

**Erfassung von Suspensionsfrachten
in der arktischen Tiefsee
mit optischen Methoden**

Von der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften
der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg
zur Erlangung des Grades und Titels
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
angenommene Dissertation.

Arne Stoltenberg
geboren am 26. Mai 1967
in Schönberg in Holstein

Gutachter: Herr Dr. Rainer Reuter
Zweitgutachter: Herr Prof. Dr. Klaus Hirsch
Tag der Disputation: 16. Mai 2006

In der Wissenschaft gleichen wir alle nur den Kindern,
die am Rande des Wissens hie und da einen Kiesel aufheben,
während sich der weite Ozean des Unbekannten
vor unseren Augen erstreckt.

Isaac Newton

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Physikalische Grundlagen	11
2.1	Lichtausbreitung in Wasser	11
2.1.1	Lichtattenuation	11
2.1.2	Komplexe Brechzahl	13
2.2	Lichtabsorption	14
2.2.1	Absorption des Wassers und gelöster Inhaltsstoffe	14
2.2.2	Absorption suspendierter Teilchen	15
2.2.3	Absorptions- / Transmissionsmessungen	16
2.3	Lichtstreuung	17
2.3.1	Rayleigh-Streuung	21
2.3.2	Mie-Streuung	23
2.3.3	Streuwirkungsquerschnitte	25
2.3.4	Streulichtmessungen	27
2.4	Partikel im Wasser	30
2.4.1	Partikel	30
2.4.2	Polydisperse Teilchensuspensionen	31
3	Grundlagen des Messkonzepts	39
3.1	Ellipsoidoptik	39
3.2	Vereinfachende Annahmen zur Streuung	40
3.3	Junge-Verteilungen	41
3.3.1	Teilchenzahlen und Wirkungsquerschnitte	41
3.3.2	Beiträge einzelner Teilchengrößen zur Streustrahlung	42
3.3.3	Anteile vorwärts- und rückwärtsgerichteter Streustrahlung	44
3.3.4	Auswirkung der Winkelempfindlichkeit des Ellipsoiden	45
3.3.5	Wellenlängenabhängigkeit der Streuung	47
3.4	Zusammenfassung Messkonzept	53
4	Messgerät	55
4.1	Gerätebezug / -vergleich	55
4.2	Strahlsimulationen am Ellipsoiden	57

4.3	Optik	61
4.3.1	Ellipsoidmaterial	61
4.3.2	Laser	61
4.3.3	Strahlzusammenführung	62
4.3.4	Strahlverlauf	64
4.4	Mechanik	67
4.4.1	Sondenkonstruktion	67
4.4.2	Ellipsoid	68
4.5	Elektronik	69
4.5.1	Blockschaltbild des I3 λ -SLM	69
4.5.2	Analogelektronik	70
4.5.3	Digitalelektronik - Datenlogger	76
4.5.4	Messung und Messdatenbehandlung	77
4.5.5	Leistungsbedarf	78
4.5.6	Rauschen	78
4.6	Zusammenfassung Messgerät	81
5	Einsatz des Messgeräts	83
5.1	Erprobung und Kalibrierung im Labor	83
5.1.1	Verifizierung der Messdaten des Laborphotometers	83
5.1.2	Referenzmessungen mit einem Laserrefraktometer	86
5.1.3	Kalibrierung des I3 λ -SLM Nephelometers	89
5.1.4	Testmessungen	95
5.2	Erprobung auf FS 'Lance'	102
5.2.1	Reisebericht	102
5.2.2	Regionale Ozeanographie	103
5.2.3	Datenerfassung und -auswertung	106
5.3	Zusammenfassung Einsatz des Messgeräts	113
6	Zusammenfassung	115
7	Anhang	119
7.1	Messdaten Lance Expedition	119
7.2	Schaltbilder	126
7.3	Software Datenlogger	129
7.4	Hyperbelexponent c_j der Junge-Verteilung analytisch	132
7.5	Verschiedenes	134
	Abbildungsverzeichnis	136
	Literaturverzeichnis	142
	Kurzzusammenfassung / Abstract	149

1 Einleitung

Im Bereich der Grönlandsee sind im Rahmen des Forschungsverbundprojekts 'ARKTIEF I' verzweigte Rinnensysteme auf dem Meeresboden nahe der ostgrönländischen Schelfkante beobachtet worden. Die Herkunft dieser Rinnensysteme ist noch ungeklärt. Verschiedene Ansätze versuchen, diese geologische Besonderheit zu ergründen. Diese Arbeit möchte durch die Entwicklung eines Messgeräts zur Erfassung der suspendierten Schwebeteilchen in der Tiefsee eine Methode vorstellen, um dieses Phänomen zu erforschen. Sie ist dabei eingebunden in das an das Projekt 'ARKTIEF I' anknüpfende Verbundprojekt 'ARKTIEF II'.

Die beobachteten Rinnensysteme erstrecken sich vom Fuß des Schelfs bis in den angrenzenden Bereich der Tiefsee. Dabei verlaufen die Rinnen etwa senkrecht zur Schelfkante.

Für die Beschreibung dieses Zielgebiets sind folgende Zusammenhänge bedeutsam: Zwischen dem Arktischen Ozean und dem Atlantischen Ozean werden durch die Meeresströmungen des Ostgrönlandstroms und des Westnorwegenstroms große Mengen an Energien und Materialien ausgetauscht. Der Westnorwegenstrom bringt dabei warmes Atlantikwasser durch die Grönlandsee in das Arktische Meer ein, während der Ostgrönlandstrom kaltes arktisches Meerwasser und Eis durch die Framstraße und entlang des grönländischen Schelfs in den Nordatlantik transportiert.

Die festen Inhaltsstoffe des arktischen Meerwassers sind entweder biologischer Herkunft und werden im Ozean gebildet oder sie sind mineralischer Herkunft und werden größtenteils von den Landmassen her eingetragen. Hierbei kommt den großen Flüssen Russlands und Sibiriens die Hauptrolle zu. Die mineralischen Inhaltsstoffe werden im Eis eingefroren oder durch den Wasserkörper mittransportiert. Bei diesen Prozessen spielt die Korngröße und die Dichte der Materialien die entscheidende Rolle für eine Sedimentation oder eine weitere Suspension im Wasser. Ein großer Teil des transportierten Materials verlässt den Arktischen Ozean durch die Framstraße zwischen Grönland und Spitzbergen und entlang der Grönländischen Ostküste mit dem Ostgrönlandstrom (FAHRBACH ET AL. (2001)). Bei den jährlichen Eisschmelzen vor der ostgrönländischen Küste im Frühjahr/Sommer wird das eingefrorene Material hier freigesetzt, sinkt ab und bildet das Sediment an der Schelfkante Ostgrönlands und dem angrenzenden Tiefseegebiet der Grönlandsee.

