprozedur angewendet wird.

### Die Bestimmung des Gleichstrom-Anteils

Wichtig für die Korrektur der Nicht-Linearität ist, dass der so genannte Gleichstrom-Anteil (DC-Anteil) bekannt ist, da dieser die Position auf der Kennlinie bestimmt, um den das Interferogramm variiert (s. Gleichung (18) und vgl. Abbildung 18). Der Gleichstrom-Anteil wird bei der Datenerfassung aus technischen Gründen nicht aufgezeichnet und muss deshalb vor der Korrektur der Nicht-Linearität bestimmt werden. Entsprechend Gleichung (18) lässt sich der Gleichstrom-Anteil prinzipiell auf zwei unterschiedliche Weisen bestimmen. Zum einen, indem das Integral über das gemessene fouriertransformierte Interferogramm gebildet wird. Diese Methode wird von Keens und Simon (1990) und Lachance et al. (1998) vorgeschlagen.

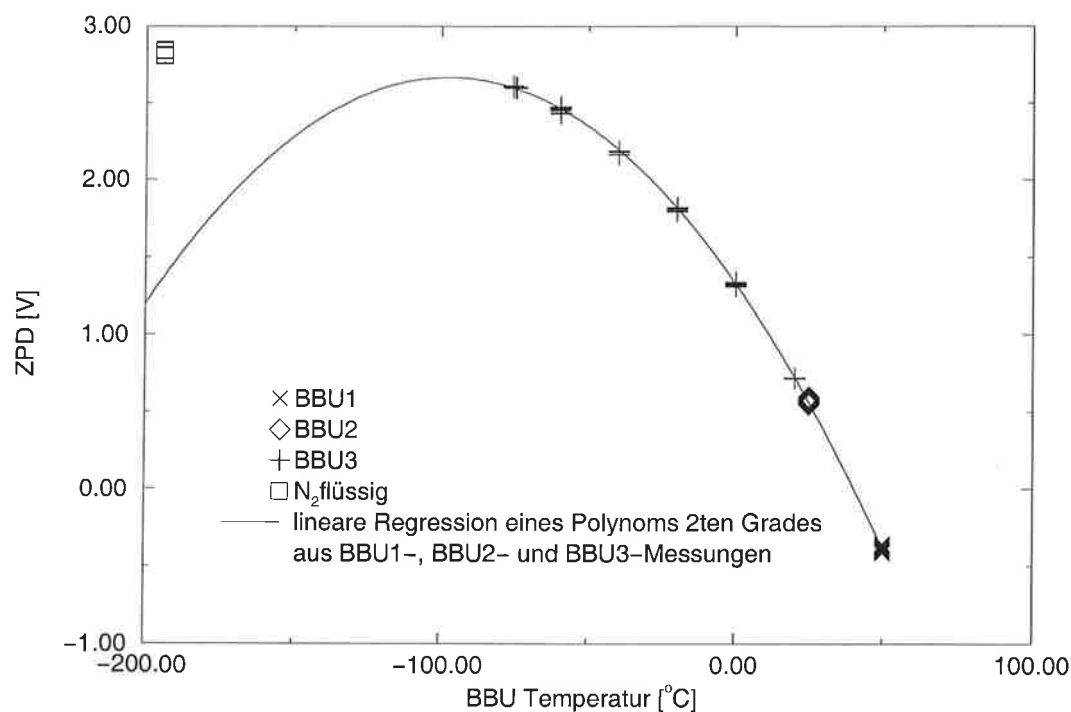


Abbildung 19: Abhängigkeit des ZPD von der Strahlungsquelle am Haupteingang.

Zum anderen sind beide Terme der rechten Seite von Gleichung (18), also der Gleichstrom-Anteil  $I_D^0$  und das Interferogramm  $F(x)$  identisch, wenn die optische Weglängendifferenz Null ist ( $x = 0$ ). Diese Methode wird für die Bestimmung des Gleichstrom-Anteils verwendet, da der mathematische Aufwand deutlich geringer ausfällt. Bei der Bestimmung des Gleichstrom-Anteils muss berücksichtigt werden, dass das Doppelpendel-Interferometer immer die Summe der Interferogramme der beiden Strahlungsquellen  $Q_1$  und  $Q_2$  abzüglich des DC-Anteils aufzeichnet (Abbildung 12). Das führt zu einem negativen Wert beim ZPD des MCT-Detektors, wenn die Strahlungsquelle des Haupteingangs stärker ist als die des Seiteneingangs.

Der Beitrag des Seiteneingangs lässt sich experimentell bestimmen, indem der Strahlungsbeitrag des Haupteingangs auf einen Wert reduziert wird, der unterhalb der Empfindlichkeitsgrenze des Detektors liegt. Die Temperatur der Schwarzkörper am Haupteingang wird zwischen  $-75$  °C und  $+50$  °C variiert (s. Kapitel 4.3.2). Bei weiteren Messungen wird als Strahlungsquelle am Haupteingang flüssiger Stickstoff mit  $-196$  °C verwendet.

In Abbildung 19 sind die ZPD-Werte der Schwarzkörper-Messungen und der Flüssigstickstoff-Messungen gezeigt. Der Messwert beim ZPD ist in Abhängigkeit von der Temperatur der Strahlungsquelle am Haupteingang dargestellt. Es

ist zu erkennen, dass die geringen Strahldichte-Änderungen, die bei niedrigen Schwärzkörpertemperaturen auftreten, vom Gerät gut erfasst werden. Die Grenze der Detektierbarkeit wird bei Tieftemperatur-Schwarzkörper-Messungen mit einer minimal möglichen Temperatur von  $-78\text{ °C}$  nicht unterschritten. Die Temperaturänderung des Schwarzkörpers am Seiteneingang ist aufgrund der Temperaturstabilisierung des Interferometers um mehrere Größenordnungen kleiner als die des Haupteingangs. Die Signaländerung am ZPD ist deshalb im Wesentlichen auf die Strahldichteänderungen der Strahlungsquelle am Haupteingang zurückzuführen.

Eine lineare Regression eines Polynoms 2ten Grades zeigt bis etwa  $-100\text{ °C}$  physikalisch vernünftige Werte. Aus den Tieftemperatur-Messungen zwischen  $-70$  und  $+20\text{ °C}$  kann aber kein Zusammenhang mehr zu den Flüssigstickstoff-Messungen abgeleitet werden. Zwischen  $-100\text{ °C}$  und  $-196\text{ °C}$  wird die Grenze der Detektierbarkeit unterschritten. Damit lässt sich feststellen, dass OASIS für die bodengebundene Fernerkundung in Bereichen des atmosphärischen Fensters gut geeignet ist, da der ZPD bei Messungen der abwärts gerichteten Strahlung einer kalten und klaren Winteratmosphäre deutlich unterhalb von  $2.5\text{ Volt}$  liegt.

Ein ZPD-Wert von  $2.84\text{ Volt}$ , der sich ausschließlich aus dem Beitrag des Seiteneingangs und des Eigenstrahlungsanteils des Interferometers zusammensetzt, lässt sich anhand der Flüssigstickstoff-Messungen ermitteln. Der Beitrag von flüssigem Stickstoff als Strahlungsquelle des Haupteingangs bleibt unterhalb der Detektierbarkeitsgrenze des Interferometers. Mit der Kenntnis des Beitrags, den der Seiteneingang allein zum ZPD-Wert leistet, ist es möglich, aus der vom Interferometer aufgezeichneten Summe zwischen Seiteneingang und Haupteingang abzüglich des DC-Anteils beim ZPD den Beitrag des Haupteingangs zu bestimmen und den Gleichstrom-Anteil zu berechnen. Der Gleichstrom-Anteil  $I_D^0$  wird entsprechend Gleichung (18) aus dem gemessenen ZPD-Wert und dem Beitrag des Seiteneingangs beim ZPD bestimmt

$$I_D^0 = 2 \cdot 2.84 - F(0). \quad (43)$$

Diese Gleichung gilt nur für Temperaturen des Schwarzkörpers am Seiteneingang von etwa  $40\text{ °C}$  und für die Verstärkerstufe C des Verstärkers des MCT-Detektors (siehe Kapitel 4.2.3). Da der Verstärker des MCT-Detektors linear arbeitet, kann der Gleichstrom-Anteil aber bei beliebiger Verstärkungsstufe  $G$  bestimmt werden. Gleichung (43) geht dann über in

$$I_D^0 = 2 \cdot 2.84 \frac{G}{4} - F(0). \quad (44)$$

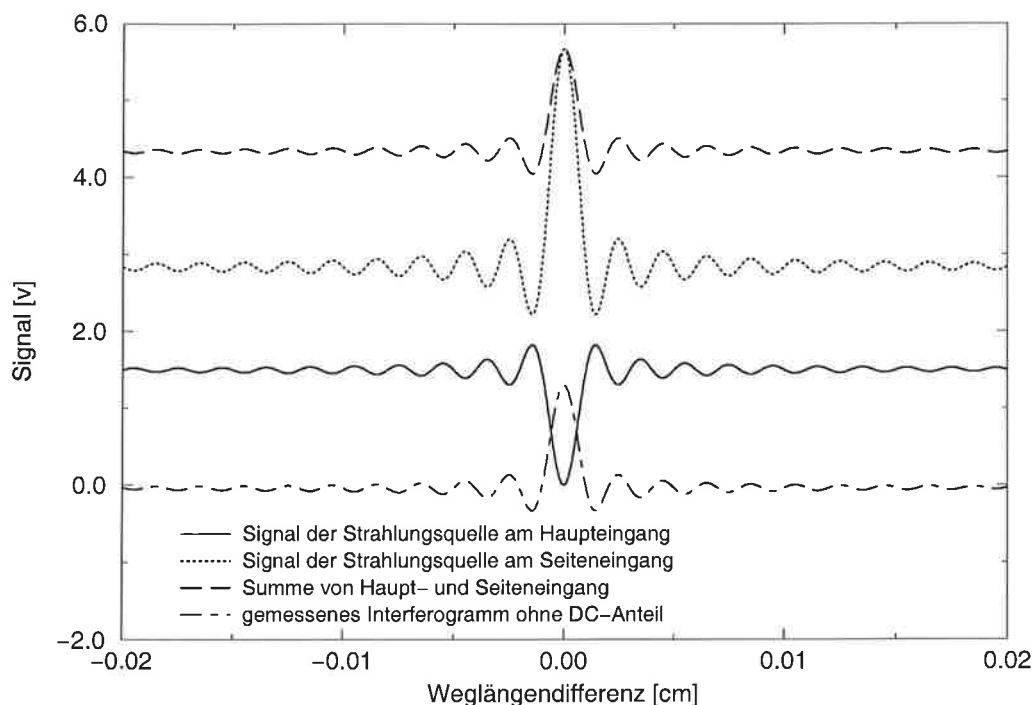


Abbildung 20: Prinzipieller Zusammenhang zwischen dem gemessenen Interferogramm und den einzelnen Beiträgen vom Seiten- und Haupteingang.

Ein Beispiel in Abbildung 20 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen dem aufgezeichneten Interferogramm und den einzelnen Beiträgen vom Seiten- und Haupteingang. Das Interferogramm des Seiteneingangs hat bei 40 °C Schwarzkörpertemperatur einen Gleichstrom-Anteil von 2.84 Volt, der ZPD-Wert liegt bei 5.68 Volt. Das Signal vom Haupteingang hat einen Gleichstrom-Anteil von 1.5 Volt, der ZPD-Wert beträgt 0 Volt. Die Summe der Einzelbeiträge ergibt ein Interferogramm mit einem Gleichstrom-Anteil von etwa 4.34 Volt und einem ZPD-Wert von 5.68 Volt. Die Verstärkerelektronik des Detektors schneidet den Gleichstrom-Anteil ab, sodass nur der variable Teil aufgezeichnet wird. Der Gleichstrom-Anteil des gemessenen Interferogramms ist im Idealfall 0 Volt. Der ZPD-Wert liegt bei 1.3 Volt. Entsprechend Gleichung (43) lässt sich anhand des gemessenen ZPD-Werts ein Gleichstrom-Anteil von etwa 4.3 Volt bestimmen.

Außerdem wird bei der Darstellung in Abbildung 20 deutlich, welche Auswirkung die in Kapitel 4.1 und Abbildung 12 beschriebene unterschiedliche Anzahl von Reflexionen am Strahlteiler auf das Messprinzip bzw. die Bestimmung des Gleichstrom-Anteils hat. Entscheidend ist, dass eine Reflexion am Strahlteiler zu einer Phasendrehung von 180° führt, sodass es aufgrund der unterschiedlichen Anzahl von Refle-

xionen zu konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz am ZPD der Interferogramme der beiden Strahlungsquellen kommt.

### Die Bestimmung der Nicht-Linearitätskoeffizienten

Die in den letzten Jahren vorgestellten Nicht-Linearitätskorrektur-Methoden von Keens und Simon (1990), Revercomb (1994), Lachance et al. (1998) und Wilson et al. (1999) unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Art, wie die Koeffizienten der Nicht-Linearitätskorrektur und der Gleichstrom-Anteil bestimmt werden. Außerdem werden unterschiedlich hohe Ordnungen bei der Korrektur berücksichtigt. Die verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Nicht-Linearitätskoeffizienten lassen sich in zwei Kategorien einteilen. Zum einen wird das fouriertransformierte Interferogramm innerhalb des Spektralbereichs, in dem der Detektor empfindlich ist, betrachtet (Lachance et al., 1998; Wilson et al., 1999), zum anderen wird ein Spektralbereich außerhalb des Empfindlichkeitsbereichs des Detektors verwendet (Keens und Simon, 1990; Revercomb, 1994).

Bei der von Wilson et al. (1999) beschriebenen Methode wird der Nicht-Linearitätskoeffizient aus Vergleichen mit einem linearen InSb-Detektor innerhalb eines Überlappungsbereiches iterativ bestimmt. Obwohl es sich bei OASIS auch um ein Interferometer mit einem MCT- und einem InSb-Detektor handelt, kann diese Methode nicht angewendet werden, da es keinen Spektralbereich gibt, in dem beide Detektoren hinreichend gut arbeiten.

Die Methode von Lachance et al. (1998) kann ebenfalls nicht erfolgreich angewendet werden, da für diese Korrekturmethode Schwarzkörper-Messungen mit mehreren hundert Grad Temperaturunterschied benötigt werden. Tests bei den für OASIS typischen Schwarzkörper-Temperaturen zeigen, dass der verwendete Simplex-Algorithmus zur Bestimmung der Koeffizienten nicht konvergiert.

Verfahren, die die Nicht-Linearitätskoeffizienten aus Messungen in Spektralbereichen außerhalb des Detektorempfindlichkeitsbereiches ermitteln, führen ebenfalls zu keinem Ergebnis.

Es war deshalb notwendig, eine neue Methode zu entwickeln, um die Nicht-Linearität des MCT-Detektors zu korrigieren. Ausgangsbasis für diese Methode ist der quadratische Ansatz von Wilson et al. (1999). Dabei wird der Zusammenhang zwischen dem korrigierten linearen Interferogramm  $I_{AC}^l$  und dem Gleichstrom-Anteil  $I_{DC}^l$  und dem gemessenen nicht-linearen Interferogramm  $I_{AC}^m$  und dem Gleichstrom-Anteil  $I_{DC}^m$  durch folgende Gleichung beschrieben:



$$\begin{aligned}
 I_{AC}^l + I_{DC}^l &= I_{AC}^m + I_{DC}^m + \beta(I_{AC}^m + I_{DC}^m)^2 \\
 &= I_{AC}^m + I_{DC}^m + \beta(I_{DC}^m{}^2 + 2I_{DC}^m I_{AC}^m + I_{AC}^m{}^2). \quad (45)
 \end{aligned}$$

Da nicht das Interferogramm, sondern die Fouriertransformation des Interferogramms von Interesse ist, können die konstanten Terme von Gleichung (45) vernachlässigt werden, da diese nur auf die Wellenzahl  $0 \text{ cm}^{-1}$  des Spektrums Einfluss haben

$$\begin{aligned}
 I_{AC}^l &= I_{AC}^m + \beta(2I_{DC}^m I_{AC}^m + I_{AC}^m{}^2) \\
 &= I_{AC}^m [1 + \beta(2I_{DC}^m + I_{AC}^m)]. \quad (46)
 \end{aligned}$$

Die Unbekannte  $\beta$  in Gleichung (46) wird anhand von Tieftemperatur-Schwarzkörper-Messungen iterativ bestimmt. Es wird der Spektralbereich zwischen  $800$  und  $1100 \text{ cm}^{-1}$  betrachtet, da hier die Empfindlichkeit des MCT-Detektors und die Transmission der Luft zwischen Gerät und Schwarzkörper hoch ist. Die Korrektur des gemessenen Interferogramms wird entsprechend Gleichung (46) durchgeführt. Für  $\beta$  wird ein Anfangswert von Null gewählt. Dann wird die lineare Kalibration nach Gleichung (41) vollzogen, sodass man ein kalibriertes Spektrum erhält. Dieses Strahldichtespektrum wird in Helligkeitstemperaturen umgewandelt und die Differenz zwischen der Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers (BBU3) und der mittleren Helligkeitstemperatur im Spektralbereich  $800$  bis  $1100 \text{ cm}^{-1}$  gebildet. Der Nicht-Linearitätskoeffizient wird entsprechend der Temperaturdifferenz verändert und die Nicht-Linearitätskorrektur und die Kalibration erneut durchgeführt. Dies wird solange wiederholt, bis die Differenz zwischen der Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers und der Helligkeitstemperatur kleiner als  $0.05 \text{ }^\circ\text{C}$  ist.

Die Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers wird zwischen  $-76$  und  $+20 \text{ }^\circ\text{C}$  variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 21 dargestellt. Es ergibt sich ein Mittelwert des Nicht-Linearitätskoeffizienten über alle Temperaturen von  $\beta = 0.0221$ . Eine stärkere Streuung des Nicht-Linearitätskoeffizienten ist bei höheren Temperaturen des BBU3 festzustellen. Dies ist damit zu begründen, dass der Einfluss der Detektor-Nicht-Linearität umso geringer ist, je ähnlicher sich die Spektren der Kalibrationsschwarzkörper und der zu kalibrierenden Strahlungsquelle sind.

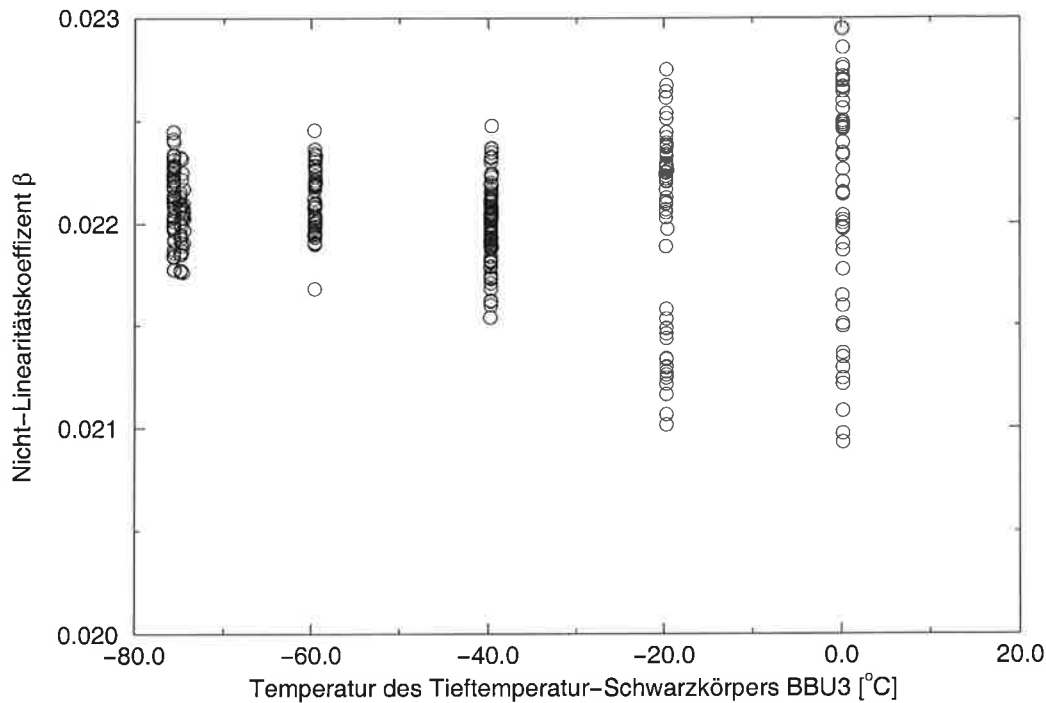


Abbildung 21: Der Nicht-Linearitätskoeffizient  $\beta$  in Abhängigkeit von der Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers.