Strömungsmessungen im Rahmen des Projektes 'ARKTIEF I' im Gebiet eines Rinnensystems um 75 °N haben gezeigt, dass in diesem Tiefseegebiet bodennah sporadisch starke Strömungsereignisse auftreten, die mit einer Aufwirbelung des Sediments einhergehen.

Hierzu existieren im Wesentlichen zwei grundlegende Erklärungen:

Als eine mögliche Ursache für die Rinnensysteme werden Suspensionslawinen vermutet, die infolge einer instabilen Schichtung des vom schmelzenden Eis herabgesunkenen mineralischen Materials entstehen und während ihres Abgangs beachtliche Strömungsgeschwindigkeiten des mitgenommenen Wassers erzeugen. Wird die durch die Suspensionslawine ausgelöste Strömung durch die Rinnen kanalisiert, könnte sie diese weiter vertiefen.

Eine andere Erklärung der Strömungsereignisse könnten die in der Grönlandsee häufig anzutreffenden windinduzierten Wirbel liefern, deren Tiefe bis zum Meeresboden reichen kann und die eine Resuspension des Sediments zur Folge haben könnten (FAHRBACH ET AL. (2002)).

Um Aufschluss über die Art der Strömungsereignisse und der damit einhergehenden Suspensionswolken zu erlangen und die vorhandenen Erklärungsmodelle zu überprüfen und weiterzuführen, sind bodennahe Langzeitmessungen von optischen Geräten zur Erfassung des suspendierten Sediments im Schelfkanten- und Rinnengebiet notwendig. Die bereits bei 'ARKTIEF I' eingesetzten etablierten optischen Messgeräte sind für diese Anwendungen der Suspensionserfassung allerdings nicht empfindlich genug. Daher ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein hochempfindliches in situ-Streulichtmessgerät (Nephelometer) entwickelt worden, dessen physikalische Grundlagen, Konstruktion sowie erste Ergebnisse von Testmessungen in den folgenden Kapiteln vorgestellt werden.

Dieses Nephelometer kann über den Zeitraum eines Jahres zeitlich hochauflösend und empfindlich die Massenkonzentration der in der Wassersäule suspendierten Partikel und deren Teilchengrößenzusammensetzung bei vorausgesetzter hyperbolischer Form erfassen. Das Gerät misst dazu den Streukoeffizienten $b(\lambda)$ durch Integration der von dem Medium ausgehenden Streustrahlung über einen großen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung. Durch Erfassung der Streustrahlung bei drei verschiedenen Lichtwellenlängen ist durch den spektralen Verlauf des Streukoeffizienten eine Aussage über die Teilchengrößenverteilung von natürlichen Suspensionen unter der Annahme der vorgegebenen Form der Verteilung möglich. Wegen dieser Eigenschaften des neuentwickelten Messgeräts wird es im Folgenden mit 'Winkelintegrierendes-3-Wellenlängen(λ)-Streulichtmessgerät' – kurz I3 λ -SLM – bezeichnet.

Im Einzelnen wird diese Arbeit der folgenden Darstellung folgen:

Nach diesem einleitenden Kapitel werden im zweiten Kapitel zunächst die für die Messung relevanten physikalischen Grundlagen eingeführt. Hierbei wird der Schwerpunkt auf die beim Lichttransport in Wasser der Tiefsee dominierende Lichtstreuung gelegt, bisherige Streulichtmessgeräte sowie verschiedene Arten der Beschreibung der Teilchengrößenverteilungen von natürlichen Teilchensuspensionen beispielhaft vorgestellt. Darauf folgt im dritten Kapitel die Umsetzung dieser Grundlagen im hier verfolgten Messkonzept. Dabei geht es um die Bestimmung des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda)$ der im Ozean vorkommenden natürlichen suspendierten Teilchengemische und die optischen Auswirkungen ihrer Zusammensetzung. Im Kapitel 4 wird das

realisierte Messgerät beschrieben und dabei auf optische, mechanische und elektronische Besonderheiten eingegangen. Es werden die Algorithmik der Messdatenauswertung dargelegt sowie die Messbereiche, Genauigkeiten und die Auflösungsgrenzen des I3λ-SLM dargestellt. Hieran schließt sich in Kapitel 5 die Beschreibung des Geräteeinsatzes im Labor während der Kalibrierungsphase und im *in situ*-Einsatz vor der Ostküste Grönlands im Rahmen einer Erprobung auf See an. Eine Zusammenfassung und abschließende Betrachtungen zum Messgerät und seinen Einsatzmöglichkeiten in Kapitel 6 bilden den Abschluss der Arbeit.

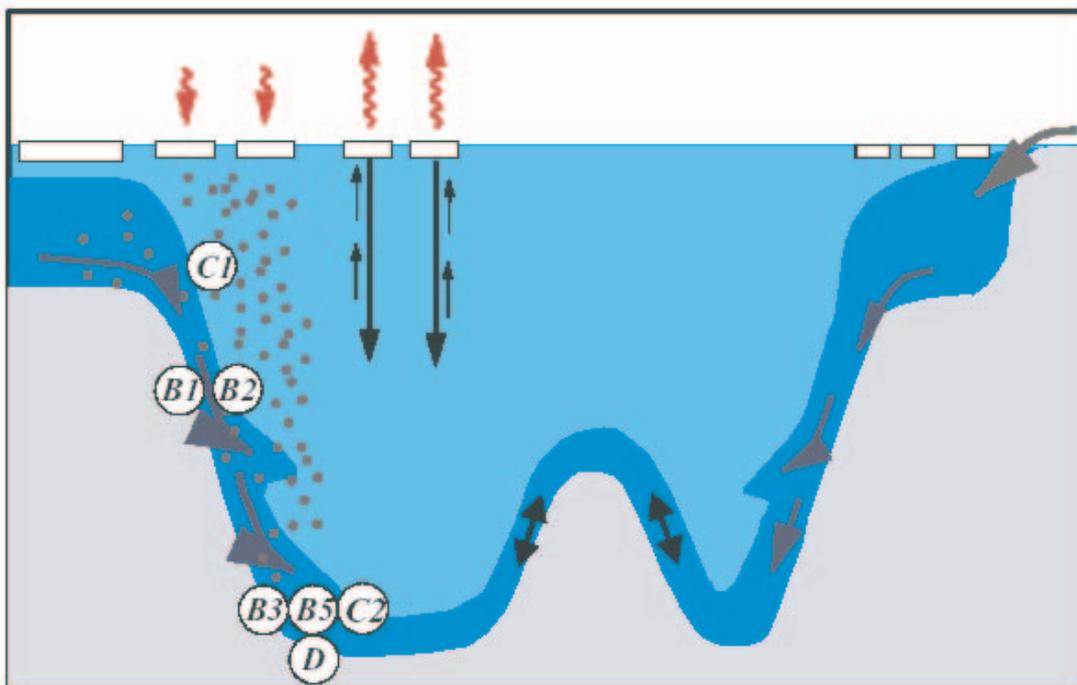


Abbildung 1.1: 'ARKTIEF II', Juni 2000 – Januar 2002, Teilprojektgruppen und Szenarien des Verbundprojekts in der westlichen Grönlandsee. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Teilprojekts B5.

2 Physikalische Grundlagen

Nach einer Vorstellung der grundsätzlichen Größen und Mechanismen zur Beschreibung des Strahlungstransports von Licht in Wasser im ersten Teil des Kapitels wird im zweiten Teil detaillierter auf die Phänomene der Absorption und der Streuung von Licht in Medien eingegangen. Dazu gehören kurze Betrachtungen über die Messungen der beiden Größen Absorption und Streuung. Der dritte Teil des Kapitels beschäftigt sich mit dem Vorkommen von Teilchen im Meerwasser und deren Größenverteilung sowie mit Möglichkeiten der Beschreibung von Teilchengrößenverteilungen.

2.1 Lichtausbreitung in Wasser

2.1.1 Lichtattenuation

Eine im Wasser fortschreitende Lichtwelle ist verschiedenen Einflüssen durch das Medium unterworfen. Diese Einflüsse lassen sich in inhärente und apparente optische Eigenschaften unterteilen. Die inhärenten Eigenschaften sind nach einer Definition von PREISENDORFER (1976) diejenigen, die nur durch das Medium und seine Inhaltsstoffe auf die Strahlungsausbreitung einwirken. Die apparenten Einflüsse – wie zum Beispiel die Reflektivität $R(\lambda)$, die durch das Verhältnis von aufwärtsgerichteter Bestrahlungsstärke $E_u(\lambda)$ zur abwärtsgerichteten Bestrahlungsstärke $E_d(\lambda)$ definiert ist – sind zusätzlich diejenigen, die durch das natürliche Strahlungsumfeld gegeben sind. Im Folgenden sollen ausschließlich die inhärenten Eigenschaften des Wassers betrachtet werden, da nur diese wegen des fehlenden natürlichen Strahlungsfelds im Bereich der Tiefsee von Bedeutung sind.

Die **Strahlungsenergie** oder **Strahlungsmenge** $Q(\lambda)$ eines Lichtstrahls der Wellenlänge λ bezeichnet die durch das Licht transportierte Energie und hat die Einheit Joule oder Wattsekunde $[Q] = \text{J} = \text{Ws}$. Fließt eine bestimmte Energiemenge entlang des Lichtstrahls pro Zeiteinheit wird dies als der **Strahlungsfluss** oder Strahlungsleistung $\Phi(\lambda)$ mit der Einheit $[\Phi] = \text{J/s} = \text{W}$ bezeichnet. Die **Strahlstärke** $I(\lambda)$ kann als Strahlungsfluss pro Raumwinkeleinheit $I(\lambda) = d\Phi(\lambda)/d\Omega$ mit der Einheit $[I] = \text{W/sr}$ verstanden werden.

Der Strahlungsfluss $\Phi(\lambda)$ kann nicht nur auf den von ihm beleuchteten Raumwinkel bezogen werden, sondern auch auf eine von ihm durchdrungene Fläche. Dies führt zur Definition der **Bestrahlungsstärke** $E(\lambda)$ - häufig auch missverständlich **Intensität** genannt - als Strahlungsfluss pro senkrecht durchstrahlter Fläche $E(\lambda) = d\Phi(\lambda)/dA$ mit der Einheit $[E] = \text{W/m}^2$. Die Bestrahlungsstärke ist proportional zum zeitlichen Mit-

mittierte Strahlungsfluss, dann folgt der :

$$\Phi_i(\lambda) = \Phi_a(\lambda) + \Phi_s(\lambda) + \Phi_t(\lambda) \quad (2.2)$$

Werden diese Einzelstrahlungsflüsse auf den Eingangsstrahlungsfluss $\Phi_i(\lambda)$ und diese normierten Größen wiederum auf die Schichtdicke bezogen, so können (für infinitesimal kleine Schichtdicken dz) die differenziellen Größen **Absorptionskoeffizient** $a(\lambda)$ und **absoluter Streukoeffizient** $b(\lambda)$ ermittelt werden. Die Summe dieser beiden wird **Attenuationskoeffizient**

$$c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda) \quad (2.3)$$

genannt. Der Attenuationskoeffizient beschreibt die Attenuation des Strahls im Medium. Diese Koeffizienten sind Funktionen der Wellenlänge λ des Lichts in dem Medium und haben die Einheit $[c] = [a] = [b] = \text{m}^{-1}$.

Die Flussänderung innerhalb des Volumens ist proportional zum einfallenden Strahlungsfluss $\Phi_i(\lambda)$, zur durchlaufenen Strecke dz im Volumen und zum wellenlängenabhängigen Attenuationskoeffizienten $c(\lambda)$:

$$d\Phi(\lambda) = -c(\lambda) \cdot \Phi(\lambda) \cdot dz \quad (2.4)$$

Die Integration dieser Gleichung führt zum **Lambert'schen Gesetz**, das den von einer Strecke der Länge z transmittierten Strahlungsfluss $\Phi_t(\lambda)$ auf den einfallenden Strahlungsfluss bezieht:

$$\Phi_t(\lambda) = \Phi_i(\lambda) \cdot e^{-c(\lambda) \cdot z} \quad (2.5)$$

2.1.2 Komplexe Brechzahl

Die zentrale Größe, mit der die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in Materialien beschrieben werden kann, ist die komplexe Brechzahl $m = n - in'$. Der Realanteil der komplexen Brechzahl $\Re(m) = n$ entspricht der Brechzahl – auch Brechquotient – im klassischen optischen Sinn als Verhältnis der Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten $n = c_o/c_M$ nach FRAGSTEIN ET AL. (1970), wobei c_o die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und c_M die Lichtgeschwindigkeit im betrachteten Medium ist. Der Imaginäranteil $\Im(m) = n'$ beschreibt die Absorption des Materials. Zur Beschreibung der Wirkungsweise der komplexen Brechzahl sei das elektrische Feld einer sich in z -Richtung ausbreitenden monochromatischen Lichtwelle beschrieben durch:

$$E_f = E_0 \cdot e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.6)$$

Hierbei bedeutet E_0 die Amplitude der elektrischen Feldstärke, E bedeutet die momentane Feldstärke nach dem Durchlaufen der Strecke z , k die Wellenzahl der Welle und $\omega = 2\pi f$ ihre Kreisfrequenz mit der Frequenz f .