Die Güte des Koeffizienten wird überprüft, indem der Nicht-Linearitätskoeffizient von 0.0221 auf unabhängige Tieftemperaturmessungen angewendet wird. Die auftretenden Differenzen zwischen der im Spektralbereich 800 bis 1100  $\text{cm}^{-1}$  gemittelten Helligkeitstemperatur und der Temperatur des BBU3 sind in Abbildung 22 dargestellt. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der mittleren Helligkeitstemperatur und der Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers zu erkennen. Die mittlere Abweichung beträgt lediglich 0.024 °C, die Standardabweichung 0.31 °C. Die hohe Standardabweichung ist auf die Messungen unterhalb von -70 °C zurückzuführen; werden diese Messungen nicht berücksichtigt, liegt die Standardabweichung nur noch bei 0.11 °C. Die kalibrierten Spektren der Tieftemperatur-Schwarzkörper-Messungen stimmen gut mit den entsprechenden Planckfunktionen überein und zeigen keine spektralen Artefakte. Der Nicht-Linearitätskorrektur-Ansatz zweiter Ordnung und der mit Hilfe des Tieftemperatur-Schwarzkörpers bestimmte Korrekturkoeffizient  $\beta = 0.0221$  ermöglichen eine Korrektur der Nicht-Linearität des MCT-Detektors. Die Nicht-Linearitätskorrektur ist eine entscheidende Voraussetzung für die Kalibration von Himmelmessungen im atmosphärischen Fenster.

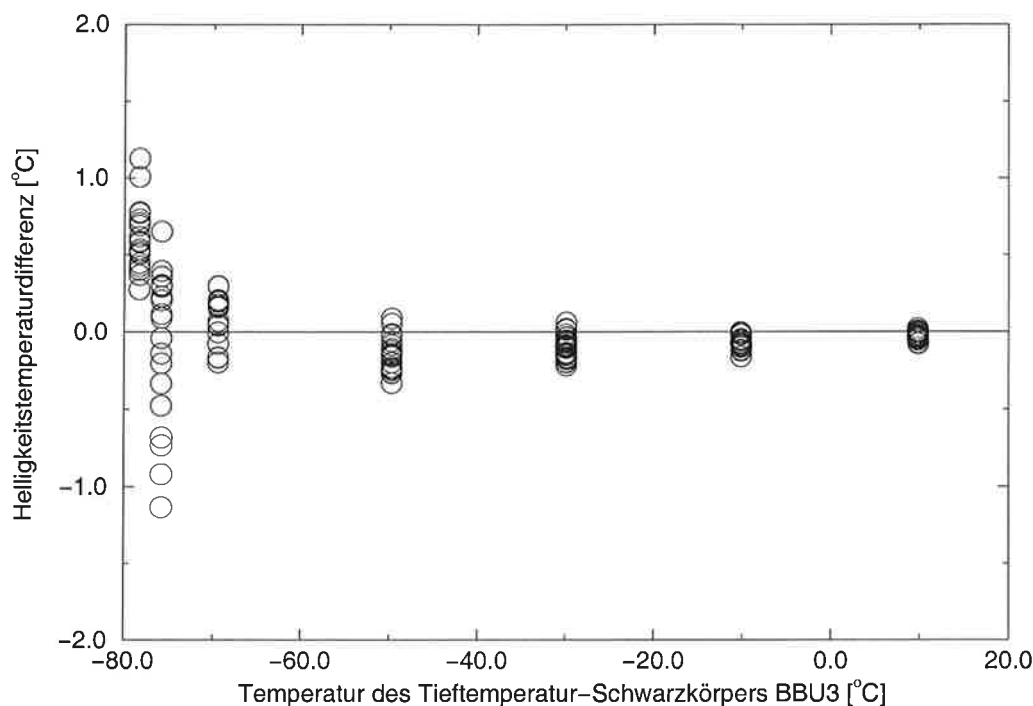


Abbildung 22: Die Genauigkeit der Nicht-Linearitätskorrektur. Die Temperaturdifferenz zwischen der Temperatur des BBU3 und der der mittleren Helligkeitstemperatur zwischen 800 und 1100  $\text{cm}^{-1}$  in Abhängigkeit der Temperatur von BBU3.

## 4.5 Die Messgenauigkeit von OASIS

### 4.5.1 Das Rauschverhalten von OASIS

Für die Beurteilung der Güte der Messungen ist das Rauschverhalten der kalibrierten Spektren entscheidend. Das Rauschverhalten von OASIS wurde anhand von Schwarzkörper-Messungen untersucht. Als Maß wird die Standardabweichung der kalibrierten Einzelmessungen in Helligkeitstemperaturen verwendet. Es sind die Spektralbereiche beider Detektoren untersucht worden. Es zeigt sich deutlich, dass das Rauschen des MCT-Detektors im Bereich zwischen 800 und 1100  $\text{cm}^{-1}$  im Vergleich zum InSb-Detektor im Bereich zwischen 1850 und 2200  $\text{cm}^{-1}$  etwa zehn Mal größer ist (vgl. Abbildungen 23 und 24).

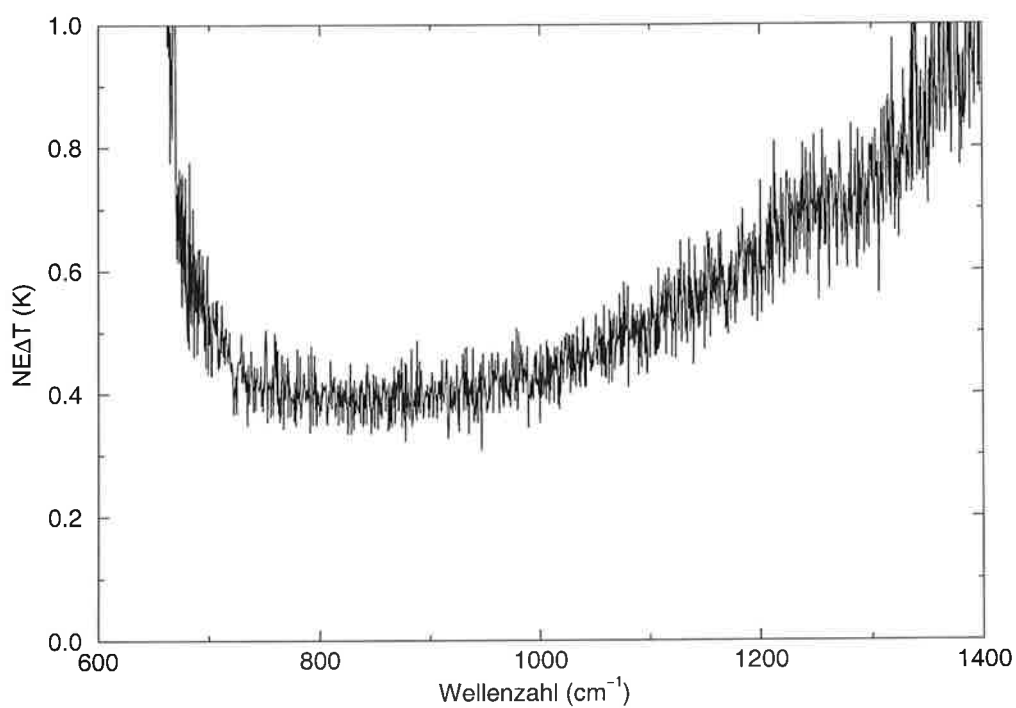


Abbildung 23: Das Rauschen des MCT-Detektors.

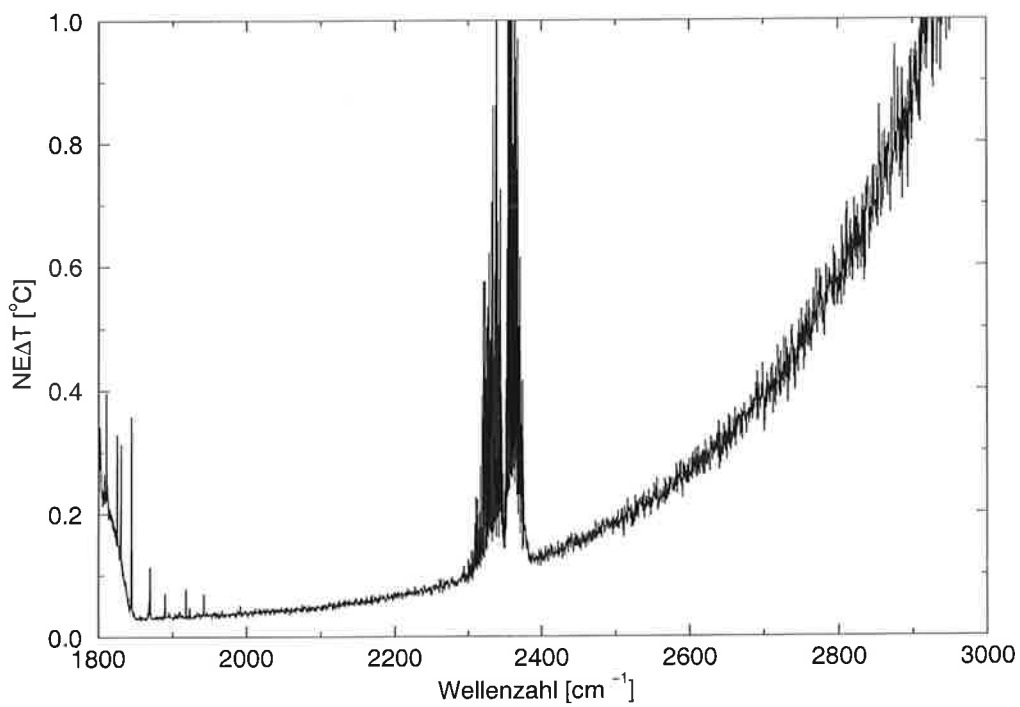


Abbildung 24: Das Rauschen des InSb-Detektors.

Anhand dieser Untersuchung wird deutlich, dass sich der Spektralbereich des InSb-Detektors zwischen 2000 und 2200  $\text{cm}^{-1}$  am besten für die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche eignet, da das Rauschen des Detektors hier gering ist und die Atmosphäre eine hinreichend große Transmissivität besitzt. In dem Spektralbereich des atmosphärischen Fensters zwischen 770 und 1100  $\text{cm}^{-1}$  ist zwar das Transmissionsvermögen höher, dafür arbeitet der MCT-Detektor in diesem Bereich aber deutlich schlechter als der InSb-Detektor zwischen 2000 und 2200  $\text{cm}^{-1}$  (vgl. Abbildung 8 und 9). Verantwortlich für das starke Rauschen im Bereich des MCT-Detektors ist der im Interferometer verwendete ZnSe-Strahlenteiler (Rochette, 2000).

#### 4.5.2 Die absolute Genauigkeit von OASIS

Um die absolute Genauigkeit von Kalibration und Nicht-Linearitätskorrektur zu ermitteln, werden unabhängige Messungen mit drei Kalibrationsschwarzkörpern durchgeführt. Bei diesen Messungen werden die Schwarzkörper BBU1 und BBU2 bei 50 °C bzw. 25 °C eingesetzt, um die Strahldichtemessungen des Tieftemperatur-Schwarzkörpers zu kalibrieren. Die Temperatur des BBU3 entspricht mit zirka 10 °C in etwa der Temperatur der Meeresoberfläche während der Feldmesskampagne. Über einen Zeitraum von etwa einer Stunde werden 20 Interferogramme des Tieftemperatur-Schwarzkörpers und der Kalibrationsschwarzkörper aufgezeichnet. Die Interferogramme werden fouriertransformiert und entsprechend der in Kapitel 4.4.1 beschriebenen Methode korrigiert und kalibriert.

Die kalibrierten Spektren werden in Helligkeitstemperaturen transformiert und spektral gemittelt. Bei der Mittelwertbildung werden nur Spektralbereiche berücksichtigt, in denen die Transmission hinreichend hoch ist. Die Auswahl wird anhand von Strahlungstransport-Rechnungen vorgenommen (siehe Kapitel 3.2). Es wird das gleiche Kriterium wie bei der Auswahl der spektralen Stützstellen für die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche verwendet. Die Spektren des MCT-Detektors werden zwischen 800 und 1100  $\text{cm}^{-1}$  gemittelt, die des InSb-Detektors zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$ . In Abbildung 25 ist die spektral gemittelte Helligkeitstemperatur der beiden Detektoren und die Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Die geringen Temperaturänderungen des Schwarzkörpers werden von beiden Detektoren gut erfasst.

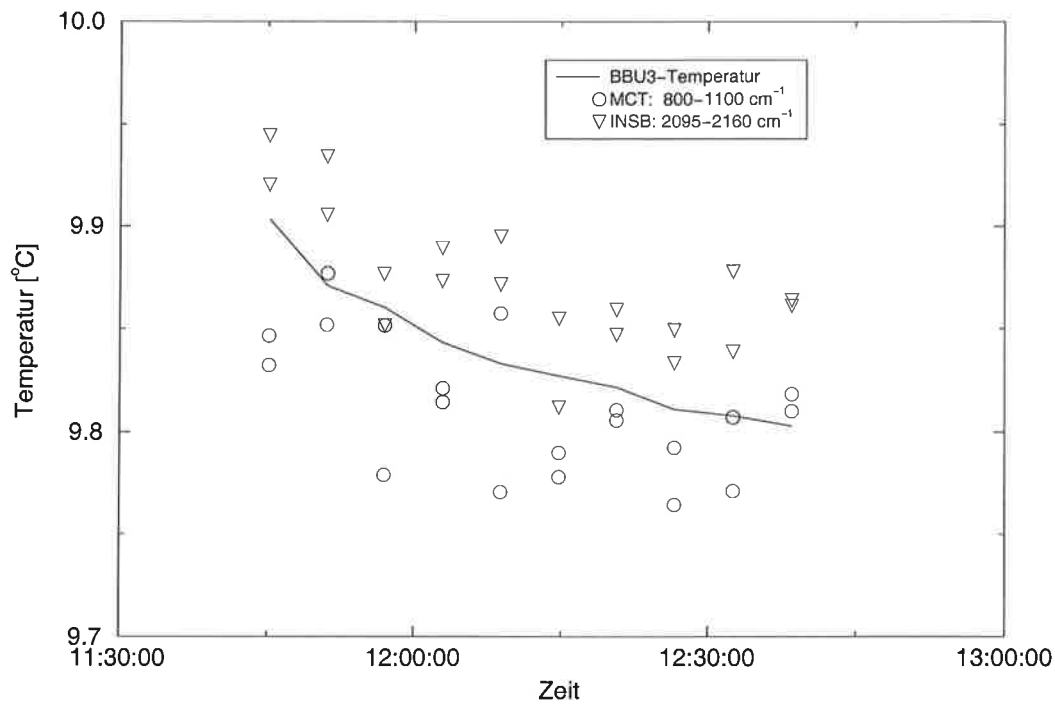


Abbildung 25: Die absolute Genauigkeit kalibrierter Schwarzkörperspektren. Der spektrale Mittelwert des MCT-Detektors zwischen  $800$  und  $1100\text{ cm}^{-1}$  und des InSb-Detektors zwischen  $2095$  und  $2160\text{ cm}^{-1}$  und die Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers BBU3 im zeitlichen Verlauf.

In der Tabelle 5 sind die Mittelwerte und die entsprechenden Standardabweichungen gezeigt. Außerdem ist die Temperatur des Tieftemperatur-Schwarzkörpers (BBU3) und die Differenz zwischen der BBU3-Temperatur und den mittleren Helligkeitstemperaturen des jeweiligen Detektors aufgeführt (BBU3-MCT, BBU3-InSb). In der letzten Zeile befinden sich die Mittelwerte der 20 Messungen. Die Abweichungen zwischen den mittleren Helligkeitstemperaturen und der Temperatur des BBU3 sind äußerst gering und liegen bei  $+0.025\text{ °C}$  für den MCT-Detektor und bei  $-0.035\text{ °C}$  für den InSb-Detektor. Die Abweichungen der mittleren Helligkeitstemperatur im Spektralbereich des MCT-Detektors liegen im Rahmen der Kalibrationsgenauigkeit der Temperaturfühler des BBU3. Die Abweichung im Bereich des InSb-Detektors ist geringfügig höher und liegt  $0.005\text{ °C}$  über der Kalibrationsgenauigkeit der Temperaturfühler.

Tabelle 5: Absolute Genauigkeit der kalibrierten Spektren. Alle Temperaturen in °C.

Nr.	BBU3	MCT	InSb	Differenzen	
		800-1100 cm <sup>-1</sup>	2095-2160 cm <sup>-1</sup>	BBU3-MCT	BBU3-InSb
1	9.90	9.83 ± 0.470	9.94 ± 0.070	0.070	-0.041
2	9.90	9.85 ± 0.490	9.92 ± 0.078	0.056	-0.017
3	9.87	9.85 ± 0.501	9.91 ± 0.073	0.019	-0.035
4	9.87	9.88 ± 0.452	9.93 ± 0.073	-0.006	-0.063
5	9.86	9.85 ± 0.482	9.88 ± 0.071	0.009	-0.016
6	9.86	9.78 ± 0.469	9.85 ± 0.065	0.081	0.009
7	9.84	9.81 ± 0.495	9.87 ± 0.076	0.029	-0.030
8	9.84	9.82 ± 0.484	9.89 ± 0.068	0.022	-0.046
9	9.83	9.77 ± 0.467	9.87 ± 0.074	0.062	-0.039
10	9.83	9.86 ± 0.467	9.89 ± 0.066	-0.024	-0.062
11	9.83	9.79 ± 0.470	9.86 ± 0.067	0.037	-0.028
12	9.83	9.78 ± 0.452	9.81 ± 0.069	0.049	0.015
13	9.82	9.81 ± 0.470	9.85 ± 0.072	0.011	-0.026
14	9.82	9.81 ± 0.455	9.86 ± 0.067	0.016	-0.038
15	9.81	9.76 ± 0.489	9.85 ± 0.068	0.046	-0.039
16	9.81	9.79 ± 0.504	9.83 ± 0.075	0.018	-0.023
17	9.81	9.81 ± 0.471	9.84 ± 0.068	0.001	-0.031
18	9.81	9.77 ± 0.492	9.88 ± 0.073	0.036	-0.070
19	9.80	9.82 ± 0.481	9.86 ± 0.056	-0.016	-0.061
20	9.80	9.81 ± 0.479	9.86 ± 0.066	-0.007	-0.058
Mittel	9.838	9.813 ± 0.477	9.873 ± 0.070	0.025	-0.035

---

## 5 Die Feldexperimente

In dieser Arbeit werden die Messungen von zwei Feldmesskampagnen untersucht, wobei der wesentliche Teil während des „Graal-Müritz Emissivity Experiment“ (GRAMEEX) aufgenommen wurde. Aus den gemessenen Interferogrammen wird das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit abgeleitet. Ein weiterer Teil stammt aus einer Messkampagne, die auf dem Dach des Hamburger Geomatikums durchgeführt wurde. Diese Messungen dienen zur Validierung der Methode, mit der das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche bestimmt wird.

Neben diesen Feldmesskampagnen sind Labormessungen verwendet worden, um den Nicht-Linearitätskoeffizienten und den Gleichstrom-Anteil zu bestimmen. Die Labormessungen sind alle im OASIS-Messlabor durchgeführt worden. Es handelt sich, abgesehen von den Flüssigstickstoffmessungen, ausschließlich um Schwarzkörper-Messungen.

### 5.1 Das „Graal-Müritz Emissivity Experiment“

Das Experiment GRAMEEX wurde in der Zeit vom 30.03.1999 bis zum 21.04.1999 auf der Seebrücke von Graal-Müritz an der Ostsee durchgeführt. Die Seebrücke hat eine Länge von 350 m und ist nach Nord-Nord-West ( $320^\circ$ ) ausgerichtet. Die Messgeräte wurden auf dem Brückenkopf der Seebrücke, einer etwa  $150 \text{ m}^2$  großen Plattform, betrieben. Der Abstand der Plattform von der Küstenlinie beträgt etwa 320 m. Die Plattform befindet sich ungefähr 3.8 m über der Wasserlinie (siehe Abbildung 26). Die Wassertiefe liegt bei etwa 4 m. Das Mess-System OASIS befand sich in der nord-östlichen Ecke und war oberhalb des Geländers der Seebrücke befestigt. OASIS wurde mit Hilfe einer Wasserwaage auf etwa  $1^\circ$  genau horizontal ausgerichtet. Ein Radiometer (KT19) mit einem Meerwasserbad war in der Höhe des Geländers befestigt. An der gegenüberliegenden, äußeren Ecke war ein Mast mit meteorologischen Messgeräten angebracht. An diesem waren in unterschiedlichen Höhen folgende Messgeräte befestigt (vgl. Tabelle 6): Cup-Anemometer, Windfahne, Lufttemperaturfühler, Taupunktspiegel, Drucksensor, Eppley-Pyrgeometer und ein Strahlungsfluss-Messgerät für Global-Strahlung (Pyranometer). Im Wasser befanden sich drei Temperaturfühler in jeweils 1, 2 und 3 m Wassertiefe. An einem Ausleger, der an der Stirnseite der Plattform montiert war und etwa 5 m über den



Brückenkopf hinausragte, waren ein Sonic-Anemometer und ein Feuchteffluktuations-Messgerät (Ophir) befestigt.

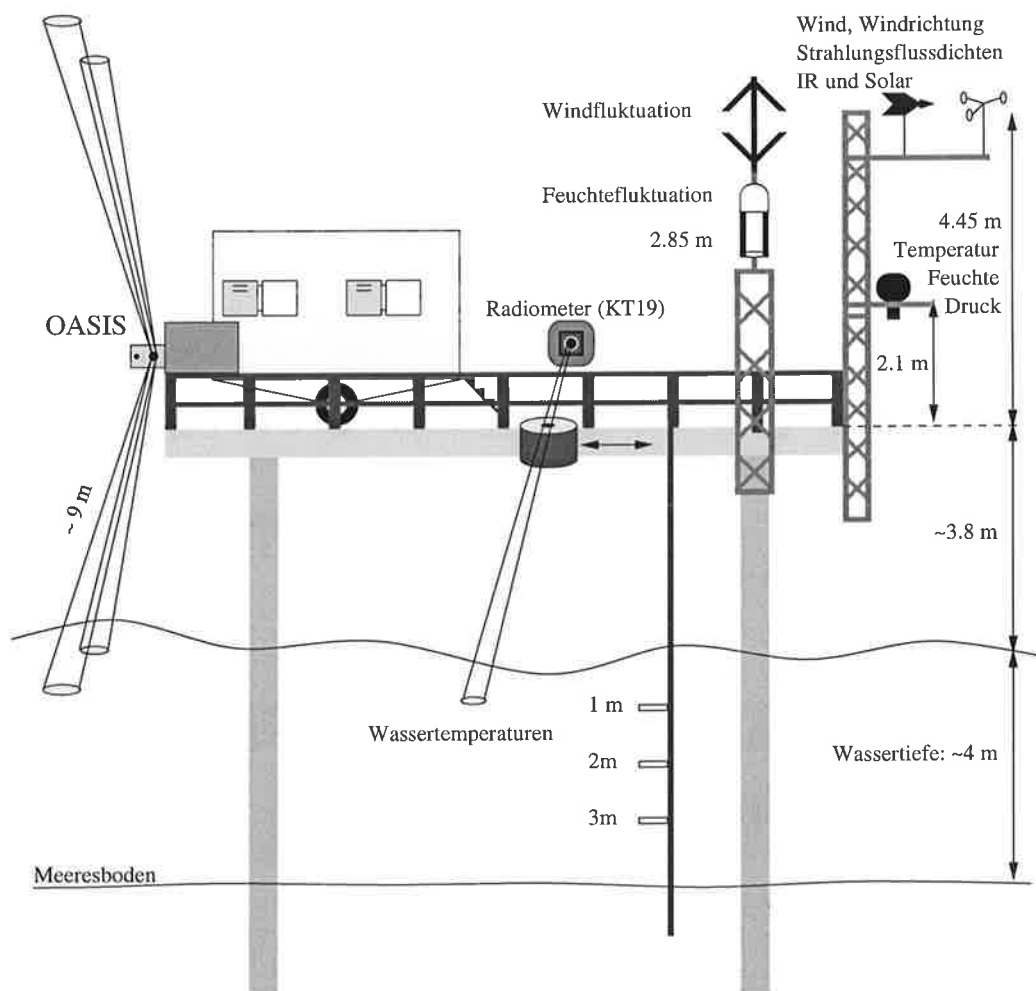


Abbildung 26: Messaufbau auf dem Brückenkopf der Sebrücke von Graal-Müritz.

Tabelle 6: Abstand der Messgeräte zur Meeresoberfläche.

Messgerät	Abstand zur Meeresoberfläche [m]
Cup-Anemometer	8.25
Windfahne	8.25
Sonic-Anemometer	8.05
Eppley-Pyrgeometer	8.05
Pyranometer	8.05
Ophir	6.65
Taupunktspiegel	5.95
Lufttemperaturfühler	5.95
Drucksensor	5.95
OASIS	4.80
KT19	4.80
Meerwasserbad	4.00
Wassertemperaturfühler 1	-1 m
Wassertemperaturfühler 2	-2 m
Wassertemperaturfühler 3	-3 m

Neben den Messgeräten befand sich ein Bauwagen auf dem Brückenkopf, der vier Messwert-Erfassungsrechner und die Wetterbeobachter beherbergte. Zusätzlich zu den Messungen wurden stündlich Wetterbeobachtungen durchgeführt.

Die meteorologischen Parameter Wind, Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur, Luftfeuchte, Druck sowie die Wassertemperaturen wurden als Ein-Minuten-Mittelwerte aufgezeichnet. Die Messwerte sind durch die Beobachtungen des Bedeckungsgrads der unteren Wolken und den Gesamtbedeckungsgrad ergänzt worden.

## 5.2 Das Experiment DACHEX

Das Experiment DACHEX wurde auf dem Dach des Hamburger Geomatikums durchgeführt. Ziel des Experimentes war es, die Methode zur Bestimmung des Reflexionsvermögens zu validieren. Es wurde das für die Radiometerkalibration (KT19) verwendete (Schlüssel et al., 1990) Wasserbad eingesetzt, das eine Wasseroberfläche

mit konstantem Reflexionsmögen simulieren soll. Im Eichbad ist ein nach oben zeigender Brausekopf montiert, durch den permanent Wasser gepumpt wird. Diese Anordnung führt zu einer leichten Wölbung der Oberfläche. Die Durchflussmenge wird mit einem Hahn von Hand eingestellt. Im Laufe der Messkampagne wurde die Badoberfläche bei zwei unterschiedlichen Durchflussmengen untersucht. Das Wasserbad ist mit einem Wärmebad verbunden, sodass die Wassertemperatur auf  $\pm 2\text{ °C}$  konstant gehalten wird. Das Interferometer blickt unter einem Winkel von etwa  $55\text{ °}$  auf die Wasserbadoberfläche und in die Atmosphäre. Die horizontale Ausrichtung von OASIS ist mit einer Unsicherheit von etwa  $1\text{ °}$  behaftet.

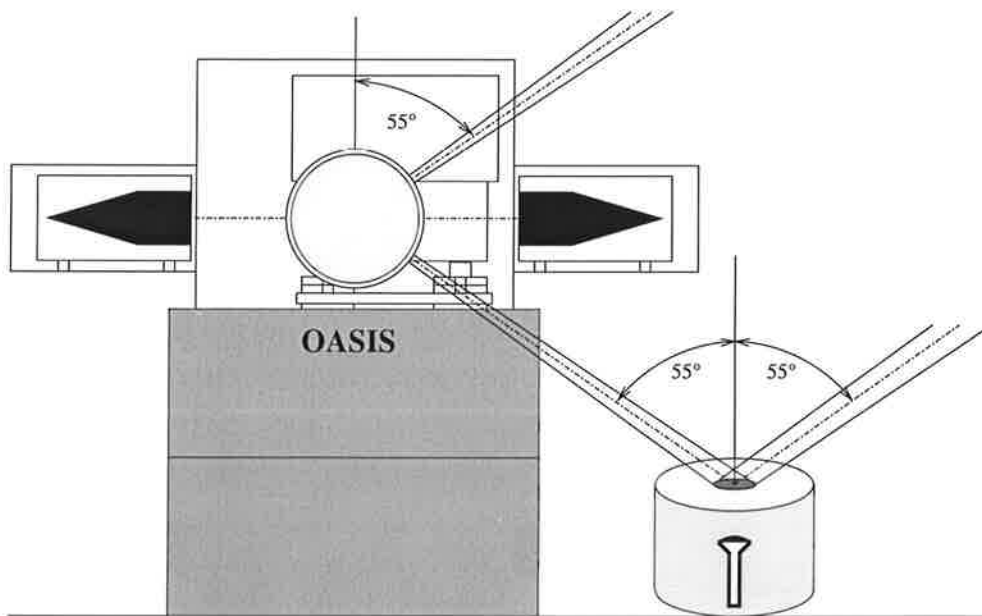


Abbildung 27: Messaufbau während der Messkampagne „DACHEX“ auf dem Dach des Geomatikums.

## 6 Ergebnisse

### 6.1 Das Reflexionsvermögen bei $2130\text{ cm}^{-1}$

Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche wird aus den gemessenen auf- und abwärts gerichteten Strahldichten entsprechend der in Kapitel 3.2 beschriebenen Methode abgeleitet. Die Methode ist nur anwendbar, wenn die spektrale Variabilität der abwärts gerichteten Strahldichten hinreichend groß ist, sodass der reflektierte Anteil der abwärts gerichteten Strahldichte oberhalb der Detektierbarkeitsgrenze des Interferometers liegt. Situationen mit niedriger oder mittelhoher Bewölkung eignen sich nicht für die Ableitung des Reflexionsvermögens. Die Fälle mit niedriger Bewölkung bzw. die Spektren ohne hinreichende Strahldichte-Variabilität werden aussortiert. Als Kriterium diente der Helligkeitstemperaturunterschied zwischen zwei spektralen Stützstellen, von denen eine innerhalb einer Wasserdampfbande liegt und eine außerhalb. Die drei verwendeten spektralen Stützstellenpaare sind in Abbildung 28 dargestellt. Der Helligkeitstemperaturunterschied zwischen den Stützstellenpaaren

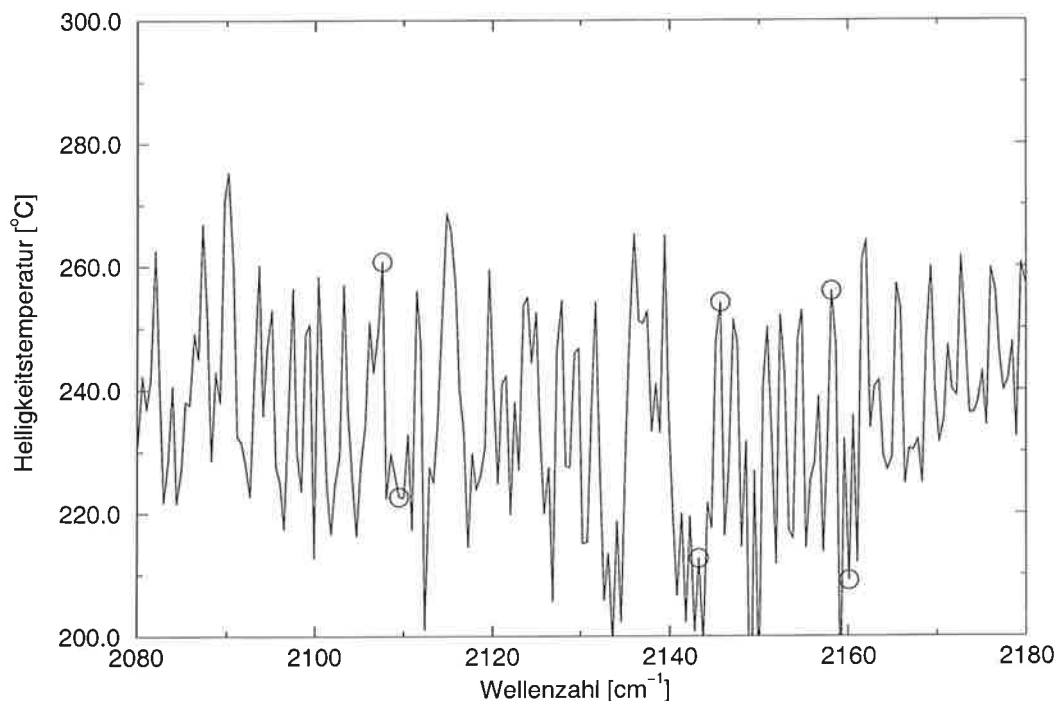


Abbildung 28: Die spektralen Stützstellen ( $\circ$ ), die bei der Kontrolle der Himmelspektren verwendet werden.

muss mindestens 22 °C betragen, damit die Messungen für die Bestimmung des Reflexionsvermögens verwendet werden.

Es wird der Spektralbereich zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$  betrachtet, da der InSb-Detektor in diesem Spektralbereich das geringste Rauschen aufweist (vgl. Kapitel 4.5.1). Außerdem ist die Änderung des Reflexionsvermögens in diesem Spektralbereich vernachlässigbar klein und die spektrale Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten  $x_{\kappa,\theta}$  kann in diesem Spektralbereich vernachlässigt werden (siehe Abbildung 5).

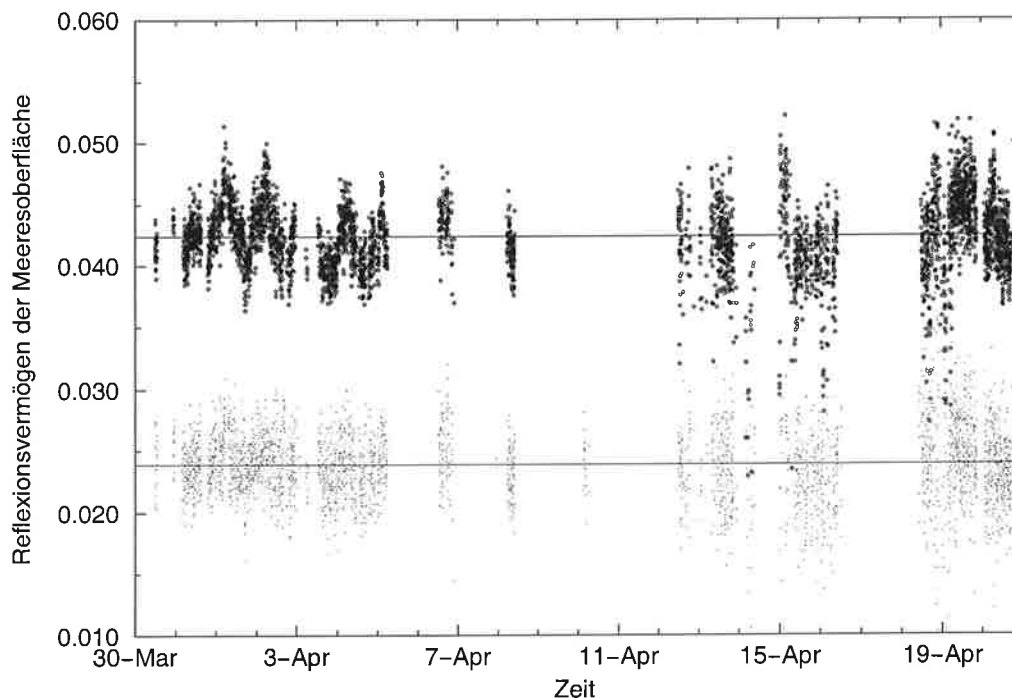


Abbildung 29: Das gemessene Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche bei 2130  $\text{cm}^{-1}$  während GRAMEEX bei 30° (·) und 55° (○) Blickwinkel des Interferometers und die Mittelwerte (-).

In Abbildung 29 ist die Zeitreihe des Reflexionsvermögens bei einem Blickwinkel von 30° und 55° gezeigt. Die Variation des Reflexionsvermögens ist bei 55° höher als bei 30°. Außerdem ist festzustellen, dass einige Werte des Reflexionsvermögens deutlich vom mittleren Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche abweichen. Ein Vergleich mit den Wolkenbeobachtungen zeigt, dass Messwerte mit niedrigem Reflexionsvermögen unter 0.035 bei 55° (0.015 bei 30°) immer in Verbindung mit niedriger durchbrochener Bewölkung auftreten. In Situationen ohne niedrige Bewölkung

vom 31.03.1999 bis zum 05.04.1999 wurden diese niedrigen Werte des Reflexionsvermögens, trotz unterschiedlicher Windgeschwindigkeiten, nicht festgestellt. In den Fällen mit niedriger durchbrochener Bewölkung verändert sich das Himmelsbild zwischen der Himmelsmessung und der Wassermessung, sodass kein Zusammenhang zwischen gemessener abwärts gerichteter Himmelsstrahlung und dem an der Meeresoberfläche reflektierten Anteil existiert. Diese Messungen werden deshalb nicht zur Ableitung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit verwendet.

### 6.1.1 Validation der Methode zur Bestimmung des Reflexionsvermögens

Zur Validation der Methode ist die Messkampagne DACHEX durchgeführt worden (vgl. Kapitel 5.2). Die Genauigkeit des Reflexionsvermögens ist bei  $55^\circ$  mit Hilfe eines Wasserbades untersucht worden. Das Wasserbad wird bei zwei unterschiedlichen Durchflussmengen betrieben. Diese Experimentanordnung ergibt zwei verschiedene mittlere Oberflächenrauigkeiten. Die Messdaten dieser Kampagne werden auf die gleiche Weise ausgewertet, wie dies in Kapitel 6.1 beschrieben ist. Es sind wie bei der Messkampagne GRAMEEX 1-Minuten-Mittelwerte der auf- und abwärts gerichteten Strahldichte aufgezeichnet worden. In Tabelle 7 ist das mittlere Reflexionsvermögen der Wasserbadoberfläche und die Standardabweichung bei zwei verschiedenen Durchflussmengen dargestellt. Zu Beginn der Messungen am 29.07.1999 wird eine hohe Durchflussmenge eingestellt (Messphase 1). Am 30.07.1999 wird die Durchflussmenge reduziert. Eine Abnahme des Reflexionsvermögens ist zu erkennen (Messphase 2). Die Standardabweichung des Mittelwerts hat in beiden Messphasen die gleiche Größenordnung (Tabelle 7). Wird davon ausgegangen, dass das Reflexionsvermögen der Wasserbadoberfläche in den zwei Messphasen im Mittel konstant ist, lässt sich die Genauigkeit des gemessenen Reflexionsvermögens einer Einzelmessung mit etwa 0.0012 abschätzen.

Tabelle 7: Reflexionsvermögen der Wasserbadoberfläche bei zwei Messphasen mit unterschiedlichen Durchflussmengen.

Messphase	Zeit	Mittelwert	Standardabweichung	Anzahl
1	29/30.07 18:30 - 05:30	0.0414	0.00122	464
2	30/31.07 19:00 - 02:10	0.0392	0.00126	514

Das abgeleitete Reflexionsvermögen der Wasserbadoberfläche ist in allen Messphasen niedriger als Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche bei  $55^\circ$  Blickwinkel (vgl. Kapitel 2.2). Der Grund für diese Unterschiede ist die horizontale Ausrichtung des Interferometers, die nur auf etwa  $1^\circ$  genau bekannt ist. Die Messungen können deshalb nicht verwendet werden, um Vergleiche zwischen verschiedenen komplexen Brechungsindizes durchzuführen.

## 6.2 Die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens bei $2130 \text{ cm}^{-1}$

In Abbildung 30 ist das Reflexionsvermögen bei  $2130 \text{ cm}^{-1}$  für  $30^\circ$  und  $55^\circ$  Blickwinkel in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit aufgetragen. Das Reflexionsvermögen ist in Abhängigkeit der 1-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeitsmessungen des Cup-Anemometers dargestellt. Bei der Betrachtung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens wird die Windrichtung berücksichtigt. Es werden nur Messungen verwendet, bei denen der Wind aus dem Bereich zwischen  $230^\circ$  und  $50^\circ$  kommt, also auf die Küste gerichtet ist. Außerdem werden nur Messungen berücksichtigt, in denen der Temperaturunterschied zwischen der Meeresoberfläche und der Lufttemperatur unterhalb von  $3^\circ\text{C}$  liegt, sodass die Strahlungstransportrechnungen, die zur Auswahl der spektralen Abschnitte herangezogen werden, gültig sind. Die Messungen des Reflexionsvermögens bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  Blickwinkel werden hintereinander durchgeführt. Das Reflexionsvermögen bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  ist mit verschiedenen Windgeschwindigkeitsmessungen kombiniert. Bei  $30^\circ$  sind deshalb höhere Windgeschwindigkeiten vorhanden als bei  $55^\circ$ .

Zusätzlich sind die Mittelwerte und die Standardabweichung  $1.5 \text{ m/s}$  breiter Windgeschwindigkeitsintervalle dargestellt. Die Zunahme des Reflexionsvermögens bei  $55^\circ$  Blickwinkel mit der Windgeschwindigkeit ist bis etwa  $7 \text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit zu erkennen. Oberhalb von  $7 \text{ m/s}$  nimmt das Reflexionsvermögen wieder ab. Die Abnahme des Reflexionsvermögens mit zunehmender Windgeschwindigkeit ist schwächer als die Zunahme zwischen  $0$  und  $7 \text{ m/s}$ . Bei  $30^\circ$  Blickwinkel ist die Zunahme des Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit schwächer als bei  $55^\circ$ . Es ist eine leichte Zunahme des Reflexionsvermögens bis etwa  $7 \text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit vorhanden. Eine Abnahme des Reflexionsvermögens bei höheren Windgeschwindigkeiten ist bei  $30^\circ$  Blickwinkel nicht erkennbar. Bei  $55^\circ$  Blickwinkel ist ein Einbruch des Reflexionsvermögens bei etwa  $8 \text{ m/s}$  zu erkennen. In diesem Windgeschwindig-

keitsintervall sind wenige Messungen vorhanden, die Standardabweichung bei beiden Blickwinkeln ist in diesem Windgeschwindigkeitsbereich höher.

Ein Vergleich der Standardabweichungen des Reflexionsvermögens dieser Messungen und der Messungen von DACHEX zeigt, dass die Standardabweichung der Mittelwerte über die  $1.5\text{ m/s}$  Windgeschwindigkeitsintervalle wesentlich größer ist als bei den Topfmessungen (vgl. Tabelle 8 und 9). Diese höhere Variabilität ist teilweise auf die Änderungen des Reflexionsvermögens innerhalb eines Windgeschwindigkeitsintervalls zurückzuführen, vollständig kann die höhere Standardabweichung damit nicht erklärt werden. Das bedeutet, dass die natürliche Variabilität des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche größer als die des Wasserbads ist.