Die **Wellenzahl** k der Welle kann durch die **Wellenlänge** im Medium λ_M und die zugehörige **Lichtgeschwindigkeit** $c_M = c_o/n$ beschrieben werden:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_M} = \frac{2\pi f}{c_M} = m \cdot \frac{\omega}{c_o} \quad (2.7)$$

mit c_0 der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, $c_M = \lambda_M \cdot f$ der Lichtgeschwindigkeit im Medium und $m = n + in'$ der komplexen Brechzahl des Mediums. Werden diese Zusammenhänge in die Beschreibung des elektrischen Felds der Welle eingesetzt, ergibt sich:

$$\begin{aligned} E_f &= E_0 \cdot e^{i[(n+in')\omega \cdot z/c_0 - \omega t]} \\ &= E_0 \cdot e^{i(n\omega \cdot z/c_0 - \omega t)} \cdot e^{-n'\omega \cdot z/c_0} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Die Bestrahlungsstärke $E(\lambda)$ eines Lichtstrahls ist proportional zum gemittelten Quadrat der Amplitude des elektrischen Feldes, hier ergibt sich die exponentiell abnehmende Strahlstärke einer gedämpften Welle:

$$E(\lambda) \sim E_f^2 = E_0^2 \cdot e^{-2n'\omega \cdot z/c_0} \quad (2.9)$$

Aus dem Vergleich mit dem Lambert'schen Gesetz nach Gleichung 2.5 für die transmittierte Strahlstärke $I_t(\lambda)$ (am Ort z) und der Anfangsstrahlstärke $I_i(\lambda)$ (am Ort $z = 0$) folgt mit:

$$I_t(z, \lambda) = I_i(\lambda) \cdot e^{-c(\lambda)z} \quad (2.10)$$

für eine Attenuation $c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$, die ausschließlich durch Absorption $a(\lambda)$ verursacht wird ($b(\lambda) = 0$)

$$c(\lambda) = a(\lambda) = \frac{4\pi \cdot n'}{\lambda} = 2kn' \quad (2.11)$$

mit $\omega/c_0 = 2\pi/\lambda = k$. Die Attenuation wird in diesem Fall ausschließlich durch die Absorption bestimmt, die durch den imaginären Anteil der komplexen Brechzahl n' beschrieben ist.

2.2 Lichtabsorption

2.2.1 Absorption des Wassers und gelöster Inhaltsstoffe

Meerwasser besteht aus einem komplexen Gemisch von Wasser, darin gelösten Salzen und anderen Inhaltsstoffen, die die Absorption von Licht maßgeblich verursachen.

Absorption des Wassers: Bei kurzen Wellenlängen (UV) rührt die Absorption des Wassers hauptsächlich von der elektronischen Anregung der Moleküle her, während sie bei längeren Wellenlängen (rot und IR) durch die Anregung von Drehungen und Streck-schwingungen der Wassermoleküle verursacht wird. Dazwischen gibt es einen Bereich – dieser Bereich ist darum der Bereich der für Menschen sichtbaren Wellenlängen – in dem elektromagnetische Strahlung relativ niedriger Absorption unterliegt¹: $a(\lambda) < 0.1 \text{ m}^{-1}$ im Wellenlängenbereich 320 nm bis 570 nm (SMITH U. BAKER (1981)).

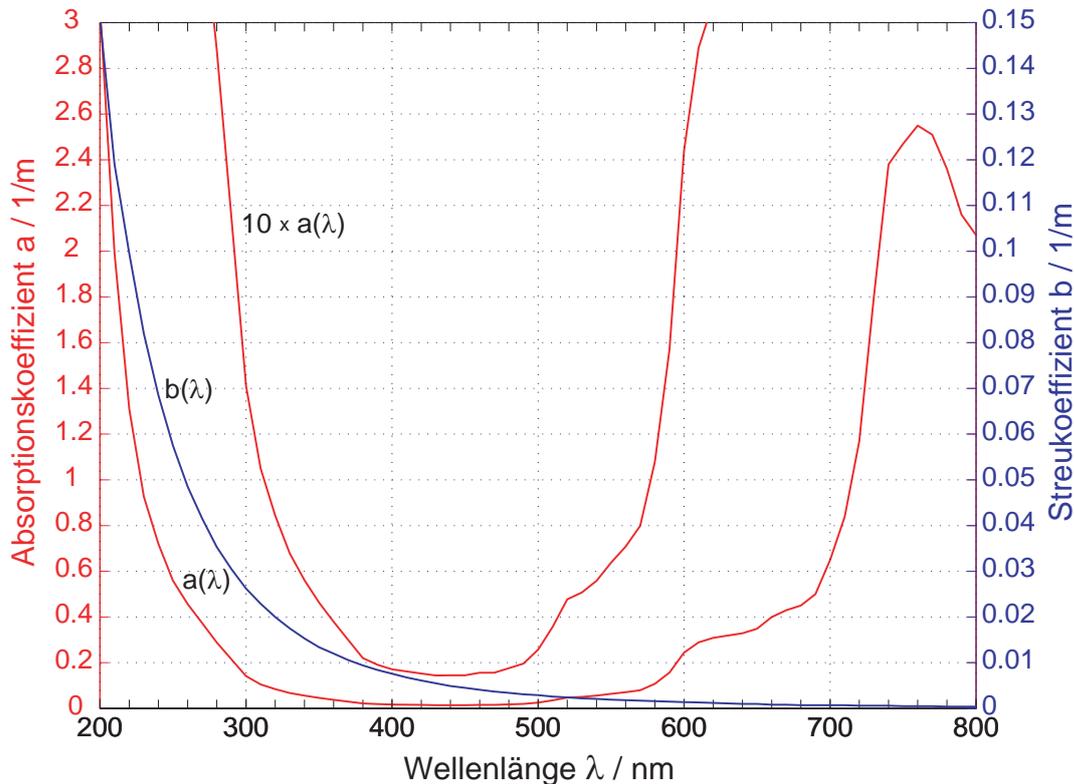


Abbildung 2.2: Spektraler Absorptionskoeffizient $a(\lambda)$ und Streukoeffizient $b(\lambda)$ von reinem Meerwasser nach SMITH U. BAKER (1981)

Gelöste (dissoziierte) Inhaltsstoffe: Der wesentliche dissoziierte Stoff im Meerwasser ist das Meersalz, das im Mittel etwa 3.4‰ weiteres Beispiel für gelöste Stoffe ist die Gruppe der Gelbstoffe, die im wesentlichen aus Abbauprodukten biologischen Materials bestehen und die ein breites Absorptionsspektrum aufweisen. Inhaltsstoffe, deren Partikel kleiner als $0.45 \mu m$ sind, werden per Definition als gelöst oder dissoziiert angenommen.

2.2.2 Absorption suspendierter Teilchen

Die Absorption von Licht durch die festen Inhaltsstoffe des Meerwassers wird hauptsächlich durch Teilchen biologischer Herkunft verursacht, die zum Beispiel Chlorophyll enthalten können. Im Bereich der Tiefsee sind diese Partikel, die hauptsächlich oberflächennah konzentriert sind, häufig bereits zersetzt oder ihre Absorption ist vernachlässigbar klein. Während der Projektlaufzeit von ARKTIEF II wurde von KIER-

¹In dieser Arbeit werden Fließkommazahlen entsprechend der angelsächsischen Schreibweise mit einem Dezimalpunkt anstatt des in Deutschland gebräuchlichen Kommas geschrieben, um konsistent mit dem Zahlenformat in den Abbildungen zu sein.