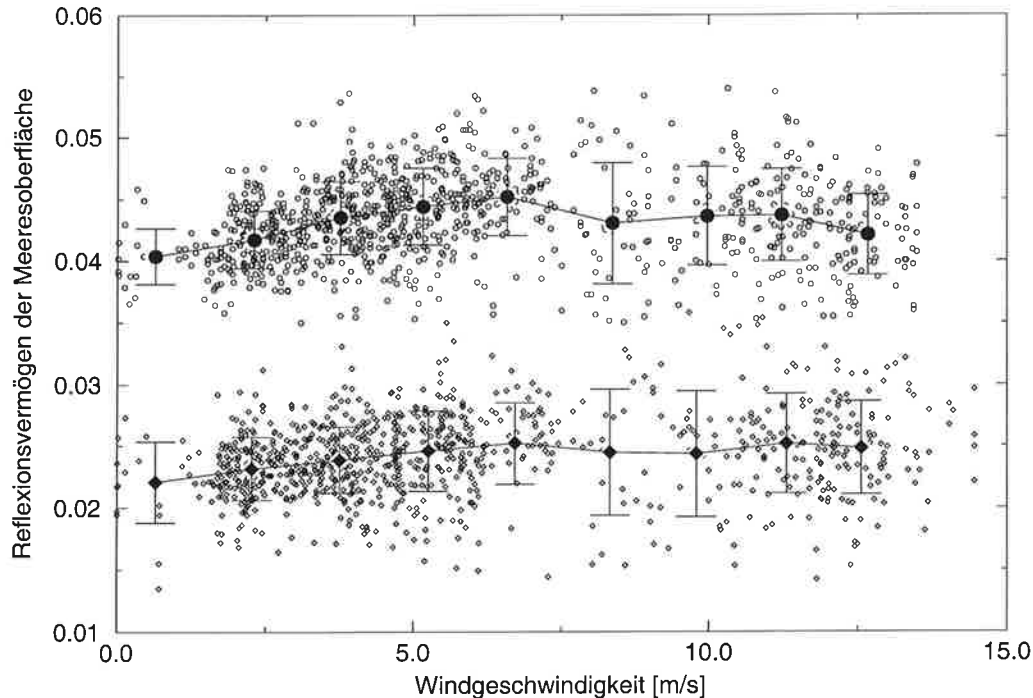


Abbildung 30: Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche bei  $30^\circ$  ( $\diamond$ ) und  $55^\circ$  ( $\circ$ ) in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit. Einzelmessungen und Mittelwerte  $1.5\text{ m/s}$  breiter Windgeschwindigkeitsintervalle mit Standardabweichung.



Tabelle 8: Das gemessene mittlere Reflexionsvermögen 1.5 m/s breiter Windgeschwindigkeitsintervalle mit Standardabweichung (sdev), Standardfehler des Mittelwerts ( $\text{sdev}/\sqrt{(n)}$ ) und Anzahl der Messungen ( $n$ ) bei  $30^\circ$  in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit.

Windgeschwindigkeit	Reflexionsvermögen	sdev	$\text{sdev}/\sqrt{(n)}$	$n$
0.6	0.0221	0.0033	0.00070	22
2.3	0.0232	0.0026	0.00018	198
3.7	0.0238	0.0027	0.00018	217
5.3	0.0245	0.0033	0.00023	202
6.7	0.0252	0.0033	0.00040	70
8.3	0.0244	0.0051	0.00107	23
9.8	0.0243	0.0051	0.00083	38
11.3	0.0251	0.0040	0.00045	83
12.6	0.0248	0.0038	0.00041	84

Tabelle 9: Das gemessene mittlere Reflexionsvermögen 1.5 m/s breiter Windgeschwindigkeitsintervalle mit Standardabweichung (sdev), Standardfehler des Mittelwerts ( $\text{sdev}/\sqrt{(n)}$ ) und Anzahl der Messungen ( $n$ ) bei  $55^\circ$  in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit.

Windgeschwindigkeit	Reflexionsvermögen	sdev	$\text{sdev}/\sqrt{(n)}$	$n$
0.6	0.0404	0.0023	0.00046	26
2.3	0.0417	0.0023	0.00017	202
3.8	0.0435	0.0029	0.00019	231
5.2	0.0444	0.0031	0.00021	224
6.6	0.0452	0.0031	0.00031	99
8.4	0.0430	0.0050	0.00067	63
9.9	0.0436	0.0040	0.00058	49
11.2	0.0437	0.0037	0.00037	112
12.7	0.0421	0.0032	0.00035	92

Tabelle 10: Das mittlere Reflexionsvermögen mit Standardabweichung (sdev) einer ebenen Wasseroberfläche nach Fresnel, berechnet aus den Brechungsindizes von Bertie und Lan (1996), Zolotarev und Demin (1977) und Downing und Willams (1975) für reines Wasser und für Salzwasser entsprechend der Korrektur von Friedmann (1969), bei 29°, 30°, 54° und 55° und 2130 cm<sup>-1</sup>.

Blickwinkel	Salzkorrektur	Reflexionsvermögen	sdev
29°	nein	0.0208	0.00022
29°	ja	0.0215	0.00022
30°	nein	0.0210	0.00022
30°	ja	0.0216	0.00022
54°	nein	0.0403	0.00032
54°	ja	0.0413	0.00032
55°	nein	0.0427	0.00032
55°	ja	0.0437	0.00033

Die Messergebnisse werden zunächst mit Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche anhand der Fresnelschen Formeln verglichen. In Tabelle 10 sind die Ergebnisse der Rechnungen mit drei verschiedenen komplexen Brechungsindizes von Bertie und Lan (1996), Zolotarev und Demin (1977) und Downing und Willams (1975) dargestellt. Es ist der Mittelwert des Reflexionsvermögens der drei verschiedenen komplexen Brechungsindizes und die Standardabweichung gezeigt. Es sind die Blickwinkel 29°, 30°, 54° und 55° bei 2130 cm<sup>-1</sup> berücksichtigt. Die Rechnungen sind für reines Wasser und für Salzwasser durchgeführt worden.

Es ist festzustellen, dass das gemessene Reflexionsvermögen bei 30° im Windgeschwindigkeitintervall 0 bis 1.5 m/s (siehe Tabelle 8) höher ist als die in Tabelle 10 dargestellten Ergebnisse der Rechnungen. Die Abweichung ist gering und liegt innerhalb der Unsicherheiten, die durch die Differenzen der verschiedenen Brechungsindizes und durch die Unsicherheit des Mittelwerts der Messungen hervorgerufen werden. Im Gegensatz dazu, liegen die Messergebnisse bei einem Blickwinkel von 55° deutlich unterhalb der Rechnungen für 55° (siehe Tabelle 10 und 9). Allerdings ist der Blickwinkel des Interferometers mit einer Unsicherheit von etwa 1° behaftet (Kapitel 5.1). Unter Berücksichtigung der Ungenauigkeit des Blickwinkels, des Vertrauensbereichs des Mittelwerts der Messungen und der Unsicherheiten bezüglich

des Brechungsindex, ist bei  $54^\circ$  ebenfalls eine Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Rechnungen und den Messergebnissen festzustellen.

Der Vergleich zwischen den Messergebnissen bei niedrigen Windgeschwindigkeiten und Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche bestätigt, dass das Reflexionsvermögen einer Wasseroberfläche aus aufwärts und abwärts gerichteten Strahldichten abgeleitet werden kann. Darüber hinaus ist es aber nicht möglich, anhand der vorliegenden Messungen die Güte verschiedener Brechungsindizes für Wasser zu beurteilen, da die Unsicherheit des Blickwinkels zu groß und die Anzahl der Messungen zwischen 0 und 1.5 m/s Windgeschwindigkeit zu gering ist.

Ein Vergleich mit Ergebnissen aus den Modellrechnungen von Watts et al. (1996), Wu (2000) und Masuda et al. (1988) ist in Abbildung 31 dargestellt. Modellrechnungen des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche unter Berücksichtigung der Windgeschwindigkeit liegen nur für bestimmte Spektralbereiche und Blickwinkel vor (vgl. Kapitel 2.3). Für den Spektralbereich von 2095 bis  $2160\text{ cm}^{-1}$  sind keine Modellrechnungen verfügbar, ein Vergleich mit den Modellergebnissen von Masuda et al. (1988), Wu (2000) und Watts et al. (1996) wird bei  $1190\text{ cm}^{-1}$  bzw.  $833\text{ cm}^{-1}$  durchgeführt. Dabei wird ausschließlich die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens der Modelle und der Messungen betrachtet, da der komplexe Brechungsindex bzw. das Reflexionsvermögen bei  $2130$  und  $1190\text{ cm}^{-1}$  bzw.  $833\text{ cm}^{-1}$  unterschiedlich ist. Dies ist auch der Grund für die systematischen Unterschiede zwischen Messungen und Rechnungen in Abbildung 31. Aussagen über die Güte des komplexen Brechungsindex, der den Modellrechnungen zu Grunde liegt, können deshalb nicht gemacht werden.

Da der Unterschied zwischen Modellrechnungen signifikant ist, wird durch die Darstellung des Standardfehlers des Mittelwertes der Messungen in Abbildung 31 angedeutet. Außerdem wird der Unterschied zwischen Rechnungen und Messungen in den jeweiligen Windgeschwindigkeitsintervallen unter der Annahme, dass die Unterschiede zufällig sind, mit Hilfe des t-Tests untersucht (Schönwiese, 1992). Da keine Informationen über den Fehler der Modellrechnungen vorliegen wird angenommen, dass die Standardabweichungen der Messungen und der Modellergebnisse gleich sind. Es existiert ein systematischer Unterschied zwischen Modellrechnungen und Messungen, da Rechnungen und Messungen für unterschiedliche Spektralbereiche ( $2140$  und  $1190\text{ cm}^{-1}$ ) vorliegen. Dies wird berücksichtigt, indem Messungen und Modellrechnungen bei  $0.6\text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit in Übereinstimmung gebracht werden. Die Messungen und die Modellergebnisse von Masuda et al. (1988), Wu (2000) und

Watts et al. (1996) unterschieden sich bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  Blickwinkel signifikant auf dem 95 % Niveau. Lediglich die Messungen bei  $8.3 \text{ m/s}$  unterscheiden sich nicht signifikant von den Modellrechnungen.

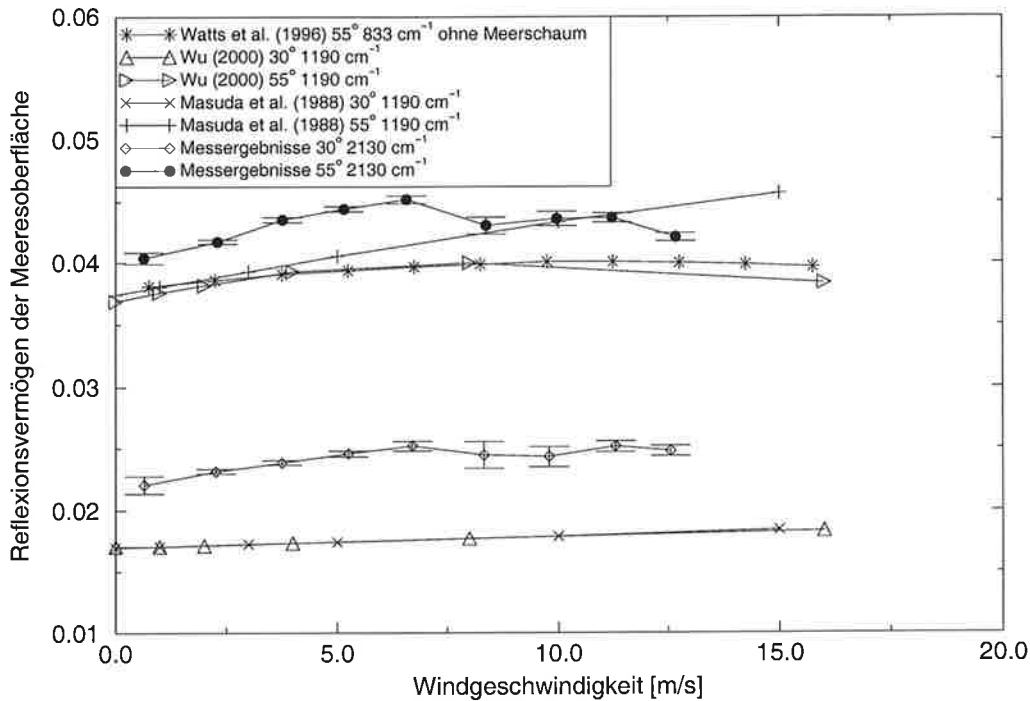


Abbildung 31: Ein Vergleich zwischen modellierter und gemessener Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  Blickwinkel.

In Abbildung 31 sind die Mittelwerte des gemessenen Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche und der Standardfehler des Mittelwerts zusammen mit den Ergebnissen aus den Modellrechnungen für  $30^\circ$  bzw.  $55^\circ$  dargestellt (vgl. Kapitel 2.3). Zwischen den Modellergebnissen von Wu und Smith (1997) bzw. Wu (2000) und Watts et al. (1996) und den Messergebnissen dieser Arbeit ist bei  $55^\circ$  eine prinzipielle Übereinstimmung festzustellen, da die Zunahme des Reflexionsvermögens bei niedrigen und die Abnahme bei höheren Windgeschwindigkeiten zu beobachten ist. Da keine anderen Messungen zur Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens betrachtet werden (vgl. Kapitel 2.3), bezeichnet der Begriff „Messungen“ immer die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen.

Neben dieser prinzipiellen Übereinstimmung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit unterscheiden sich die Messungen und die Modellergebnisse von Wu und Smith (1997) und Watts et al. (1996) aber deutlich.

Bei 55° Blickwinkel ist die Zunahme des gemessenen Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit bis etwa 7 m/s höher als bei den Modellergebnissen von Wu (2000) und Watts et al. (1996). Die Abnahme des Reflexionsvermögens zwischen 8 und 13 m/s ist in den Messungen ebenfalls stärker als bei den Modellergebnissen. Während das Reflexionsvermögen bei Wu (2000) zwischen 0 und 8 m/s um 0.0035 zunimmt, ist bei den Messungen ein Anstieg von 0.0048 (0.8 bis 6.6 m/s) zu beobachten. Gleichzeitig ist die Abnahme des Reflexionsvermögens bei den Modellrechnungen zwischen 8 und 12.7 m/s mit 0.0001 wesentlich niedriger als das der Messungen mit 0.0031 zwischen 6.6 und 12.7 m/s. Die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens von Watts et al. (1996) ( $833 \text{ cm}^{-1}$  und 55°, ohne Meerschäum) entspricht Wu (2000). Lediglich oberhalb von 10 m/s gibt es geringe Unterschiede, die aber auf die unterschiedlichen Spektralbereiche zurückzuführen sind (vgl. Kapitel 2.3).

Die Übereinstimmung zwischen Masuda et al. (1988) und den Messergebnissen ist bei niedrigen Windgeschwindigkeiten bis 7 m/s besser, als die Übereinstimmung mit Wu (2000) und Watts et al. (1996). Die Zunahme des Reflexionsvermögens zwischen 0 und 6.6 m/s liegt bei 0.0040 (Masuda et al., 1988) und ist damit stärker als bei Wu (2000). Dies ist auf die Vernachlässigung der an Wellenflanken reflektierten Emissionen der Meeresoberfläche (SESR) bei Masuda et al. (1988) zurückzuführen. Das hat auch zur Folge, dass bei höheren Windgeschwindigkeiten keine Abnahme des Reflexionsvermögens auftritt und die Abweichungen zwischen den Messungen und den Ergebnissen Masuda et al. (1988) bei hohen Windgeschwindigkeiten größer sind als gegenüber Wu (2000) und Watts et al. (1996).

Bei 30° liegen nur Modellrechnungen von Wu (2000) und Masuda et al. (1988) vor, es ist eine sehr gute Übereinstimmung der Modellergebnisse zu beobachten. Masuda et al. (1988) geben das Reflexionsvermögen für Salzwasser an, Wu (2000) hingegen legt Rechnungen für reines Wasser vor. Da beide annähernd identische Ergebnisse vorlegen, macht das die Unsicherheiten des komplexen Brechungsindex, der den Modellrechnungen zugrunde liegt, deutlich. Auch bei 30° ist die Zunahme des gemessenen Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit stärker als bei den Modellergebnissen. Im Gegensatz zu 55° ist jedoch keine Abnahme des gemessenen Reflexionsvermögens oberhalb von etwa 7 m/s erkennbar. Die Modellrechnungen von Wu (2000) und Masuda et al. (1988) zeigen im Gegensatz dazu, eine schwache Zunahme des Reflexionsvermögens über den gesamten Windgeschwindigkeitsbereich.

Die Modellrechnungen von Masuda et al. (1988), Watts et al. (1996) und Wu (2000) geben die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des gemessenen Reflexionsvermögens weder bei 30° noch bei 55° wieder. Die geringere Abnahme des Reflexionsvermögens bei hohen Windgeschwindigkeiten wird vermutlich durch die Vernachlässigung von Meerschaum verursacht. Der Ansatz von Watts et al. (1996) stellt eine Zunahme des Reflexionsvermögens durch den Einfluss von Meerschaum bei 55°, 833 cm<sup>-1</sup> und 13 m/s von etwa 0.003 gegenüber einer schaumfreien Meeresoberfläche fest. Dies entspricht der Abnahme des gemessenen Reflexionsvermögens zwischen 6.6 und 12.7 m/s Windgeschwindigkeit und dem Unterschied in der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit zwischen den Messungen (bei 55°) und Wu (2000). Es ist allerdings zu bemerken, dass die Berücksichtigung des Meerschaums von Watts et al. (1996) spektral abhängig ist (siehe Kapitel 2.3). Die Korrektur von Watts et al. (1996) für 833 cm<sup>-1</sup> ist höher als sie für 2130 cm<sup>-1</sup> ausfallen würde, da das Reflexionsvermögen einer ebenen Meeresoberfläche bei 833 cm<sup>-1</sup> größer als bei 2130 cm<sup>-1</sup> ist.

### **6.3 Der Einfluss von Oberflächenfilmen auf das Reflexionsvermögen**

Bei Oberflächenfilmen handelt es sich um eine Mischung aus verschiedenen chemischen Substanzen, die sich auf der Meeresoberfläche befinden. Dieses Gemisch setzt sich aus Aminosäuren, Proteinen, Fettsäuren, Lipiden, Phenolen und weiteren Substanzen zusammen, die in stark veränderlichen Anteilen auftreten (GESAMP, 1995). Der größte Teil der Oberflächenfilme ist natürlichen Ursprungs und wird durch Phytoplankton in der ozeanischen Deckschicht produziert. Es gibt auch anthropogen erzeugte Oberflächenfilme, beispielsweise durch Mineralöl. In küstennahen Gewässern ist ein zusätzlicher Eintrag durch Flüsse festzustellen (GESAMP, 1995).

Oberflächenfilme verändern die Eigenschaften der Meeresoberfläche und beeinflussen die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre. Intensiv wurde die Amplitudendämpfung kurzer Oberflächenwellen untersucht (Alpers und Hühnerfuss, 1989; Wei und Wu, 1992; Hühnerfuss und Garrett, 1981; Hühnerfuss et al., 1983; Wismann et al., 1998). Oberflächenfilme beeinflussen die Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre, wobei insbesondere die Verdunstung und der Austausch von Kohlendioxid durch Oberflächenfilme reduziert wird (GESAMP, 1995; Frew, 1996). Gleichzeitig verändern Oberflächenfilme aber auch die elektromagnetischen Eigenschaften. Im Mikrowellenbereich werden Emission und Streuung von bzw. an

der Meeresoberfläche durch Oberflächenfilme beeinflusst. Diese Eigenschaften werden zur Fernerkundung von Oberflächenfilmen genutzt (Alpers et al., 1982; Onstott und Rufenach, 1992; Forget und Broche, 1996; Espedal et al., 1998; Gade et al., 1998; Wismann et al., 1998).

Die Struktur von monomolekularen Filmen wird in Laboruntersuchungen anhand von Reflexionsmessungen im infraroten Spektralbereich durchgeführt (Dluhy und Cornell, 1985; Gericke et al., 1993). Im Vordergrund steht die Untersuchung der molekularen Struktur bzw. die Ausrichtung der Moleküle an der Grenzfläche Luft-Wasser. Dluhy (1986) untersucht das Reflexionsvermögen einer mit monomolekularen Filmen bedeckten Wasseroberfläche bei  $3000\text{ cm}^{-1}$  zwischen  $0^\circ$  und  $85^\circ$  Blickwinkel und stellt fest, dass das Reflexionsvermögen einer mit Oberflächenfilmen bedeckten Wasseroberfläche bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  über dem Reflexionsvermögen einer reinen Wasseroberfläche liegt.

Während der Messkampagne GRAMEEX wurden am 16.04.1999 Oberflächenfilme an der Mess-Station festgestellt. Die Oberflächenfilme wurden durch Küstenschutzmaßnahmen verursacht. Arbeiten an Bühnen führten zu einer deutlich sichtbaren Bedeckung der Meeresoberfläche mit Filmen. Oberflächenfilme wurden erstmals um 9:28 Uhr in der Nähe der Bauarbeiten beobachtet. Um 10:37 Uhr erreichten die Oberflächenfilme den Brückenkopf. Oberflächenfilme wurden weiter um 11:57, 12:11 und 12:36 am Brückenkopf festgestellt. Um 13:45 sind auch in der weiteren Umgebung des Brückenkopfes keine Oberflächenfilme mehr sichtbar. In Abbildung 33 ist das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche als Zeitreihe für den 16.04.1999 zwischen 9:00 und 13:00 Uhr dargestellt. Die Symbole ( $\diamond$ ) und ( $\circ$ ) sind die Einzelwerte des gemessenen Reflexionsvermögens für  $30^\circ$  und  $55^\circ$ . Die durchgezogenen Linien stellen ein gleitendes Mittel über zehn Messungen für  $30^\circ$  und  $55^\circ$  dar. Die Zeitpunkte, an denen Oberflächenfilme am Brückenkopf festgestellt wurden, sind durch Pfeile ( $\uparrow$ ) gekennzeichnet.

Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche liegt vor dem Eintreffen der Oberflächenfilme an der Station unterhalb der Werte, die für die zwischen 9:00 und 11:30 annähernd konstanten  $4\text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit erwartet werden (vgl. Abbildung 33 und Tabellen 8 und 9). Das niedrige Reflexionsvermögen ist in diesem Zeitraum durch ablandigen Wind zu begründen (vgl. Abbildung 33). Es ist ein deutlicher Anstieg des Reflexionsvermögens mit dem Eintreffen der Oberflächenfilme um 10:37 Uhr bis etwa 11:00 Uhr erkennbar. Zwischen 9:00 und 11:30 sind die mittlere Windrichtung und Windgeschwindigkeit konstant, sodass die Erhöhung des Reflexions-

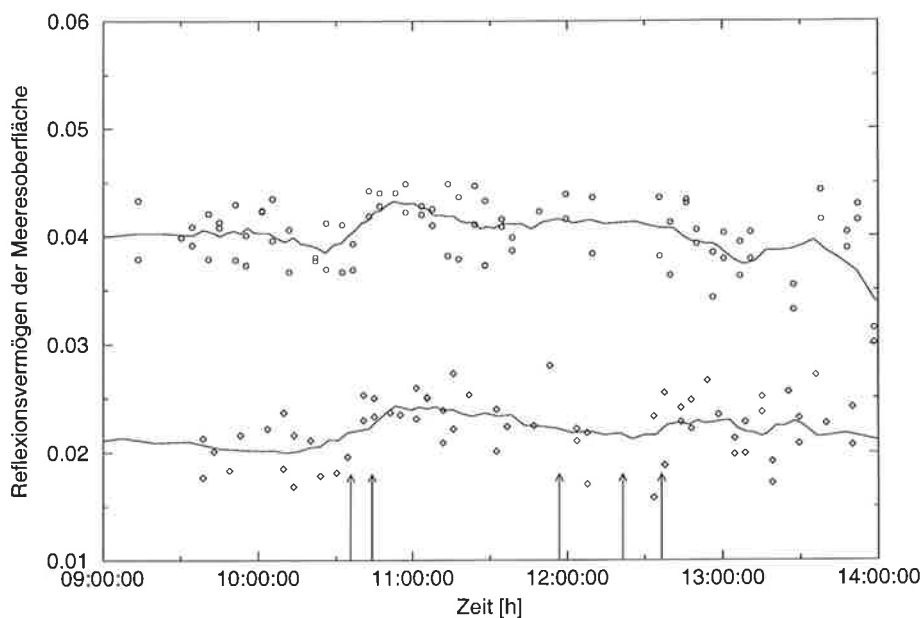


Abbildung 32: Änderung des Reflexionsvermögens am 16.04.1999 bei Anwesenheit von Oberflächenfilmen. Mit Einzelmessungen bei 30° ( $\diamond$ ) und 55° ( $\circ$ ) und einem gleitenden Mittelwert über zehn Messungen (-). Die Pfeile ( $\uparrow$ ) markieren die Zeitpunkte, an denen Oberflächenfilme an der Mess-Station festgestellt werden.

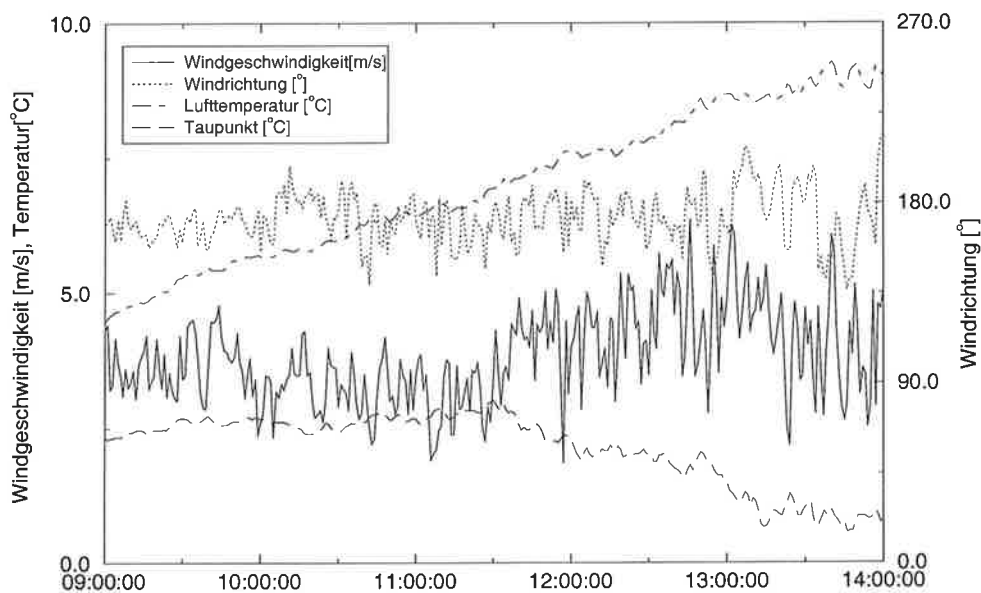


Abbildung 33: Windgeschwindigkeit, Windrichtung, Taupunkttemperatur und Lufttemperatur am 16.04.1999.



vermögens durch die Oberflächenfilme verursacht wird. Zu späteren Zeitpunkten, an denen Oberflächenfilme an der Mess-Station festgestellt werden, ist nur ein geringfügig höheres Reflexionsvermögen gegenüber der filmfreien Situation festzustellen. Allerdings nimmt die Windgeschwindigkeit zwischen 11:30 und 13:00 Uhr auch um etwa 1.5 m/s zu, sodass ein Vergleich mit Situationen vor dem Eintreffen von Filmen nicht möglich ist. Die Messungen geben einen Hinweis darauf, dass Oberflächenfilme das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche im IR verändern, lassen aber keine quantitativen Schlussfolgerungen zu.

#### **6.4 Vergleich der SST aus OASIS-Messungen und Radiometermessungen**

Aus den gemessenen auf- und abwärts gerichteten Strahldichten wird neben dem Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche auch die SST abgeleitet (s. Kapitel 3.2). Während der Messkampagne GRAMEEX ist ein Radiometer (KT19) eingesetzt worden, das unabhängig von den OASIS-Messungen die SST bestimmt. Die Radiometermessungen werden mit einem Wasserbad kalibriert. Es handelt sich um das gleiche Wasserbad, das während DACHEX verwendet wurde (vgl. Abbildung 27). Das Radiometer ist unter einem Blickwinkel von etwa  $55^\circ$  auf die Meeresoberfläche gerichtet. Das Wasserbad wird alle 60 Sekunden in den optischen Weg des Radiometers bewegt (s. Abbildung 26). Anhand der Radiometermessungen der Wasserbadoberfläche und einer gleichzeitig durchgeführten Temperaturmessung der Wassertemperatur des Wasserbads, wird eine vorangegangene Radiometermessung der Meeresoberfläche kalibriert (Graßl und Hinzpeter, 1975; Schlüssel et al., 1990; Schlüssel, 1995). Die Kalibration mit Hilfe des Wasserbads beinhaltet eine Kalibration des Radiometers und eine Berücksichtigung des von 1 abweichenden Emissions- bzw. Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche unter der Voraussetzung, dass die Wasserbadoberfläche und die Meeresoberfläche das gleiche Reflexionsvermögen haben. Das Wasserbad wird permanent mit Seewasser durchspült, das durch den Brausekopf in das Bad eintritt (vgl. Abbildung 27). Diese Durchmischung soll Temperaturgradienten quer zur molekularen thermischen Grenzschicht an der Wasseroberfläche verhindern (Graßl und Hinzpeter, 1975; Schlüssel et al., 1990).

In Tabelle 11 sind die mittleren Abweichungen zwischen den verschiedenen SST-Messungen enthalten. Bei der Betrachtung der mittleren Differenzen ist zu berücksichtigen, dass die SST aus OASIS-Messungen für  $30^\circ$  und  $55^\circ$  etwa alle vier Minuten und KT19-Messungen etwa alle zwei Minuten vorliegen. Das bedeutet, dass

Tabelle 11: Mittlere Differenz der SST der gesamten Interferometer- und Radiometermessungen, unabhängig von der Windrichtung und dem Unterschied zwischen Luft- und Wassertemperatur.

Differenz zwischen:	Mittelwert [°C]	Standardabweichung [°C]
SST OASIS 30° - SST KT19	-0.094	0.122
SST OASIS 55° - SST KT19	-0.077	0.124
SST OASIS 30° - SST OASIS 55°	-0.019	0.114

bei dem Vergleich der OASIS-Messungen mit den Radiometermessungen für die Messungen bei 30° und 55° unterschiedliche Radiometermessungen verwendet werden. Die mittlere Differenz zwischen den gesamten OASIS-Messungen bei 30° und 55° Blickwinkel ist mit -0.019 °C sehr klein, könnte aber durch die unterschiedlich langen optischen Wege zwischen Interferometer und Meeresoberfläche bei den verschiedenen Blickwinkeln verursacht werden. Strahlungstransportrechnungen mit MODTRAN werden für die unterschiedlich langen optischen Wege bei 30° und 55° und 3 °C Temperaturdifferenz zwischen Luft und Meeresoberfläche durchgeführt. Die unterschiedliche optische Weglänge verursacht in den verwendeten Spektralbereichen einen mittleren Helligkeitstemperaturunterschied von 0.006 °C. Die mittleren Differenzen zwischen Radiometermessungen und OASIS-Messungen sind ebenfalls klein und liegen im Bereich der Unsicherheiten der KT19-Messungen und der Temperaturmessungen des Wasserbads, das zur Kalibration verwendet wird. Neben der mittleren Differenz der Messungen wird die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der verschiedenen SST-Messungen untersucht. In Abbildung 34 ist die Differenz zwischen der SST aus OASIS-Messungen jeweils bei 30° und 55° und Radiometermessungen dargestellt. Die Differenz der OASIS-Messungen bei 30° und 55° in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit zeigt Abbildung 35. Bei der Bestimmung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der Temperaturdifferenzen wird wie beim Reflexionsvermögen vorgegangen, es werden nur die Messwerte betrachtet, bei denen die Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser kleiner als 3 °C ist und der Wind aus 230° bis 55° kommt. Es ist eine Abhängigkeit der Temperaturdifferenz zwischen OASIS-Messungen und Radiometermessungen von der Windgeschwindigkeit bei 30° und 55° zu erkennen. Bei der verwendeten Kalibrationsmethode des Radiometers wird angenommen, dass das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche und der Wasserbadoberfläche identisch ist, die Änderungen des Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit werden nicht berücksichtigt. Es ist zu vermuten, dass sich

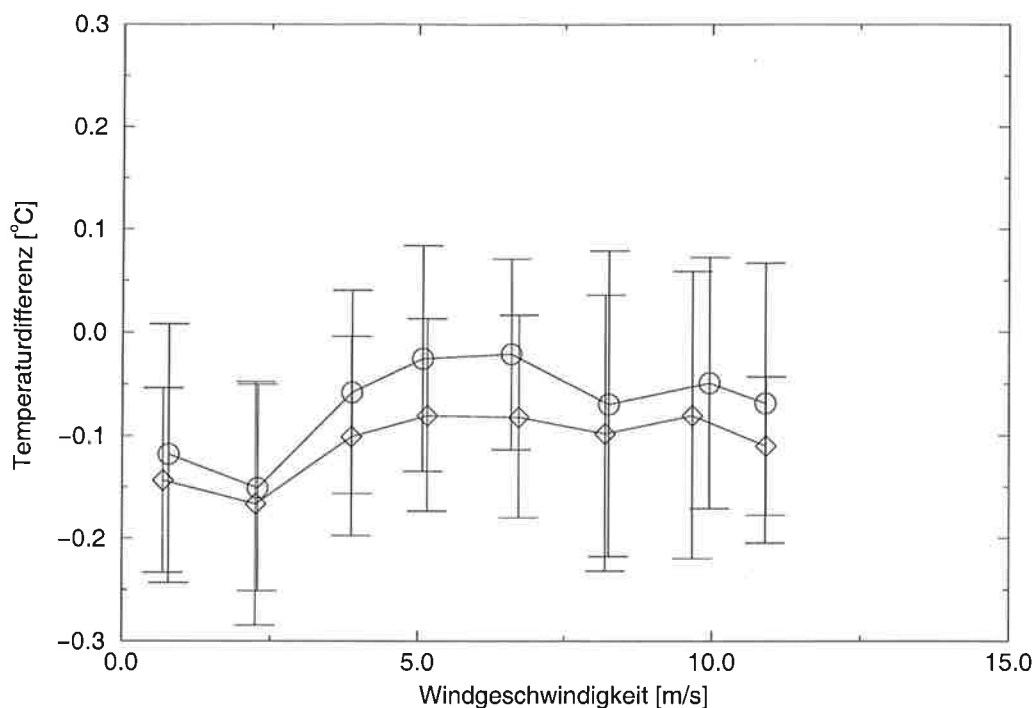


Abbildung 34: Die Differenz zwischen der SST aus OASIS-Messungen bei 30° ( $\diamond$ ) und 55° ( $\circ$ ) und der SST aus Radiometermessungen in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit. Es sind die Mittelwerte 1.5 m/s breiter Windgeschwindigkeitsintervalle mit Standardabweichung dargestellt.

die Reflexionseigenschaften der Wasserbadoberfläche nicht oder nur unwesentlich mit der Windgeschwindigkeit ändern, da die Struktur der Wasserbadoberfläche durch permanente Durchmischung dominiert wird. Der Temperaturunterschied zwischen OASIS-Messungen und Radiometermessungen liegt in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit zwischen  $-0.025$  und  $-0.17$  °C. Die OASIS-Messungen bei 30° und 55° unterscheiden sich durch eine mittlere Differenz von  $0.046$  °C. Strahlungstransportrechnungen stellen einen geringeren Einfluss durch die unterschiedliche Weglänge bei 30° und 55° durch die Atmosphäre zwischen Messgerät und Meeresoberfläche fest. Es muss deshalb davon ausgegangen werden, dass eine Temperaturdifferenz von etwa  $0.04$  ° durch ein zu hohes bzw. zu niedriges mittleres Reflexionsvermögen bei 55° bzw. 30° verursacht wird. Daraus ergibt sich eine systematische Unsicherheit des gemessenen Reflexionsvermögens zwischen 30° und 55° von etwa  $0.001$  ( $\approx 4.5$  % und  $\approx 2.4$  %). Diese Abschätzung beruht auf einem Vergleich zwischen der Änderung des Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit (Tabelle 9) und der Abhängigkeit der Temperaturdifferenz zwischen OASIS und Radiometermessungen der SST von der Windgeschwindigkeit (s. Abbildung 34). Eine Windgeschwindigkeitsabhängig-

keit der Temperaturdifferenz der OASIS-Messungen zwischen  $30^\circ$  und  $55^\circ$  ist nicht festzustellen. Das bedeutet, dass sich die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des gemessenen Reflexionsvermögens bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  nicht durch systematische Fehler unterscheidet.

Eine Änderung des Reflexionswinkels der einfallenden Himmelsstrahlung gegenüber dem Blickwinkel des Messgeräts durch die raue Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit wird von Sidran (1981) und Watts et al. (1996) in Modellrechnungen festgestellt. Da das Reflexionsvermögen nicht-linear vom Blickwinkel abhängt, ist bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  ein unterschiedlicher Einfluss durch die Änderung des Reflexionswinkels in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit zu erwarten, der Effekt müsste bei  $55^\circ$  stärker ausgeprägt sein als bei  $30^\circ$ . In den Messungen wird dieser Effekt nicht festgestellt, die Temperaturdifferenz der OASIS-Messungen bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  zeigt keine Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit.

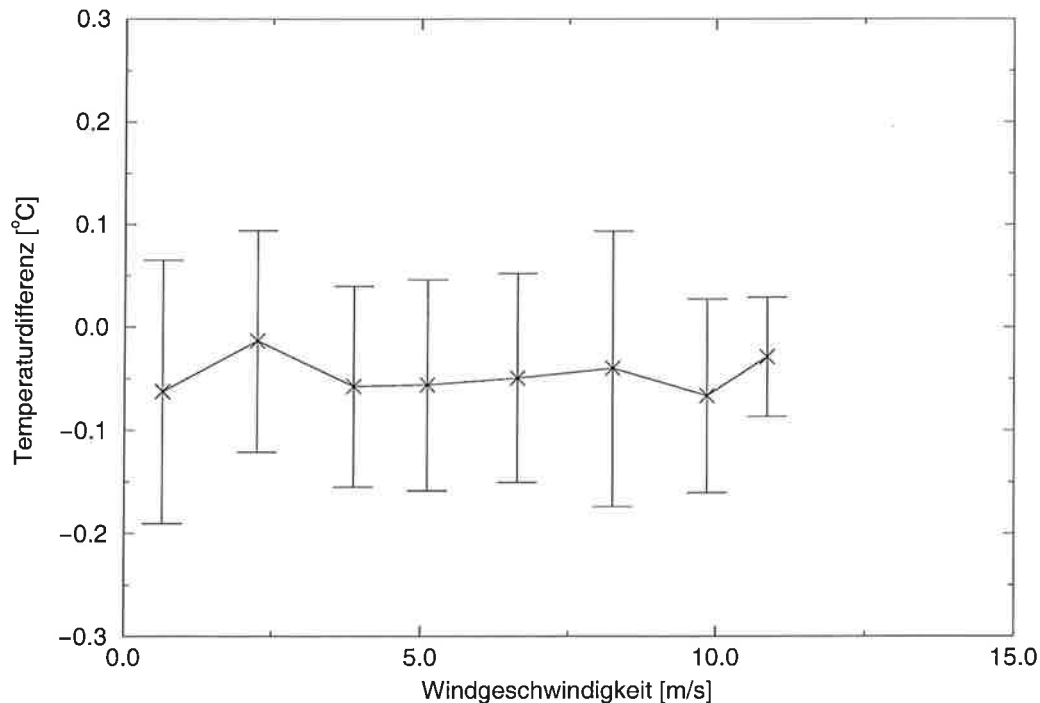


Abbildung 35: Die Differenz zwischen der SST aus OASIS-Messungen bei  $30^\circ$  und  $55^\circ$  ( $\times$ ) in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit. Es sind die Mittelwerte 1.5 m/s breiter Windgeschwindigkeitsintervalle mit Standardabweichung dargestellt.

## 6.5 Das Reflexionsvermögen zwischen 800 und 1200 $\text{cm}^{-1}$

Die Methode zur Bestimmung des Reflexionsvermögens setzt voraus, dass das Messgerät den Anteil der reflektierten Himmelsstrahlung genau detektieren kann. Diese Bedingung wird für die in Kapitel 6.1 vorgestellten Ergebnisse erfüllt. Der InSb-Detektor hat in dem Spektralbereich zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$  ein äußerst geringes Rauschen (vgl. Kapitel 4.5.1). Im gesamten Spektralbereich des MCT-Detektors ist das Rauschen der kalibrierten Spektren um wenigstens eine Größenordnung höher als im Bereich des InSb-Detektors zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$  (Kapitel 4.5.1). Das Rauschen der kalibrierten Spektren im Bereich des MCT-Detektors hat die gleiche Größenordnung wie der Anteil der reflektierten abwärts gerichteten Himmelsstrahlung. Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche kann im Bereich des MCT-Detektors deshalb nicht entsprechend der in Kapitel 3.2 beschriebenen Methode abgeleitet werden.

Der Bereich des MCT-Detektors beinhaltet das für die Fernerkundung wichtige atmosphärische Fenster zwischen 800 und 1200  $\text{cm}^{-1}$ . Aus diesem Grund wird ein anderes Verfahren für die Bestimmung des Reflexionsvermögens benutzt, das anwendbar ist, wenn die Ozeanoberflächentemperatur bekannt ist (Smith et al., 1996). Das Reflexionsvermögen wird für den Spektralbereich 800 bis 1200  $\text{cm}^{-1}$  anhand der im Spektralbereich zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$  abgeleiteten Helligkeitstemperatur der Meeresoberfläche bestimmt. Der Reflexionskoeffizient  $x_{\kappa,\theta}$  wird zwischen 800 und 1200  $\text{cm}^{-1}$  für 100  $\text{cm}^{-1}$  breite Intervalle bestimmt. Die Änderung des Reflexionsvermögens innerhalb der Intervalle wird entsprechend Gleichung (17) berücksichtigt. Der Reflexionskoeffizient  $x_{\kappa,\theta}$  bzw. der Offset  $a$  (aus Gleichung (17)) wird so ausgewählt, dass die Differenz zwischen der mittleren Helligkeitstemperatur der Meeresoberfläche im Bereich 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$  (vgl. Kapitel 6.1) und der mittleren Helligkeitstemperatur eines 100  $\text{cm}^{-1}$  breiten Intervalls im Bereich 800 bis 1200  $\text{cm}^{-1}$  minimal ist. Die Helligkeitstemperatur zwischen 800 bis 1200  $\text{cm}^{-1}$  wird, wie im Bereich zwischen 2095 und 2160  $\text{cm}^{-1}$ , entsprechend Gleichung (13) und (15), aber unter Berücksichtigung der spektralen Abhängigkeit des Reflexionsvermögens durch Gleichung (17), bestimmt. Diese Methode ist auf die Messungen des MCT-Detektors anwendbar, weil der Mittelwert der Helligkeitstemperatur 100  $\text{cm}^{-1}$  breiter Intervalle mit 207 Datenpunkten betrachtet wird. Dass die mittlere Helligkeitstemperatur kalibrierter Spektren des MCT-Detektors richtig ist, zeigt die Untersuchung der Genauigkeit absolut kalibrierter Spektren in Kapitel 4.5.2.