DORF (2001) der biogene Anteil des Sediments im Zielgebiet auf etwa 1 % bestimmt. Im Folgenden wird daher die Absorption vernachlässigt.

2.2.3 Absorptions- / Transmissionsmessungen

Die *in situ*-Bestimmung der Inhaltsstoffe von Meerwasser durch Transmissionsmessungen ist eine etablierte Technik, die in die frühesten Tage der Meeresforschung zurückgeht. Zunächst wurde die Transmission rein visuell mit Hilfe der Sichtbarkeit einer Emaillescheibe bestimmten Duchmessers (Secchi-Scheibe) abhängig von der Tiefe bestimmt. Spätere Geräte verwendeten Glühbirnen mit einer Optik zur Strahlformung als optischen Sender zusammen mit Photovervielfachern als Empfänger mit einer Optik zur Begrenzung des Öffnungswinkels. Gemessen wird stets der transmittierte Strahlungsfluss $\Phi_t(\lambda)$ mit möglichst kleinem Öffnungswinkel, um Mehrfachstreuung nicht zu erfassen. Die (spektrale) Transmission T einer Strecke z ist definiert als das Verhältnis des transmittierten zum ausgesendeten Strahlungsfluss:

$$T(\lambda, z) = \frac{\Phi_t(\lambda)}{\Phi_0(\lambda)} = e^{-c(\lambda) \cdot z} \quad (2.12)$$

Vorteile dieser Methode sind ihre leichte Anwendbarkeit durch einen einfachen optischen Aufbau und ihre leichte Modifizierbarkeit: Für unterschiedlichste Anwendungsgebiete werden lediglich unterschiedliche Streckenlängen benötigt.

Ein Nachteil des Verfahrens ist für optisch dünne Medien mit wenig Absorption der Vergleich zweier nahezu gleichgroßer Größen $\Phi_0(\lambda)$ und $\Phi_t(\lambda)$. Daraus resultieren große Fehler in der Auswertung, denen nur durch größere Meßstrecken der Geräte begegnet werden kann.

Die Strecke durch das Medium, nach deren Durchlaufen der Eingangsstrahlungsfluss $\Phi_0(\lambda)$ auf den $1/e$ -ten Teil abgefallen ist, kann durch $T(\lambda) = e^{-1} = e^{-c(\lambda) \cdot z} \rightarrow z = 1/c$ abgeschätzt werden. Zum Beispiel nimmt der Attenuationskoeffizient $c(\lambda)$ von reinem Wasser –

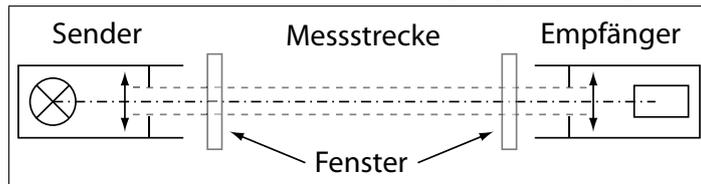


Abbildung 2.3: Skizze eines Messgeräts zur Messung der Attenuation entlang einer Messstrecke

entsprechend Abbildung 2.2 – bei Wellenlängen zwischen 400 nm und 500 nm Werte von $c \approx 0.02 \text{ m}^{-1}$ an. Die Strecke im Wasser bei der der Strahlungsfluss auf 36% abgefallen ist, ist demnach $z \approx 50 \text{ m}$. Wird eine Messgenauigkeit der Messelektronik von 1% angenommen, kann diese Attenuationsstrecke im Messgerät um den Faktor 100 verkleinert werden. Übliche *in situ*-Attenuationsmessgeräte haben darum Messstrecken von wenigen Zentimetern für den Einsatz in Ästuaren, bis zu 50 cm für den Einsatz im offenen Ozean.

Das kombinierte Attenuations- und Absorptionsmessgerät AC-9+ von der Fa. WETLABS soll hier als Beispiel für ein aktuelles Attenuationsmessgerät dienen. Es besitzt zwei 25 cm lange geschlossene Transmissionsmessstrecken, von

denen eine der Attenuationsmessung dient und sich in einem absorbierenden Rohr zur optischen Abkoppelung der Streustrahlung befindet und von denen sich die andere für die Absorptionsmessung in einem innen verspiegelten Rohr zur Ausnutzung der Streustrahlung befindet. Durch Filterräder mit Interferenzfiltern ist die Messung von $c(\lambda)$ und $a(\lambda)$ bei neun verschiedenen Wellenlängen nahezu gleichzeitig möglich. Mit diesem Gerät kann laut Spezifikation der Attenuations- und der Absorptionskoeffizient bei einer Auflösung von 0.001 m^{-1} mit einer Genauigkeit von 0.01 m^{-1} bestimmt werden. TWARDOWSKI ET AL. (2001) benutzten dieses Gerät, um die Attenuation des Quellstrahls ermitteln zu können, die in das Verhältnis des Rückstreuokoeffizienten zum Streukoeffizienten des suspendierten partikulären Materials $\tilde{b}_{pb} = b_{pb}/b_p$ zur Bestimmung seiner Brechzahl und damit weiter auf die Chlorophyllkonzentration eingeht. Problematisch ist bei dem AC-9+ – wie bei allen gekapselten Messsystemen – die zusätzliche Zeitkonstante, die durch das Durchpumpen des Wassers durch die Messvolumina von je 25 ml entsteht. Meist wird versucht, diese Zeitkonstanten durch starkes Durchpumpen der Messvolumina klein zu halten. Auch WET LABS (2004) empfiehlt, bei einer Fließgeschwindigkeit von 30 cm/s die beiden Messvolumina mit einer Pumprate von mindestens 2 l/min zu durchpumpen, um eine Verfälschung der Zuordnung der Messdaten zur momentanen Tiefe zu verhindern.

Durch den Einsatz eines Tripelprismas ist es BARTH (1999) bzw. BARTH ET AL. (1997) gelungen, die Transmissionsstrecke *in situ* variabel einstellen zu können. So ist nicht nur eine optimale Anpassung der Messstrecke an jeweils vorherrschende Attenuationen möglich, sondern durch Minimieren des Abstands kann über eine Nullmessung ein (spektraler) Offset der Attenuation durch Verschmutzung kompensiert werden. Hierdurch eignet sich das Gerät besonders für Langzeitbeobachtungen.

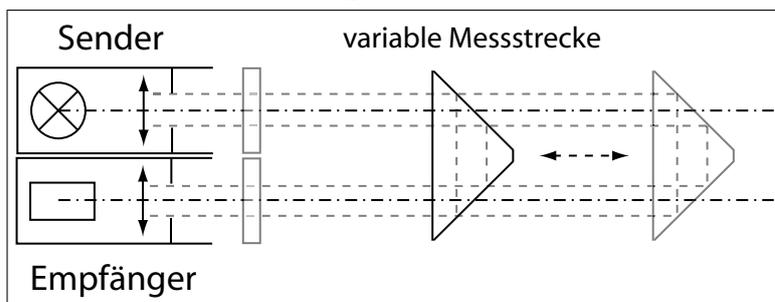


Abbildung 2.4: Skizze eines Attenuationsmessgeräts mit variabel einstellbarer Messstrecke.

Es erfasst die spektrale Attenuation von 340 nm bis 780 nm gleichzeitig bei einer Auflösung von 7 nm. Über eine Inversion des vorgefundenen Attenuationsspektrums können die Beiträge der Wasserinhaltsstoffe

Gelbstoff, Chlorophyll *a* und der mineralischen nichtabsorbierenden Streuer zum Attenuationsspektrum gleichzeitig quantitativ erfasst werden.

2.3 Lichtstreuung

Die Streuung elektromagnetischer Wellen an Teilchen in einem Medium hängt zum einen von dem Sprung des Realteils der Brechzahl n ab, den die Welle an der Oberfläche eines Streuteilchens erfährt, und zum anderen von dem Größenverhältnis der

Wellenlänge λ_M im Medium zur Teilchengröße r .

Für die Streuung ist die Brechzahl der Streuer relativ zu der Brechzahl des Mediums maßgeblich: $n_{\text{rel}} = n_{\text{Streuer}}/n_{\text{Medium}}$.

Unter den Partikeln im Meer wird eine Vielzahl verschiedener Materialien biologischer und mineralischer Herkunft mit jeweils unterschiedlichen Brechzahlen vorgefunden. Durch die Zusammensetzung der optisch wirksamen ungelösten Streuteilchen ist es nach GORDON UND BROWN (1972) zweckmässig, diesen Gemischen wenige mittlere Brechzahlen zuzuordnen. So wird für Streuteilchen rein mineralischer Herkunft wie Quarze und Illite oft eine relative Brechzahl von $n_{\text{rel}} = 1.15$ bis 1.20 angenommen, während für Inhaltsstoffe biologischer Herkunft (Phytoplankton) oft eine Brechzahl von $n = 1.05 - 0.01i$ (HAARDT ET AL. (1979)) gesetzt wird. Im Folgenden wird wegen des Schwerpunkts der Betrachtung auf mineralische Inhaltsstoffe in der Tiefsee die Brechzahl $n = 1.15$ bei allen weiteren Streuberechnungen verwendet.

Um unabhängig von den absoluten Größen der Wellenlängen λ und der Teilchenradien r zu sein, wird der relative Größenparameter eines Teilchens

$$\alpha = 2\pi \cdot r / \lambda_M = k_M \cdot r \quad (2.13)$$

mit der Wellenzahl des Lichts im Medium k_M eingeführt.

Der Streukoeffizient $b(\lambda)$ kann durch die Messung der gesamten gestreuten Strahlstärke I_{streu} erfasst werden. Die raumwinkelabhängige Volumenstreuungsfunktion $\beta(\lambda)$ bestimmt dabei die (auf die beleuchtende Bestrahlungsstärke E normierte) Streustrahlstärke pro streuendem Volumenelement dV :

$$\beta(\lambda, \Omega) = \frac{1}{E(\lambda)} \cdot \frac{dI_{\text{streu}}(\lambda, \Omega)}{dV} \quad (2.14)$$

Hierbei wird durch die Bestrahlungsstärke

$$E(\lambda) = d\Phi(\lambda)/dA \quad (2.15)$$

der eine infinitesimale Fläche dA des Volumenelements dV senkrecht beleuchtende Strahlungsfluss beschrieben. Durch die Streustrahlstärke

$$I_{\text{streu}}(\lambda, \Omega) = d\Phi_{\text{streu}}(\lambda, \Omega)/d\Omega \quad (2.16)$$

wird der in einen Raumwinkel Ω im Winkel Θ zur einfallenden Strahlrichtung gestreute Strahlungsfluss angegeben, wie in Abbildung 2.1 dargestellt. $d\Omega$ ist ein infinitesimales Raumwinkelgebiet im Winkel Θ relativ zur Richtung der beleuchtenden Bestrahlungsstärke $E(\lambda)$. Es ist mit den Kugelkoordinaten ϕ und Θ durch $d\Omega = d\phi \sin(\Theta) d\Theta$ beschreibbar.

Der Streukoeffizient $b(\lambda)$ beschreibt die gesamte Streuung eines Teilchenensembles und wird durch die Integration der Beiträge der Volumenstreuungsfunktion $\beta(\lambda, \Omega)$ in alle Raumrichtungen Ω errechnet:

$$b(\lambda) = \int_{4\pi} \beta(\lambda, \Omega) d\Omega \quad (2.17)$$

Im Falle einer um die Achse der Strahlausbreitung rotationssymmetrischen Streuung, wie sie bei kugelförmigen Streuzentren oder Streuung an beliebig geformten Streuzentren, deren Lage jedoch statistisch gleichverteilt ist, oder bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht auftritt, ergibt sich die Unabhängigkeit von ϕ , so dass aus Gleichung 2.17 mit dem Raumwinkelement in Kugelkoordinaten folgt:

$$b(\lambda) = 2\pi \cdot \int_{\pi} \beta(\lambda, \Theta) \sin \Theta \, d\Theta \quad (2.18)$$

Wird die Streuintensität aus Gleichung 2.14 über den vorderen Halbraum ($0 < \Theta < \pi/2$) integriert, ergibt sich der Vorwärtsstreuoeffizient $b_{\text{vorwärts}}(\lambda)$:

$$b_{\text{vorwärts}}(\lambda) = 2\pi \cdot \int_{\substack{\text{vorderer} \\ \text{Halbraum} \\ 0 < \Theta < \pi/2}} \beta(\lambda, \Theta) \sin \Theta \, d\Theta \quad (2.19)$$

Wegen der Wellenlängenabhängigkeit der Volumenstreuungsfunktion β der Teilchen ist die spektrale Abhängigkeit des Vorwärtsstreuoeffizienten $b_{\text{vorwärts}}(\lambda)$ eine Funktion der Teilchengrößenverteilung $n(r)$. Daher kann aus der Messung des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda)$ auf die Größenverteilung der Teilchen zurückgeschlossen werden. Hierauf beruht der Ansatz dieser Arbeit. Weitere Betrachtungen zu diesem Ansatz werden im Abschnitt 3.3.5 angestellt.