Bei der Betrachtung des Reflexionsvermögens ist zu berücksichtigen, dass ein Unterschied in der Helligkeitstemperatur der absolut kalibrierten Spektren zwischen MCT- und InSb-Detektor von etwa 0.06 °C existiert (vgl. Kapitel 4.5.2). Dieser Temperaturunterschied führt zu einer Unsicherheit bei der Bestimmung des Reflexionsvermögens aus Messungen des MCT-Detektors von etwa 0.0017. Der spektrale Verlauf des Reflexionsvermögens im Bereich des MCT-Detektors wird nicht beeinflusst, der Unterschied zwischen MCT- und InSb-Detektor führt nur zu einem Offset des gesamten Spektrums des Reflexionsvermögens.

In Abbildung 36 und 38 wird das im Windgeschwindigkeitsintervall 1.5 bis 3.0 m/s gemessene Reflexionsvermögen im Bereich des atmosphärischen Fensters mit Modellrechnungen von Wu (2000) und Rechnungen nach Fresnel mit verschiedenen Brechungsindizes verglichen. Es werden die Messungen bei 2.3 m/s Windgeschwindigkeit im Gegensatz zu 0.6 m/s berücksichtigt, da in diesem Windgeschwindigkeitsbereich wesentlich mehr Messungen vorliegen (vgl. Tabelle 8 und 9). Auf Grund der Vergleiche bei 2130 cm<sup>-1</sup> zwischen Messungen und Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche (vgl. Kapitel 6.1) werden die Rechnungen nach Fresnel für 29° und 54° durchgeführt. Die Ergebnisse von Masuda et al. (1988) werden hier nicht explizit betrachtet, da sie bei 2 m/s Windgeschwindigkeit und 30° Blickwinkel den Ergebnissen von Wu (2000) entsprechen und bei 55° nur vernachlässigbar kleine Unterschiede auftreten.

Das gemessene Reflexionsvermögen liegt bei 30° Blickwinkel (Abbildung 36) oberhalb der Ergebnisse aus Rechnungen nach Fresnel anhand der verschiedenen komplexen Brechungsindizes und oberhalb der Ergebnisse von Wu (2000). Es ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Rechnungen von Wu (2000) für Süßwasser vorliegen. Es ist eine unterschiedliche spektrale Abhängigkeit des Reflexionsvermögens bei den verschiedenen Brechungsindizes festzustellen. Es treten vor allem unterhalb von 950 cm<sup>-1</sup> stärkere Unterschiede auf. Die Messungen zeigen die beste Übereinstimmung mit den Rechnungen, die auf dem komplexen Brechungsindex von Bertie und Lan (1996) und der Salzkorrektur nach Friedmann (1969) beruhen. Dies wird in Abbildung 37 verdeutlicht, in der die verschiedenen Modellrechnungen mit den Messungen bei 825 cm<sup>-1</sup> durch lineare Verschiebung in Übereinstimmung gebracht werden. Während die Rechnungen von Wu (2000) bzw. nach Zolotarev und Demin (1977) und Downing und Willams (1975) mit Friedmann (1969) zwischen 900 und 1200 cm<sup>-1</sup> deutlich oberhalb den Messergebnissen liegen, ist die Übereinstimmung der Messungen mit Rechnungen nach Bertie und Lan (1996) und der Salzkorrektur nach Friedmann (1969) im gesamten atmosphärischen Fenster gut.

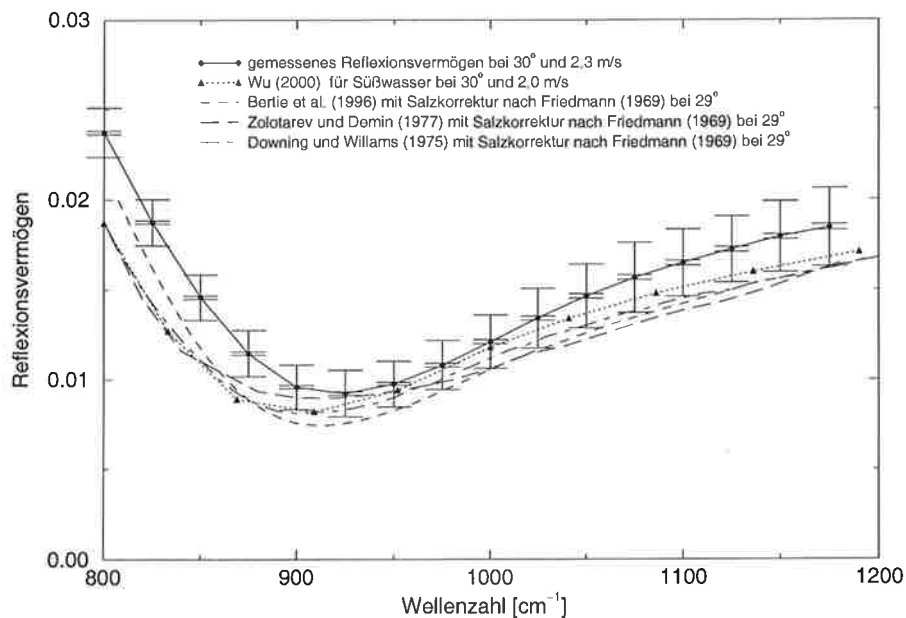


Abbildung 36: Das zwischen 1.5 und 3.0 m/s Windgeschwindigkeit gemessene Reflexionsvermögen bei 30°, die Ergebnisse von Wu (2000) für 30° und 2 m/s und Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche anhand der komplexen Brechungsindizes von Bertie und Lan (1996), Zolotarev und Demin (1977) und Downing und Willams (1975) bei 29° mit einer Korrektur für Salzwasser nach Friedmann (1969).

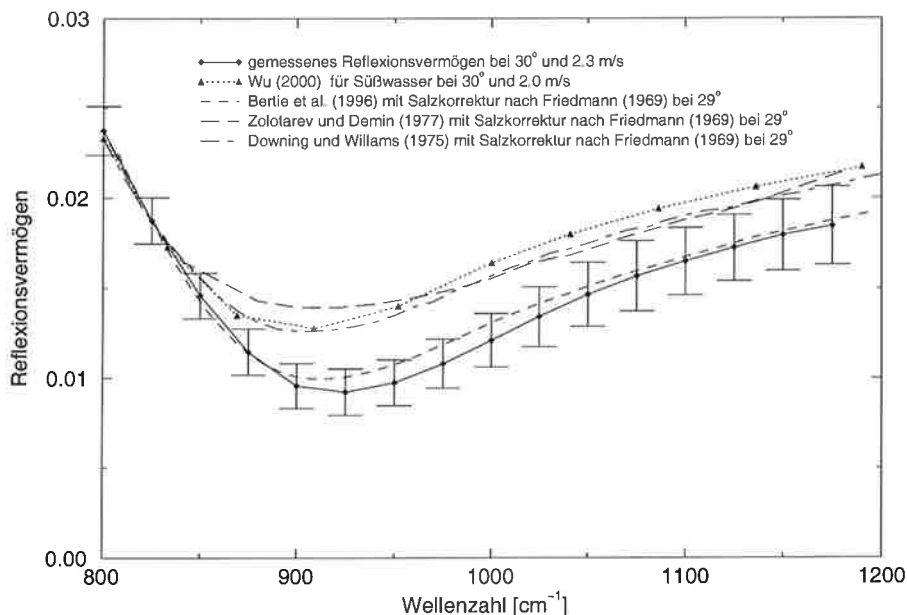


Abbildung 37: Die Modellrechnungen sind bei  $825 \text{ cm}^{-1}$  mit den Messergebnissen in Übereinstimmung gebracht, ansonsten wie Abbildung 36.

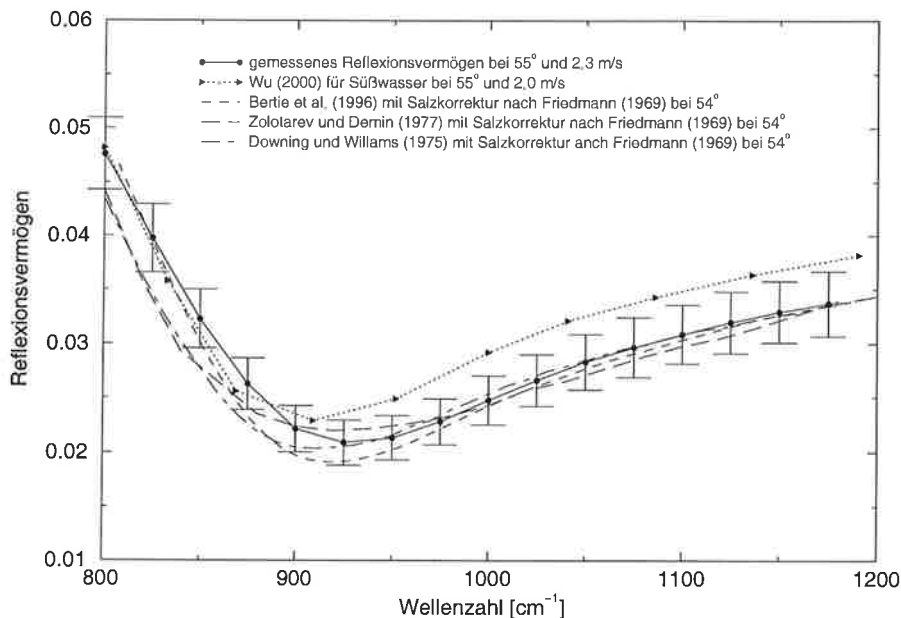


Abbildung 38: Das zwischen 1.5 und 3.0 m/s Windgeschwindigkeit gemessene mittlere Reflexionsvermögen und der Standardfehler des Mittelwerts bei 55° im Vergleich mit den Ergebnissen von Wu (2000) für 55° bei 2 m/s und Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche anhand der komplexen Brechungsindizes von Bertie und Lan (1996), Zolotarev und Demin (1977) und Downing und Willams (1975) bei 54° mit einer Korrektur für Salzwasser nach Friedmann (1969).

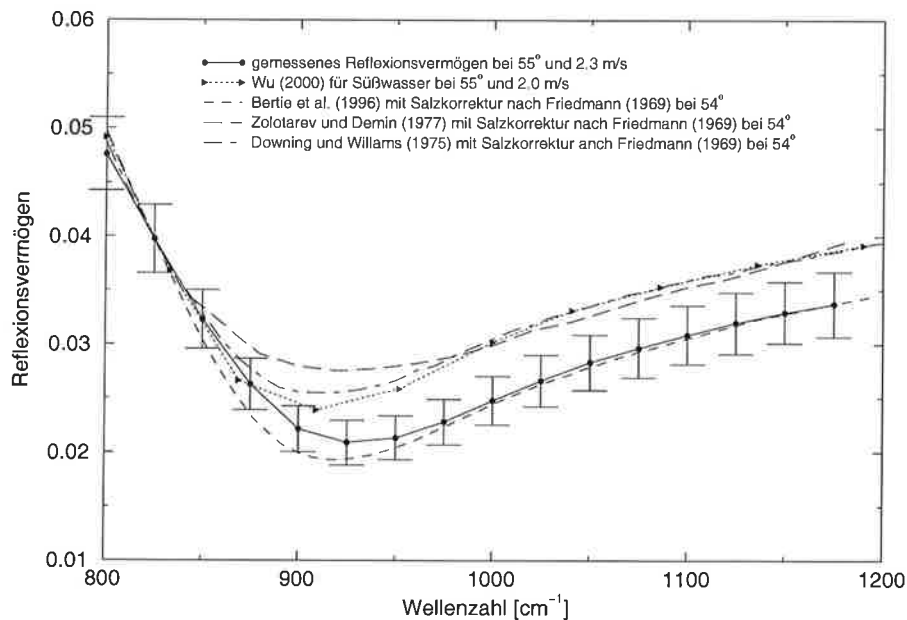


Abbildung 39: Die Modellrechnungen sind bei 825  $\text{cm}^{-1}$  mit den Messergebnissen in Übereinstimmung gebracht, ansonsten wie Abbildung 38.



Die Messergebnisse bei  $55^\circ$  Blickwinkel und die entsprechenden Modellergebnisse sind in Abbildung 38 dargestellt. Die Übereinstimmung mit den Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche ist etwas besser als bei  $30^\circ$ . Deutlich größere Abweichungen treten gegenüber den Modellergebnissen von Wu (2000) auf, da hier die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens vom Blickwinkel bzw. die horizontale Ausrichtung des Interferometers stärker zum Tragen kommt. Um den spektralen Verlauf besser vergleichen zu können, werden die Rechnungen und die Messungen bei  $825\text{ cm}^{-1}$  in Übereinstimmung gebracht. Wiederum ist eine gute Übereinstimmung des gemessenen spektralen Verlaufs des Reflexionsvermögens mit den Rechnungen nach Bertie und Lan (1996) und der Salzkorrektur nach Friedmann (1969) zu beobachten (vgl. Abbildung 39). Die Abweichungen des spektralen Verlaufs zwischen den Messergebnissen und den Rechnungen anhand von Bertie und Lan (1996) und Friedmann (1969) ist kleiner als die Unterschiede zwischen den Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche nach Zolotarev und Demin (1977) und Downing und Willams (1975) (siehe Abbildung 39).

Die gute Übereinstimmung des spektralen Verlaufs des gemessenen Reflexionsvermögens bei  $2.3\text{ m/s}$  und den Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche anhand von Bertie und Lan (1996) und Friedmann (1969) bei beiden Blickwinkeln zeigt, dass die Messungen konsistent sind. Außerdem wird aufgrund dieser guten Übereinstimmung die Verwendung des komplexen Brechungsindex von Bertie und Lan (1996) und der Korrektur von Friedmann (1969) für die Berechnung des Reflexionsvermögens von Meerwasser empfohlen. In Abbildung 40 und 41 ist der Vergleich der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit bei  $800$  und  $900\text{ cm}^{-1}$  jeweils für  $30^\circ$  und  $55^\circ$  dargestellt. Es zeigt sich, dass das gemessene Reflexionsvermögen bei  $30^\circ$  eine deutlich stärkere Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit hat als die Modellergebnisse von Wu (2000). Es ist wie bei den Messungen um  $2130\text{ cm}^{-1}$ , ein stärkerer Anstieg des Reflexionsvermögens bis etwa  $7\text{ m/s}$  festzustellen. Oberhalb von  $7\text{ m/s}$  ist das Reflexionsvermögen bei  $909\text{ cm}^{-1}$  konstant, bei  $800\text{ cm}^{-1}$  ist eine leichte Abnahme festzustellen. Im Gegensatz dazu, zeigen die Modellrechnungen eine nahezu lineare Zunahme mit der Windgeschwindigkeit. Die Messungen und Rechnungen bei  $800$  und  $900\text{ cm}^{-1}$  unterscheiden sich zwischen  $2$  und  $6.5\text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit signifikant auf dem  $95\%$  Niveau (vgl. Kapitel 6.2). Oberhalb von  $6.5\text{ m/s}$  Windgeschwindigkeit ist lediglich bei  $800\text{ cm}^{-1}$  ein signifikanter Unterschied vorhanden. Außerdem ist festzustellen, dass das Reflexionsvermögen der Messungen generell höher ist. Dies ist zum einen auf die Wahl des komplexen Brechungsindex, der den Modellrechnungen zugrunde liegt, zurückzuführen, zum anderen wird bei den Rech-

nungen der Einfluss von Salz vernachlässigt. Der Unterschied zwischen kalibrierten Spektren des MCT- und InSb-Detektors kann zusätzlich zu diesem Unterschied beitragen.

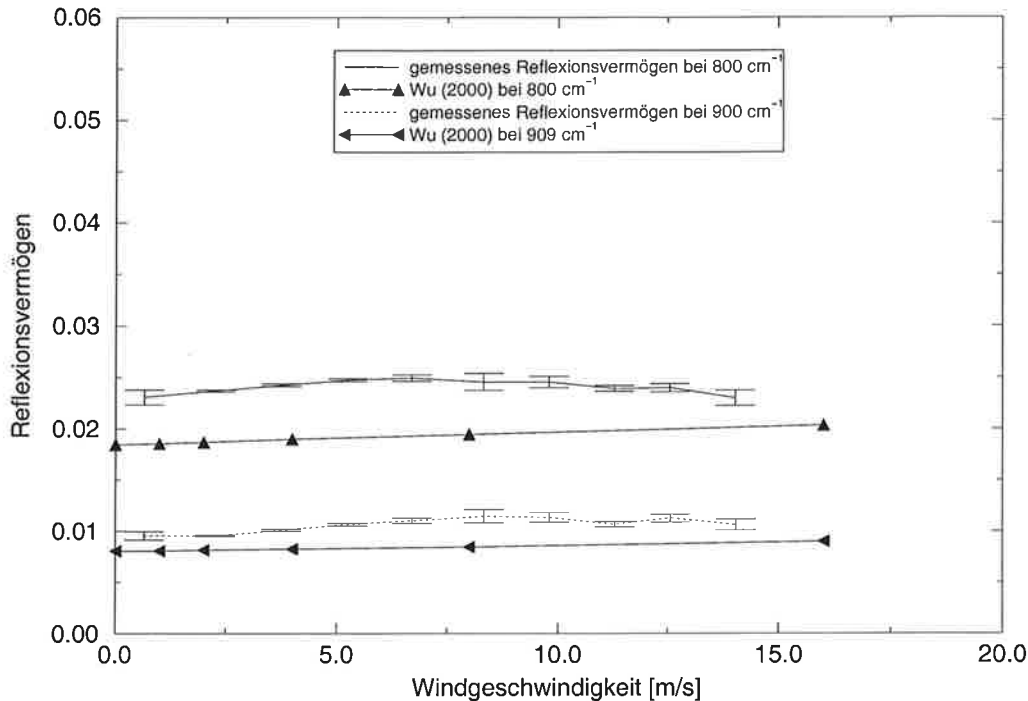


Abbildung 40: Vergleich der gemessenen Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens bei 800 und 900  $\text{cm}^{-1}$  bei 30° mit den Ergebnissen von Wu (2000) bei 800 und 909  $\text{cm}^{-1}$ .

Bei 55° Blickwinkel ist eine höhere Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Windgeschwindigkeit als bei 30° vorhanden. Die Zunahme des gemessenen Reflexionsvermögens mit der Windgeschwindigkeit entspricht bis etwa 7 m/s und 800  $\text{cm}^{-1}$  den Ergebnissen von Wu (2000) und bei 909  $\text{cm}^{-1}$  bis 7 m/s den Ergebnissen von Masuda et al. (1988). Größere Unterschiede zwischen den Modellrechnungen von Wu (2000) und Masuda et al. (1988) treten aber erst oberhalb von 7 m/s Windgeschwindigkeit auf. Oberhalb dieser Windgeschwindigkeiten nimmt das gemessene Reflexionsvermögen deutlich ab und liegt bei 800  $\text{cm}^{-1}$  und 900  $\text{cm}^{-1}$  signifikant (auf dem 95 % Niveau, s. Kapitel 6.2) unter den Ergebnissen der Modellrechnungen von Wu (2000) und Masuda et al. (1988). Da die Modellrechnungen von Wu (2000) und von Watts et al. (1996) ohne die Berücksichtigung von Meerschaum nahezu identischen sind, werden die Ergebnisse von Watts et al. (1996) nicht explizit berücksichtigt (s. Kapitel 2.3). Die Parameterisierung des Reflexionsvermögens von Meerschaum

nach Watts et al. (1996) wird dagegen betrachtet. Die Berücksichtigung von Meerschaum nach Watts et al. (1996) bei den Modellergebnissen von Wu (2000) führt zu geringeren Differenzen zwischen den Messergebnissen und den Modellrechnungen. Signifikante Unterschiede auf dem 95 % Niveau bestehen oberhalb vom 7 m/s aber weiterhin.