Eine monochromatische elektromagnetische Welle kann durch ihre Richtung, ihre Wellenlänge und ihre Polarisationsrichtung beschrieben werden. Zwei Einheitsvektoren \vec{r} und \vec{l} können so gewählt werden, dass sie rechtwinklig zueinander und zur Ausbreitungsrichtung liegen, so dass die Ausbreitungsrichtung durch $(\vec{r} \times \vec{l})$ definiert ist. Dann ist der elektrische Feldvektor der Welle durch die Anteile der ebenen Wellen $E_l = a_l \cdot e^{-i(kz + \omega t - \epsilon_l)}$ und $E_r = a_r \cdot e^{-i(kz + \omega t - \epsilon_r)}$ in \vec{l} - und \vec{r} -Richtung beschrieben durch:

$$E = E_l \cdot \vec{l} + E_r \cdot \vec{r}. \quad (2.20)$$

Die Polarisation der Welle ist damit durch die Stokes'schen Parameter, zusammengefasst im Stokes'schen Vektor, ausdrückbar:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_l \cdot E_l^* + E_r \cdot E_r^* \\ E_l \cdot E_l^* - E_r \cdot E_r^* \\ E_l \cdot E_r^* + E_r \cdot E_l^* \\ i \cdot (E_l \cdot E_r^* - E_r \cdot E_l^*) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Die Stokes'schen Parameter haben die Einheit einer Intensität. Sie sind nicht voneinander unabhängig, sondern es gilt: $I = Q + U + V$. Der Parameter I beschreibt die Bestrahlungsstärke der Welle, die übrigen Parameter ihren Polarisationszustand. Die Parameter Q und U beschreiben den Anteil der Welle, der linear polarisiert ist, und V den Anteil, der zirkular polarisiert ist. Sind Q , U und V alle gleich Null ist der Stokes'sche Vektor derjenige einer unpolarisierten Welle. Jedes optisch wirksame Bauteil

verändert den Zustand des Stokes'schen Vektors und kann durch eine lineare Transformation M des Vektors modelliert werden:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Diese Transformationsmatrix wird als Müller-Matrix bezeichnet. Die ungestrichenen Stokes'schen Parameter beschreiben die Welle vor und die gestrichenen Parameter die Welle nach der Wechselwirkung mit dem optischen Bauteil. Bei Streuproblemen wird oft eine Parametertransformation von I und Q in die Richtungen der schon bekannten Einheitsvektoren vorgenommen: $I_r = E_r \cdot E_r^* = \frac{1}{2}(I + Q)$ und $I_l = E_l \cdot E_l^* = \frac{1}{2}(I - Q)$. Damit und durch Einsetzen der Wellengleichungen für E_r und E_l können die Stokes'schen Parameter umgeschrieben werden zu:

$$\begin{pmatrix} I_r \\ I_l \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_l^2 \\ a_r^2 \\ 2a_r a_l \cos(\delta) \\ -2a_r a_l \sin(\delta) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

mit dem Phasenunterschied $\delta = \epsilon_l - \epsilon_r$ zwischen den ebenen Wellen E_l und E_r .

Allgemeiner kann die Wirkung eines optischen Bauteils auf die beiden Wellen E_l und E_r wie bei MOREL (1973), (VAN DE HULST (1981)) und BARTH (1999) beschrieben werden durch:

$$\begin{pmatrix} E_r' \\ E_l' \end{pmatrix} = A \cdot \begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 & A_4 \\ A_3 & A_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Für einheitliche homogene kugelförmige Teilchen vereinfacht sich Gleichung 2.22 durch $A_3 = 0$ und $A_4 = 0$ und wird dann mit den Intensitätsfunktionen $i_j = k \cdot A_j$ ($j = 1, 2$) zu:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 A_1^* & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 A_2^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(A_1 A_2^* + A_2 A_1^*) & \frac{i}{2}(A_1 A_2^* - A_2 A_1^*) \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(A_1 A_2^* - A_2 A_1^*) & \frac{i}{2}(A_1 A_2^* + A_2 A_1^*) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Wird für die dimensionslosen Amplitudenfunktionen $S = k \cdot A$ angenommen und für die Intensitätsfunktionen $i_1 = S_1 S_1^*$ und $i_2 = S_2 S_2^*$ folgt vereinfacht als Intensitätsfunktionsmatrix:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2} \begin{pmatrix} i_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i_3 & i_4 \\ 0 & 0 & -i_4 & i_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Hierbei stehen die Intensitätsfunktionen i_1 und i_2 mit den gestreuten Strahlstärken in die Richtungen der Einheitsvektoren $I_r = I_\perp$ und $I_l = I_\parallel$ im funktionalen Zusammenhang:

$$I_1 = I_\perp = I_\phi = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_1 = \frac{1}{\alpha^2} \cdot i_1 \quad \text{und} \quad I_2 = I_\parallel = I_\Theta = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \cdot i_2 = \frac{1}{\alpha^2} i_2 \quad (2.27)$$

2.3.1 Rayleigh-Streuung

Die Lichtstreuung an sehr kleinen Teilchen - Teilchenradius r kleiner als 1/10 der Wellenlänge des bestrahlenden Lichts - wird nach RAYLEIGH (1871) in MCCARTNEY (1976) und KERKER (1969) dadurch verursacht, dass ihre Elektronenhüllen oder elektrisch geladene Teile der Teilchen den elektromagnetischen Feldern der anregenden Welle folgen können. Mit der Frequenz einer anregenden Welle bewegte Ladungen strahlen ihrerseits Streustrahlung gleicher Frequenz ab. Die Streustrahlung weist die Winkelverteilung der Dipolstrahlung von bewegten Ladungen auf. In Schwingungsrichtung der bewegten Ladungen wird dabei keine Streustrahlung abgegeben, sondern ausschließlich senkrecht dazu. Die Schwingungsrichtung des abstrahlenden geladenen Teilchens wird dabei durch die Polarisationsrichtung der anregenden elektrischen Welle vorgegeben.

Wird ein Teilchen mit dem Radius r mit linear polarisiertem Licht mit der Polarisationsrichtung **senkrecht** zur Streuebene und einer Einheitsbestrahlungsstärke $E_1 = 1 \text{ W/m}^2$ angeleuchtet, dann wird nach MCCARTNEY (1976) die Streustrahlstärke I_\perp in der Streuebene unter dem Winkel Θ gestreut:

$$I_\perp(r, \lambda) = \frac{16 \cdot \pi^4 r^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (2.28)$$

Wird das Teilchen mit **parallel** zur Streuebene polarisiertem Licht beleuchtet, wird der Anteil I_\parallel in die Richtung Θ gestreut:

$$I_\parallel(r, \lambda) = \frac{16 \cdot \pi^4 r^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \cos^2 \Theta \quad (2.29)$$

jeweils mit den Polarkoordinaten des Betrachtungspunkts R, ϕ, Θ entsprechend Abbildung 2.1 und der Betrachtung der Streustrahlungsdichten in der Entfernung $R = 1$.