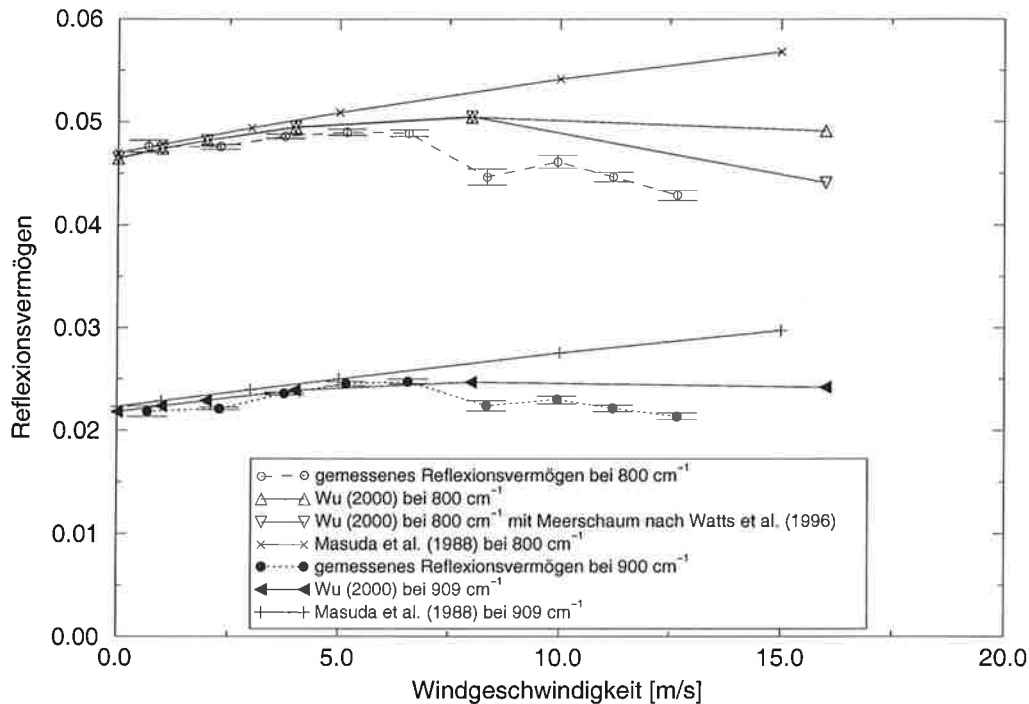


Abbildung 41: Vergleich der gemessenen Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des mittleren Reflexionsvermögens und der Standardfehler des Mittelwerts bei 800 und 900 cm<sup>-1</sup> bei 55° mit den Ergebnissen von Wu (2000) und Masuda et al. (1988) bei 800 und 909 cm<sup>-1</sup>, außerdem wird der Einfluss von Meerschaum nach Watts et al. (1996) bei den Rechnungen von Wu (2000) bei 800 cm<sup>-1</sup> berücksichtigt.

Aus dem Vergleich von Messergebnissen und Modellrechnungen ergibt sich, dass die Berücksichtigung von Meerschaum bei Modellrechnungen notwendig ist, um die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens beschreiben zu können. Der Ansatz von Watts et al. (1996) unterschätzt die Abnahme des Reflexionsvermögens zwischen 7 und 13 m/s bei 55°. Watts et al. (1996) betrachten bei der Berücksichtigung von Meerschaum zum einen den Bedeckungsgrad der Meeresoberfläche mit Schaum in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, zum anderen wird das Reflexionsvermögen von Schaum mit dem Reflexionsvermögen einer ebenen Meeresoberfläche bei 0° Blickwinkel gleich gesetzt. Bei 30° Blickwinkel geben die Modellrechnungen zwischen 7 und 13 m/s eine Zunahme des Reflexionsvermögens

an, während die Messungen ein konstantes Reflexionsvermögen bzw. eine leichte Abnahme aufzeigen (vgl. Abbildung 40). Da die Parameterisierung des Reflexionsvermögens von Meerschaum nach Watts et al. (1996) aber keinen Einfluss auf das Reflexionsvermögen bei 30° zulässt, wird vermutet, dass das Reflexionsvermögen von Meerschaum niedriger ist als Watts et al. (1996) annehmen. Ein niedrigeres Reflexionsvermögen als Watts et al. (1996) annehmen, hätte auch bei 30° einen Einfluss auf das Reflexionsvermögen und würde zu einer besseren Übereinstimmung von Messungen und Modellergebnissen bei 30° und 55° führen.

## 7 Schlussbetrachtungen

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche und insbesondere die Untersuchung der Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit im IR. Das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche wird aus den mit OASIS gemessenen auf- und abwärts gerichteten Strahldichten abgeleitet.

Ein Vergleich der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens aus Modellrechnungen und Messungen zeigt, dass die existierenden Modelle die Zunahme des Reflexionsvermögens bis 7 m/s Windgeschwindigkeit und 30° Blickwinkel etwas unterschätzen. Oberhalb von 7 m/s Windgeschwindigkeit treten keine signifikanten Unterschiede zwischen Messungen und Rechnungen auf. Bei 55° und niedrigen Windgeschwindigkeiten werden keine signifikanten Unterschiede in der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens zwischen den Messungen und den Modellergebnissen von Masuda et al. (1988), Watts et al. (1996) und Wu (2000) festgestellt. Die Abnahme des gemessenen Reflexionsvermögens zwischen 7 und 13 m/s Windgeschwindigkeit wird bei 55° Blickwinkel von allen existierenden Modellen deutlich unterschätzt. Die Berücksichtigung der an den Wellenflanken reflektierten Emissionen der Meeresoberfläche (SESR) in den Modellrechnungen von Watts et al. (1996) und Wu und Smith (1997) gibt die Abnahme des Reflexionsvermögens zwischen 7 und 13 m/s nur tendenziell wieder.

Die Übereinstimmung von Modellergebnissen und Rechnungen bei höheren Windgeschwindigkeiten wird verbessert, wenn bei den Rechnungen der Einfluss von Meerschäum auf das Reflexionsvermögen berücksichtigt wird. Die gegenwärtig einzig bekannte Parameterisierung für den Einfluss von Meerschäum auf das Reflexionsvermögen im thermischen Infrarot von Watts et al. (1996), kann aber die Modellrechnungen und Messergebnisse nicht in Übereinstimmung bringen. Vor allem Unterschiede in der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit bei 55° Blickwinkel deuten darauf hin, dass Watts et al. (1996) das Reflexionsvermögen von Meerschäum zu hoch ansetzten.

Da keine Untersuchungen über die Reflexionseigenschaften von Meerschäum im thermischen Infrarot bekannt sind, ist es notwendig, dessen Reflexionsvermögen anhand direkter Messungen zu untersuchen.

Es existieren verschiedene Arbeiten über den komplexen Brechungsindex von Wasser. Der komplexe Brechungsindex stellt eine Basis der Modelle zur Berechnung

---

des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche dar. Die komplexen Brechungsindizes verschiedener Publikationen unterschieden sich und führen bei Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche zwischen 800 und 1200  $\text{cm}^{-1}$  und  $55^\circ$  Blickwinkel zu Unterschieden des Reflexionsvermögens von bis zu 0.005. Es wird eine gute Übereinstimmung des spektralen Verlaufs des gemessenen Reflexionsvermögens mit Rechnungen für eine ebene Wasseroberfläche anhand des komplexen Brechungsindex von Bertie und Lan (1996) und der Korrektur für Salzwasser nach Friedmann (1969) zwischen 800 und 1200  $\text{cm}^{-1}$  festgestellt. Eine absolute Validierung der komplexen Brechungsindizes anhand der vorliegenden Messungen ist aber nicht möglich. Dafür sind zum einen Unsicherheiten bei der horizontalen Ausrichtung des Mess-Systems und zum anderen das stärkere Rauschen des Detektors im Bereich zwischen 800 und 1200  $\text{cm}^{-1}$  verantwortlich. Das Mess-System ist mittlerweile mit einem Neigungssensor ausgerüstet, der die horizontale Ausrichtung von OASIS auf etwa  $0.1^\circ$  genau bestimmen kann. Außerdem sind die Ursachen für das stärkere Rauschen des MCT-Detektors gefunden worden. Eine Validierung bestehender komplexer Brechungsindizes wird deshalb anhand zukünftiger Messungen möglich. Eine Validierung des komplexen Brechungsindex sollte durchgeführt werden, da z.B. das „Along Track Scanning Radiometer“ (ATSR) und das „Advanced Very High Resolution Radiometer“ (AVHRR) in einem Spektralbereich bei  $833 \text{ cm}^{-1}$  ( $12 \mu\text{m}$ ) arbeiten, in dem sich verschiedene komplexe Brechungsindizes und das damit berechnete Reflexionsvermögen bei  $55^\circ$  Blickwinkel um bis zu 0.005 (etwa 10 %) unterscheiden.

Die Vernachlässigung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens verursacht einen Fehler bei der Ableitung der Ozeanoberflächentemperatur. Bei einem Vergleich von OASIS-Messungen unter Berücksichtigung der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens mit Radiometermessungen wird ein Temperaturunterschied in der SST von bis zu  $0.15 \text{ }^\circ\text{C}$  festgestellt. Bei Prozessstudien, insbesondere bei Untersuchungen der kühlen Haut des Ozeans, ist dieser Temperaturunterschied entscheidend, da der Einfluss der kühlen Haut auf die SST im Mittel bei etwa  $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$  liegt (Schlüssel, 1995). Die vorliegende Arbeit liefert eine Voraussetzung, um die Ozeanoberflächentemperatur im Rahmen von Prozessstudien mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können.

Für die Fernerkundung der Ozeanoberflächentemperatur vom Satelliten muss das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche genau bekannt sein. Die Koeffizienten zur Ableitung der SST aus gemessenen Helligkeitstemperaturen satellitengestützter Radiometer werden in der Regel aus Strahlungstransportrechnungen abgeleitet. Bei diesen Strahlungstransportrechnungen ist die Kenntnis des Reflexionsvermögens der

Meeresoberfläche Voraussetzung. Das AVHRR, das auf Satelliten der NOAA fliegt, tastet die Ozeanoberfläche quer zur Flugrichtung im Bereich  $\pm 55.4^\circ$  ab (Schlüssel, 1995). Das ATSR auf dem europäischen Satelliten ERS-1/2 tastet die Meeresoberfläche zwischen  $0^\circ$  und  $25^\circ$  und zwischen  $52^\circ$  und  $54^\circ$  ab (Watts et al., 1996). Beide Instrumente arbeiten bei Blickwinkeln, in denen sich die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens in den Messungen und den Modellrechnungen unterscheidet. Harris et al. (1994) haben einen Einfluss der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens auf die aus Satellitenmessungen abgeleitete SST anhand des Modells von Masuda et al. (1988) festgestellt. Aufgrund der deutlichen Unterschiede zwischen den Messungen und den Modellrechnungen von Masuda et al. (1988), sollte der Einfluss der gemessenen Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Reflexionsvermögens auf die Ableitung der SST aus ATSR- und AVHRR-Messungen untersucht werden und eine Windgeschwindigkeitsabhängigkeit bei der Ableitung der SST gegebenenfalls mit berücksichtigt werden.

---

## 8 Danksagung

Herrn Dr. Stephan Bakan danke ich vor allem für die konstruktiven Diskussionen, die Ermöglichung der Messkampagnen und für die Unterstützung bei der Entwicklung von OASIS. Außerdem möchte ich mich für die motivierende Begleitung meiner Arbeit und seine Initiative bedanken.

Herrn Professor Dr. Hartmut Graßl danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und der Patentierung der Kalibrationsschwarzkörper.

Den KollegInnen aus 3+4 danke ich für eine schöne Zeit und eine ansehnliche Zahl von Punkten.

Den technischen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für Meteorologie und des Meteorologischen Instituts sei für ihre Unterstützung bei den Feldmesskampagnen und dem Aufbau von OASIS gedankt.

Martin Dreyer, Christian Goetzke, Thomas Holst, Amélie Kirchgäßner und Dirk Notz haben bei den Feldmesskampagnen maßgeblich zum Gelingen beigetragen.

Heinz-Dieter Hollweg danke ich für die zahlreichen Diskussionen, seine hilfreichen Anmerkungen und seine Gelassenheit.

Armin Schöch danke ich für Programmierung der OASIS-Steuerprogramme.

Der letzte Dank gilt traditionsgemäß den Kaltduschern.



## Literaturverzeichnis

- Abrams, M.-C., G. C. Toon, und R. A. Schindler, 1994: Practical example of the correction of Fourier-transform spectra for detector nonlinearity. *Applied Optics*, **33**(27), 6307–6314.
- Alpers, W., H.-J. Blume, W. D. Garrett, und H. Hühnerfuss, 1982: The effect of monomolecular surface films on the microwave brightness temperature of the sea surface. *International Journal of Remote Sensing*, **3**(4), 457–474.
- Alpers, W. und H. Hühnerfuss, 1989: The damping of ocean waves by surface films: A new look at an old problem. *Journal of Geophysical Research*, **94**(C5), 6251–6265.
- Anderson, G. P., J. H. Chetwynd, J.-M. Theriault, P. Acharya, A. Berk, D. C. Robertson., F. X. Kneizys, M. L. Hoke, L. W. Abreu, und E. P. Shettle, 1993: MODTRAN2: suitability for remote sensing. *Atmospheric propagation and remote sensing II*, Kohnle, A. und Miller, W. B., editors, volume 1968. Bellingham, WA, SPIE (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers), 514-525.
- Bakan, S., 1999: Persönliche Mitteilungen.
- Bakan, S., V. Jost, und K. Fenning, 2000: Satellite derived water balance climatology for the North Atlantic: First results. *Physics and Chemistry of the Earth, Part B Hydrology, Oceans and Atmosphere*, **25**(2), 121–128.
- Barton, I. J. und A. J. Prata, 1999: Satellite-derived sea surface temperature inter-comparison: A case study. *Calibration and Characterization of Satellite Sensors*, **23**(8), 517–1523.
- Barton, I. J., A. J. Prata, und R. P. Cechet, 1995: Validation of the ATSR in Australian waters. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12**(2), 290–300.
- Bertie, J. E. und Z. D. Lan, 1996: Infrared intensities of liquids XX: The intensity of the OH stretching band of liquid water revisited and the best current values of the optical constants of H<sub>2</sub>O(l) at 25 °C between 15000 and 1 cm<sup>-1</sup>. *Applied Spectroscopy*, **50**(8), 1047–1057.
- Chamberlain, J. E., 1979: *The Principles of Interferometric Spectroscopy*. John Wiley & Sons.

- Coppin, P. A., E. F. Bradley, I. J. Barton, und J. S. Godfrey, 1991: Simultaneous observations of sea-surface temperature in the western equatorial Pacific-Ocean by bulk, radiative and satellite methods. *Journal of Geophysical Research*, **96**, 3401–3409.
- Cox, C. und W. Munk, 1954: Measurement of the roughness of the sea surface from photography of the sun's glitter. *Journal of the Optical Society of America*, **44**, 835–850.
- Dluhy, R. A., 1986: Quantitative external reflection infrared spectroscopic analysis of insoluble monolayers spread at the air-water interface. *Journal of Physical Chemistry*, **90**, 1373–1379.
- Dluhy, R. A. und D. G. Cornell, 1985: In situ measurements of the infrared spectra of insoluble monolayers at the air-water interface. *Journal of Physical Chemistry*, **98**, 3195–3197.
- Donlon, C. J., S. L. Castro, und A. Kaye, 1999a: Aircraft validation of ERS-1 ATSR and NOAA-14 AVHRR sea surface temperature measurements. *International Journal of Remote Sensing*, **20**(18), 3503–3513.
- Donlon, C. J., T. Nightingale, L. Fiedler, G. Fischer, D. Baldwin, und I. S. Robinson, 1999b: The calibration and intercalibration of sea going infrared radiometer system using a low cost blackbody cavity. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **16**(9), 1183–1197.
- Downing, H. D. und D. Willams, 1975: Optical constants of water in the infrared. *Journal of Geophysical Research*, **80**(12), 1656–1661.
- Espedal, H. A., O. M. Johannessen, E. Dano, D. R. Lyzenga, und J. C. Knulst, 1998: COASTWATCH95: ERS 1/2 SAR detection of natural film on the ocean surface. *Journal of Geophysical Research*, **103**(C11), 24969–24982.
- Ewald, S., 1999: *Satellitengestützte Abschätzung der Einflüsse von kühler Haut und Schaumbedeckung des Ozeans auf den globalen CO<sub>2</sub>-Fluss zwischen Ozean und Atmosphäre*. PhD thesis, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Bundesstraße 55, Hamburg, Germany.
- Fiedler, L., 2000: Hohlraumstrahler. Deutsche Patentanmeldung 100 09 880.0, (1. März 2000).

- Fiedler, L. und S. Bakan, 1997: Interferometric measurements of sea surface temperature and emissivity. *German Journal of Hydrography*, **49**(2/3), 357–365.
- Forget, P. und P. Broche, 1996: Slicks, waves, and fronts observed in a sea coastal area by x-band airborne synthetic aperture radar. *Remote Sensing of the Environment*, **57**, 1–12.
- Fowler, J. B., 1995: A third generation water bath based blackbody source. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, **100**(5), 591–599.
- François, C. und C. Ottlé, 1994: Estimation of the angular variation of the sea surface emissivity with the ATSR/ERS-1 data. *Remote Sensing of the Environment*, **48**(3), 302–308.
- Frew, N. M., 1996: *The Sea Surface and Global Change*. Cambridge University Press. 121-172.
- Friedmann, D., 1969: Infrared characteristics of ocean water (1,5 - 15  $\mu\text{m}$ ). *Applied Optics*, **8**(10), 2073–2078.
- Gade, M., W. Alpers, S. A. Ermakov, H. Hühnerfuss, V. R. Wismann, und P. Lange, 1998: Wind-wave tank measurements of bound and freely propagating short gravity capillary waves. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **103**(C10), 21697–21709.
- Gericke, A., A. V. Michailov, und H. Hühnerfuss, 1993: Polarized external infrared reflection-absorption spectrometry at the air/water interface: comparison of experimental and theoretical results for different angles of incidence. *Vibrational Spectroscopy*, **4**, 335–348.
- GESAMP, 1995: The sea-surface microlayer and its role in global change. GESAMP Reports and Studies 59, WMO, Geneva. 76 p.
- Gilman, C. und L. Rothstein, 1994: Gulf stream warm surges: Thermal anomalies resulting from cold core interactions. *Journal of Geophysical Research*, **99**(C8), 15991–16000.
- Graßl, H. und H. Hinzpeter, 1975: The cool skin of the ocean. GATE Report 14, WMO, 229-236.
- Griffith, P. R. und J. A. de Haseth, 1986: *Fourier Transform Infrared Spectrometry*, volume 83 of *Chemical Analysis*. John Wiley & Sons.

- Hale, G. M. und M. R. Querry, 1972: Influence of temperature on the spectrum of water. *Journal of the Optical Society of America*, **62**(9), 1103–1108.
- Hale, G. M. und M. R. Querry, 1973: Optical constants of water in the 200-nm to 200- $\mu$ m wavelength region. *Applied Optics*, **12**(3), 555–563.
- Harris, A. R., S. J. Brown, und I. M. Mason, 1994: The effect of windspeed on sea surface temperature retrieval from space. *Geophysical Research Letters*, **21**(16), 1715–1718.
- Hobson, D. E. und D. Williams, 1971: Infrared spectral reflectance of sea water. *Applied Optics*, **10**(10), 2372–2373.
- Hühnerfuss, H., W. Alpers, W. D. Garrett, P. A. Lange, und S. Stolte, 1983: Attenuation of capillary and gravity waves at sea by monomolecular organic surface films. *Journal of Geophysical Research*, **88**(C14), 9809–9816.
- Hühnerfuss, H. und W. D. Garrett, 1981: Experimental sea slicks: Their practical applications and utilisation for basic studies of air-sea interactions. *Journal of Geophysical Research*, **86**(C1), 439–447.
- Hurrell, J. W. und K. E. Trenberth, 1999: Global sea surface temperature and analyses: Multiple problems and their implications for climate analysis, modeling, and reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **80**(12), 2661–2678.
- Julabo, 1998: *Julabo FP88H Technical Manual*. Julabo GmbH, Eisenbahnstr. 45 , D-77960 Seelbach, Germany.
- Keens, A. und A. Simon, 1990: Correction of non-linearities in detectors in Fourier transform spectroscopy. United States Patent Number 4927269.
- Kelly, C. S., 1978: Effective infrared optical depths associated with the clear ocean. *Applied Optics*, **17**, 3054–3059.
- Keogh, S. J., I. S. Robinson, C. J. Donlon, und T. J. Nightingale, 1999: The accuracy of AVHRR SST determined using shipborne radiometers. *International Journal of Remote Sensing*, **20**(14), 2871–2876.
- Kropotkin, M. A., B. P. Kozyrev, und V. A. Zaitsev, 1966: Infrared reflectivity of sea and fresh water and of several aqueous solutions. *Izvestia Atmospheric and Oceanic Physics*, **2**(4), 434–435.

- Lachance, R. L., A. Villemaire, und L. Rochette, 1998: Correction of the non-linearity of FT remote sensing instruments. Persönliche Mitteilung.
- Lohregel, J. und R. Todthaupt, 1996: Wärmeleitfähigkeit, Gesamtemissionsgrade und spektrale Emissionsgrade der Beschichtung Nextel-Velvet-Coating 811-21 (RAL 900 15 tiefschwarz matt). PTB-Mitteilungen 106, Physikalisch-Technische Bundesanstalt.
- MacBride, D. M., C. G. Malone, J. P. Hebb, und E. G. Carvalho, 1997: Effect of temperature variation on FT-IR spectrometer stability. *Applied Optics*, **51**(1), 43–50.
- Martinez-Diaz-De-Leon, A., I. S. Robinson, und D. Ballesteros, 1994: Wind driven ocean circulation features in the Gulf of Tehuantepec, Mexico, revealed by combined SAR and SST satellite sensor data. *International Journal of Remote Sensing*, **20**(8), 1661–1668.
- Masuda, K., 1998: Wind direction effect on sea surface emissivity. *Papers in Meteorology and Geophysics*, **48**(4), 115–122.
- Masuda, K., T. Takashima, und Y. Takayama, 1988: Emissivity of pure and sea waters for the model sea surface in the infrared window regions. *Remote Sensing of Environment*, **24**, 313–329.
- Maul, G., 1985: *Introduction to Satellite Oceanography*. Martinus Nijhoff Publishers.
- Onstott, R. und C. Rufenach, 1992: Shipboard active and passive microwave measurements of ocean surface slicks off the southern California coast. *Journal of Geophysical Research*, **97**(C4), 5315–5323.
- Ottermann, J., J. Susskind, G. Dalu, und I. L. Goldberg, 1992: Effects of water anisotropy on multispectral remote sensing at thermal wavelengths of ocean temperature and of cirrus clouds. *Applied Optics*, **31**(36), 7633–7646.
- Parker, D. E., C. K. Folland, und M. Jackson, 1995: Marine surface temperature: Observed variations and data requirements. *Climatic Change*, **31**, 559–600.
- Pohl, R. W., 1941: *Einführung in die Optik*. Springer-Verlag, Berlin.
- Rahmelow, K., 1997: Electronic influences on infrared detector signal: nonlinearity and amplification. *Applied Optics*, **36**(10), 2123–2132.

- Revercomb, H. E., 1994: Techniques for avoiding phase and non-linearity errors in radiometric calibration: A review of experience with airborne HIS and ground-based AERI. *Proceedings of the 5th workshop on ASSFTS*, Central Research Institute of Electric Power Industry Japan Resources Observation System Organization.
- Revercomb, H. E., F. A. Best, R. O. Knuteson, D. D. LaPorte, und W. L. Smith, 1997: Calibration of HIS, AERI and the AERI-UAV airborne and ground-based Fourier transform spectrometers. *Proceedings of the 7th workshop on ASSFTS*, DLR, Oberpfaffenhofen, Germany.
- Revercomb, H. E., H. Buijs, H. B. Howell, D. D. LaPorte, W. L. Smith, und L. A. Sromovsky, 1988: Radiometric calibration of IR Fourier transform spectrometers: solution to a problem with the High-Resolution Interferometer Sounder. *Applied Optics*, **27**(15), 3210–3218.
- Robertson, J. E. und A. J. Watson, 1992: Thermal skin effect of the surface of the ocean and its implications for CO<sub>2</sub> uptake. *Nature*, **358**, 738–740.
- Rochette, L., 2000: Persönliche Mitteilungen.
- Ross, D. B. und V. Cardonne, 1974: Observation of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surface wind speed. *Journal of Geophysical Research*, **79**, 444–452.
- Salisbury, J. W., D. M. D’Aria, und F. F. Sabins, Jr., 1993: Thermal infrared remote sensing of crude oil slicks. *Remote Sensing of the Environment*, **45**, 225–231.
- Saunders, P. M., 1968: Radiance of sea and sky in the infrared window 800–1200 cm<sup>-1</sup>. *Journal of the Optical Society of America*, **58**(5), 645–652.
- Schlüssel, P., 1995: Passive Fernerkundung der unteren Atmosphäre und der Meeresoberfläche aus dem Weltraum. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Universität Hamburg, Reihe A.
- Schlüssel, P., J. Emery, H. Graßl, und T. Mammen, 1990: On the bulk-skin difference and its impact on satellite remote sensing of the sea surface temperature. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 13341–13356.
- Schönwiese, C. D., 1992: *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*. Gebrüder Borntraeger, 2. edition.
- Segelstein, D. J., 1980: The complex refractive index of water. M.S. thesis, University of Missouri, Kansas City, Missouri.

- Sidran, M., 1981: Broadband reflectance and emissivity of specular and rough water surface. *Applied Optics*, **20**(18), 3176–3183.
- Smith, E. A., J. Vazquez, A. Tran, und R. Sumagaysay, 1996: Satellite-derived sea surface temperature data available from the NOAA/NASA pathfinder programm. *American Geophysical Union, Electronic Publication*, **95274e**.
- Smith, W. L., R. O. Knutson, H. E. Revercomb, W. F. H. B. Howell, W. P. Menzel, N. Nalli, O. B. Brown, J. Brown, P. J. Minnett, und W. McKeown, 1996: Observations of the infrared radiative properties of the ocean implications for the measurement of sea water temperature via satellite remote sensing. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **77**, 41–51.
- Stephens, M. P., G. Samuels, D. B. Olson, und R. A. Fine, 1995: Sea-air flux of CO<sub>2</sub> in the north Pacific using shipboard and satellite data. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C7), 13571–13583.
- Temperature Products, 1998: *Calibration certificate B-98140*. Temperature Products GmbH, Obere Ortsstraße 5, 86565 Gachenbach, Germany.
- Thomas, J. P. und J. Turner, 1995: Validation of Atlantic-Ocean sea-surface temperatures measured by the ERS-1 along-track scanning radiometer. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12**(6), 1303–1312.
- Van Scoy, W. A., K. P. Morris, J. E. Robertson, und A. J. Watson, 1995: Thermal skin effect and the air-sea flux of carbon dioxide: A seasonal high-resolution estimate. *Global Biogeochemical Cycles*, **9**, 254–262.
- Watts, P. D., M. R. Allen, und T. J. Tightingale, 1996: Wind speed effects on sea surface emission and reflection for the along track scanning radiometer. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **13**, 126–141.
- Weddigen, C., C. E. Blom, und M. Höpfner, 1993: Phase corrections for the emission sounder MIPAS-FT. *Applied Optics*, **32**(24), 4586–4589.
- Wei, Y. und J. Wu, 1992: In situ measurements of surface tension, wave damping, and wind properties modified by natural films. *Journal of Geophysical Research*, **97**(C4), 5307–5313.
- Wick, G. A., W. J. Emery, L. H. Katha, und P. Schlüssel, 1996: The behavior of the bulk-skin sea surface temperature difference under varying wind speed and heat flux. *Journal of Physical Oceanography*, **26**(10), 1969–1988.

- Wieliczka, D. M., S. Weng, und M. R. Querry, 1989: Wedge shaped cell for highly absorbent liquids: infrared optical constants of water. *Applied Optics*, **28**(9), 1714–1719.
- Wilson, S. H. S., N. C. Atkinson, und J. A. Smith, 1999: The development of an airborne infrared interferometer for meteorological sounding studies. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **16**(12), 1912–1927.
- Wismann, V., M. Gade, W. Alpers, und H. Hühnerfuss, 1998: Radar signatures of marine mineral oil spills measured by airborne multi-frequency radar. *International Journal of Remote Sensing*, **19**(18), 3607–3626.
- Wu, X., 2000: Persönliche Mitteilungen.
- Wu, X. und W. L. Smith, 1997: Emissivity of rough sea surface for 8-13  $\mu\text{m}$ : modeling and verification. *Applied Optics*, **36**(12), 2609–2619.
- Zavody, A. M., M. R. Gorman, D. J. Lee, C. T. Mutlow, und D. T. Llewellyn-Jones, 1994: The ATSR data processing scheme development for the EODC. *International Journal of Remote Sensing*, **15**(4), 827–843.
- Zolotarev, V. M. und A. V. Demin, 1977: Optical constants of water over a broad range of wavelength, 0.1  $\text{\AA}$  - 1 m. *Optics and Spectroscopy*, **43**(2), 157–161.



## Anhang

### Die Voraussetzungen für die Beschreibung des Interferometers

Um die Arbeitsweise eines idealen Interferometers mathematisch beschreiben zu können, werden zunächst einige notwendige mathematische und physikalische Voraussetzungen geschaffen.

Das elektrische  $\vec{E}$  und magnetische Feld  $\vec{B}$  einer ebenen monochromatischen Welle lässt sich durch folgende Gleichungen beschreiben:

$$\begin{aligned}\vec{E}(t) &= \vec{i}(E_0 \cos(\phi_0 - 2\pi\nu_0 t)) \\ \vec{B}(t) &= \vec{j}(B_0 \cos(\phi_0 - 2\pi\nu_0 t)).\end{aligned}\quad (47)$$

Dabei sind in  $\vec{i}$  und  $\vec{j}$  aufeinander senkrecht stehende Einheitsvektoren,  $E_0$  und  $B_0$ , die skalare Amplitude des elektrischen und magnetischen Feldes,  $\nu_0$  die Frequenz und  $\phi_0$  die Phase der elektromagnetischen Welle. Gleichung (47) beschreibt nur die Änderung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes. Die in der Fourieresspektroskopie gemessene Intensität entspricht dem zeitlichen Mittel des Poyntingvektors  $\vec{S}$ . Der Poyntingvektor beschreibt den instantanen Energietransport einer monochromatischen Welle

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}.\quad (48)$$

Die Intensität ergibt sich aus dem zeitlichen Mittel des Betrages des Poyntingvektors und dem folgenden Zusammenhang zwischen den Beträgen des elektrischen und magnetischen Feldes einer monochromatischen Welle folgendermaßen zusammenhängen:  $B_0 = \epsilon_0 \mu_0 E_0$  zu:

$$\bar{S} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} S(t) dt = \frac{\epsilon_0 c}{T_0} \int_0^{T_0} E_0^2 \cos^2(\phi_0 - 2\pi\nu_0 t) dt = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \overline{|E_0|^2}.\quad (49)$$

für  $T_0 \gg t$ .

Eine perfekte monochromatische Welle kann nur ein theoretisches Konzept darstellen, da diese in der Natur nicht vorkommt. Das Konzept ist hilfreich, so lange der Übergang von monochromatischer zu polychromatischer Strahlung vollzogen werden kann. Die Amplitude einer polychromatischen Welle ergibt sich durch die Integration über alle Frequenzen  $\nu$  (oder Wellenzahlen  $\kappa$ ):

$$E(t) = \int_0^{+\infty} \alpha(\nu) \cos(\phi(\nu) - 2\pi\nu t) d\nu.\quad (50)$$

Es ist offensichtlich, dass ein reales Feld nur positive Frequenzen hat und die Integration nur über die positiven Frequenzen durchgeführt zu werden braucht. Da das Integral mathematisch umständlicher zu behandeln ist, wird es in ein Fourierintegral überführt. Dies ist möglich, da die Funktion  $\alpha(\nu) = \alpha_g(\nu) + \alpha_u(\nu)$  in eine gerade und ungerade Funktion aufgeteilt werden kann und das Integral der geraden und ungeraden Funktion erweitert werden darf

$$E(t) = \int_0^{+\infty} [\alpha_g(\nu) + \alpha_u(\nu)] \cos(\phi(\nu) - 2\pi\nu t) d\nu. \quad (51)$$

In komplexer Darstellung folgt daraus,

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_g(\nu) \exp[(\phi(\nu) - 2\pi\nu t)] d\nu \quad (52)$$

und dies entspricht einem Fourierintegral (Chamberlain, 1979).

## Mathematische Beschreibung eines idealen Interferometers

Die Arbeitsweise des verwendeten Doppelpendel-Interferometers wird anhand eines idealen oder perfekten Michelson-Interferometers beschrieben. Damit wird die Basis geschaffen, um im weiteren die speziellen Eigenschaften eines realen Doppelpendel-Interferometers zu erläutern. Die Idealisierung des Gerätes bezieht sich auf die Eigenschaften der optischen Komponenten des Interferometers: Der Strahlteiler zerlegt den einfallenden Strahl verlustfrei in zwei exakt gleich große Teile. Ebenso reflektieren die Umlenkspiegel verlustfrei und der homogen und vollständig ausgeleuchtete Detektor arbeitet linear.

### Monochromatische Strahlung

Das instantane elektrische Feld einer monochromatischen Welle (entsprechend Gleichung (47)), das durch einen Strahlteiler aufgeteilt wird, ist in komplexer Darstellung durch folgende Gleichung gegeben:

$$\begin{aligned} E_{\hat{t}} &= \hat{t} E_0 \exp(-2\pi i \kappa_0 c t) \\ E_{\hat{r}} &= \hat{r} E_0 \exp(-2\pi i \kappa_0 c t) \end{aligned} \quad (53)$$

$\hat{t}$  und  $\hat{r}$  sind jeweils die Transmissions- und Reflexionsfaktoren. Die beiden Signale laufen nach der Aufteilung auf zwei unterschiedlichen optischen Wegen mit den

Laufzeiten  $t_1$  und  $t_2$  entsprechend Abbildung 11 zu den Umlenkspiegeln, kehren zum Strahlteiler zurück, werden erneut aufgeteilt und reflektiert bzw. transmittiert, sodass ein Teil das Gerät wieder verlässt, während der andere in der Detektorebene interferiert.

Das instantane Signal, das die Detektorebene erreicht, ist also:

$$\begin{aligned} E(t_1 - t_2) &= \hat{t}\hat{r}E_0[\exp(-2\pi i\kappa_0 c(t - t_1)) + \exp(-2\pi i\kappa_0 c(t - t_2))] \\ &= \hat{t}\hat{r}E_0[1 + \exp(-2\pi i\kappa_0 c(t_1 - t_2))] \exp(-2\pi i\kappa_0 c(t - t_2)). \end{aligned} \quad (54)$$

Entsprechend Gleichung (49) ergibt sich die den Detektor erreichende Intensität mit

$$\begin{aligned} P(\tau) &= \frac{1}{2}\epsilon_0 c E(t_1 - t_2)^2 \\ &= \frac{1}{2}P(0)(1 + \cos 2\pi\kappa_0 c\tau). \end{aligned} \quad (55)$$

Der Detektor zeichnet nicht die einfallende Intensität, sondern die Energie auf. Wenn die einfallende Intensität homogen ist und die Detektoroberfläche vollständig ausgeleuchtet ist, hängt die gemessene Energie nur von der Größe der Detektoroberfläche  $A$  ab. Die einfallende Intensität und die gemessene Energie sind proportional. Die optische Weglänge  $x$  ergibt sich im brechungsfreien Medium (im Vakuum) aus der Laufzeit  $\tau$  und der Lichtgeschwindigkeit  $x = c\tau$

$$I(x) \propto \frac{1}{2}I_0(1 + \cos 2\pi\kappa_0 x). \quad (56)$$

Der variable oder  $x$ -abhängige Teil wird als Interferogramm bezeichnet und besteht im Falle monochromatischer Strahlung aus einer kosinusförmigen Funktion.

### Polychromatische Strahlung

Wird anstatt einer monochromatischen Quelle ein Spektrum untersucht, das sich aus mehreren monochromatischen Linien zusammensetzt, ergibt sich die gemessene Leistung aus der Superposition dieser einzelnen Linien. Da in der Natur monochromatische Linien nicht vorkommen, sondern einzelne Linien ein schmales, aber trotzdem kontinuierliches Spektrum haben, ergibt sich die gemessene Leistung eines polychromatischen Spektrums als Integral über alle Wellenzahlen des elektrischen Feldes. Für den Anteil, der zunächst reflektiert und dann transmittiert wird, gilt

$$E_{\hat{r}\hat{t}}(t - t_2) = \int_0^\infty \hat{t}(\kappa)\hat{r}(\kappa)E_0(\kappa) \exp(-2\pi i\kappa c(t - t_2)) d\kappa \quad (57)$$

und für den erst transmittierten und dann reflektierten Teil analog

$$E_{\hat{r}\hat{t}}(t - t_1) = \int_0^\infty \hat{t}(\kappa)\hat{r}(\kappa)E_0(\kappa) \exp(-2\pi i\kappa c(t - t_1)) d\kappa. \quad (58)$$

Das Signal, das den Detektor erreicht, ist die Summe aus Gleichung (57) und (58)

$$E_{tot}(t_1, t_2) = \int_0^\infty \hat{t}(\kappa)\hat{r}(\kappa)E_0(\kappa) \exp(-2\pi i\kappa ct)[\exp(2\pi i\kappa ct_1) + \exp(2\pi i\kappa ct_2)] d\kappa. \quad (59)$$

Die Intensität, die die Detektorebene erreicht, ergibt sich analog zu dem monochromatischen Fall als zeitliches Mittel des Betrages des Poyntingvektors. Die gemessene Leistung ist proportional zur einfallenden Intensität, wenn der einfallende Strahl homogen ist und den Detektor vollständig ausleuchtet. Die gemessene Leistung ergibt sich dann aus der einfallenden Intensität unter Berücksichtigung der Größe der Detektorfläche (Gleichung (49)).

$$I_D(x) = \frac{1}{2}A\epsilon_0 c \int_0^\infty 2|\hat{r}(\kappa)|^2|\hat{t}(\kappa)|^2\overline{|E_0(\kappa)|^2}(1 + \cos 2\pi\kappa x) d\kappa. \quad (60)$$

Unter der Annahme, dass der Strahlteiler die einfallende Strahlung perfekt teilt,  $|\hat{r}(\kappa)|^2 = |\hat{t}(\kappa)|^2 = \frac{1}{2}$  ist:

$$\begin{aligned} I_D(x) &= \frac{1}{2}A\epsilon_0 c \int_0^\infty \frac{1}{2}\overline{|E_0(\kappa)|^2} d\kappa + \frac{1}{2}A\epsilon_0 c \int_0^\infty \frac{1}{2}\overline{|E_0(\kappa)|^2} \cos 2\pi\kappa_0 x d\kappa \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty L(\kappa) d\kappa + \frac{1}{2} \int_0^\infty L(\kappa) \cos 2\pi\kappa_0 x d\kappa. \end{aligned} \quad (61)$$

Damit besteht die vom Detektor in Abhängigkeit der optischen Weglängendifferenz gemessene Leistung einer polychromatischen Strahlungsquelle aus einem konstanten Term, der unabhängig von der optischen Weglängendifferenz ist und einem von  $x$  abhängigen variablen Term, dem Interferogramm.

Der konstante Term entspricht der halben Leistung, die bei "Zero-Path-Difference" (ZPD), also bei gleich langen optischen Wegen ( $x = 0$ ) gemessen wird. Die Kenntnis dieses Zusammenhanges ist von entscheidender Bedeutung für die Kalibration eines realen Interferometers, bei dem nicht-lineare Effekte auftreten.

Das ideale Interferometer ist mit Gleichung (61) vollständig beschrieben und geht mit  $K(\kappa) = \frac{1}{2}L(\kappa)$  über in

$$\begin{aligned} I_D(x) &= \int_0^\infty K(\kappa) d\kappa + \int_0^\infty K(\kappa) \cos(2\pi\kappa x) d\kappa \\ I_D(x) &= I_D(0) + F(x) \end{aligned} \quad (62)$$

und ist die Ausgangsbasis für die weiteren Untersuchungen. Dabei wird allerdings nur der variable Teil von Gleichung (62), das Interferogramm  $F(x)$  betrachtet

$$F(x) = \int_0^\infty K(\kappa) \cos(2\pi\kappa x) d\kappa. \quad (63)$$

## Das mathematische und das physikalische Spektrum

Das physikalische, vom Interferometer beobachtete Spektrum einer beliebigen Quelle existiert nur für positive Wellenzahlen. Es ist allerdings für die mathematische Behandlung hilfreich, ein mathematisches Spektrum einzuführen, das sich aus geraden und ungeraden Komponenten zusammensetzt (Chamberlain, 1979). Das Integral (Gleichung (63)) kann damit auf alle Wellenzahlen ausgedehnt werden und entspricht dann einem Fourierintegral, sodass das gemessene Interferogramm mit Hilfe der Fouriertransformation in den Spektralraum zurücktransformiert werden kann.

Aufgrund der perfekten Symmetrie eines so genannten einseitigen Interferogramms gilt für den geraden und ungeraden Teil der Funktion  $F(\kappa)$ , wobei die Indizes g, u und us jeweils den geraden, ungeraden und unsymmetrischen Teil einer Funktion andeuten:

$$\begin{aligned} F(\kappa) &= F_g(\kappa) + F_u(\kappa) \\ |F_g(\kappa)| &= |F_u(\kappa)| \quad \text{wenn} \\ F(\kappa) &\equiv F_{us}(\kappa) = \begin{cases} 2F_g(\kappa), & \kappa > 0, \\ 0, & \kappa < 0; \end{cases} \end{aligned}$$

Aus der Gleichung (63) folgt unter Berücksichtigung der Invertierbarkeit der Fouriertransformation

$$F_{us}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} [F_g(\kappa) + F_u(\kappa)] \cos(2\pi\kappa x) dx = 2 \int_0^{\infty} F_{us}(\kappa) \cos(2\pi\kappa x) dx. \quad (64)$$

Ein doppelseitiges Interferogramm wird über den optischen Weglängenbereich  $-D \leq x \leq +D$  aufgezeichnet. Im Gegensatz zum einseitigen Interferogramm ist das doppelseitige Interferogramm unsymmetrisch und das sich ergebende Spektrum  $\hat{S}(\kappa)$  ist nicht mehr real, sondern komplex:

$$\begin{aligned} \hat{S}(\kappa) &= \int_{-\infty}^{+\infty} F_{us}(x) \exp(-2\pi i\kappa x) dx \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} F_g(x) \cos(-2\pi i\kappa x) dx - i \int_{-\infty}^{+\infty} F_u(x) \sin(-2\pi i\kappa x) dx \end{aligned} \quad (65)$$

wobei  $\phi(\kappa) = \tan^{-1}[p(\kappa)/q(\kappa)]$  die Phase des Spektrums ist.