Die winkelabhängigen Streustrahlstärken I_\perp und I_\parallel stehen über den Proportionalitätsfaktor α^2 mit den einheitenlosen Streuintensitätsfunktionen i_\perp und i_\parallel in funktionalem Zusammenhang (Gleichung 2.27).

Da eine **unpolarisierte** einfallende Welle in gleichgroße Anteile von parallel und senkrecht zur Streuebene polarisiertem Licht zerlegt werden kann: $E_1 = \frac{1}{2} E_\perp + \frac{1}{2} E_\parallel$, ergibt sich bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht die gestreute Strahlstärke I_u auf der Einheitskugel ($R = 1$):

$$I_u(r, \lambda) = \frac{1}{2} (I_\perp(r, \lambda) + I_\parallel(r, \lambda)) = \frac{16 \cdot \pi^4 r^6}{2 \cdot \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \Theta) \quad (2.30)$$

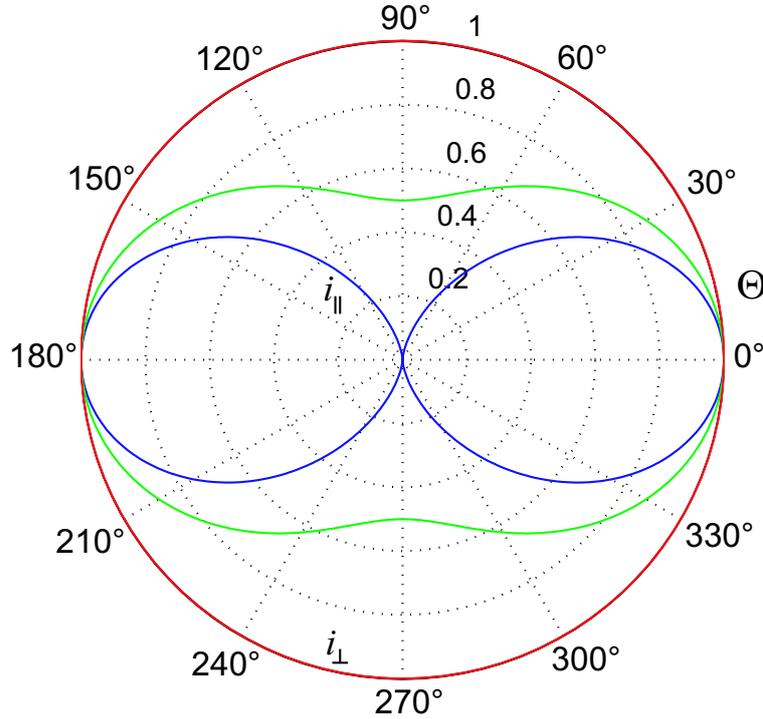


Abbildung 2.5: Verlauf der Rayleigh-Streustrahlung über dem Streuwinkel Θ für Teilchen kleiner $1/30 \lambda$ als Funktion der Polarisation der einfallenden Welle. Streuintensitätsfunktionen für senkrecht i_{\perp} (rot) und parallel i_{\parallel} (blau) zur Streuebene polarisiertes Licht und für unpolarisiertes einfallendes Licht (grün).

Die gesamte Streuintensität ist proportional zur sechsten Potenz des Teilchenradius – bzw. zum Quadrat des Teilchenvolumens – und fällt damit für kleine Teilchen stark ab.

Sind N Streuer einer Teilchengröße r im Volumen vorhanden, addieren sich die Streuintensitäten $I_u(r, \lambda)$ zur Gesamtstreustrahlstärke $I_G(r, \lambda)$:

$$I_G(r, \lambda) = N(r) \cdot I_u(r, \lambda) = \frac{N(r) \cdot 16 \cdot \pi^4 r^6}{2 \cdot \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \Theta) \quad (2.31)$$

Es stellt sich für eingestrahktes unpolarisiertes Licht mit der Einheitsbestrahlungsstärke E_1 der Streukoeffizient von Rayleigh-Streuern b_{Rayleigh} dar als:

$$b_{\text{Rayleigh}} = \frac{16\pi \cdot N \cdot I_u}{3 \cdot (1 + \cos^2 \Theta)} \quad (2.32)$$

Damit ist die Transmission, die sich durch die Streuprozesse von N Rayleigh-Streuteilchen mit gleichen Radien r im Streuvolumen entlang der Strecke z ergibt:

$$T = \Phi_t / \Phi_0 = \exp^{-b_{\text{Rayleigh}} \cdot z} = \exp^{-N \cdot C_{\text{streu}} \cdot z} \quad (2.33)$$

Die maximale Teilchengröße $r/\lambda \leq 0.05$, für die diese Betrachtung gilt, hängt von der Brechzahl des Teilchenmaterials ab. Wird ein Fehler von 2 % für den Streukoeffizienten $b(\lambda)$ zugelassen, ergibt sich bei einer Brechzahl von $n_{\text{rel}} = 1.3$ als maximaler relativer Größenparameter, für den diese Betrachtung noch gilt, $\alpha = 0.38$ und bei einer Brechzahl von $n_{\text{rel}} = 1.1$ der Größenparameter $\alpha = 0.25$ (MOBLEY (1994)).

Für größere Streuteilchen gewinnen andere physikalische Prozesse zwischen der elektromagnetischen Welle und den Teilchen wie Beugungs- und Brechungseffekte an Bedeutung. Der komplexe Übergang zwischen diesen Effekten kann durch die Streutheorie nach MIE (1908) für kugelförmige Teilchen (siehe auch VAN DE HULST (1981), KERKER (1969) und BOHREN U. HUFFMAN (1998)) beschrieben werden.

2.3.2 Mie-Streuung

Sind die Streuteilchen von der Größenordnung der Wellenlänge der einfallenden Strahlung oder größer, wird die Welle am Teilchen gebeugt, aber auch an der Teilchenoberfläche

gebrochen und sich teilweise im Teilchen ausbreiten. Ein Teil der Welle pflanzt sich dann im Teilcheninneren fort und tritt an anderer Stelle wieder aus. Hier interferiert dieser Teil mit dem Teil der Welle, der um das Teilchen herumgebeugt wurde. Es ergibt sich als Ergebnis dieser Interferenz im

Fernfeld ein komplexer Streustrahlungsverlauf, dessen Amplitude und

Polarisation stark mit der Beobachtungsrichtung Θ , ϕ der gestreuten Welle variiert. Dieser komplexe Streustrahlungsverlauf ist für sphärische Teilchen nach der Streutheorie von Mie berechenbar. Im Bereich der Kleinwinkelstreuung dominieren die Effekte der Strahlungsbeugung.

Mit einem Separationsansatz der Variablen in den Kugelkoordinaten R , ϕ , Θ gemäß Abbildung 2.1 kann die Intensität von gestreutem Licht komponentenweise beschrieben werden. Wird ein kugelförmiges Teilchen mit linear polarisiertem Licht beliebiger Polarisationsrichtung beleuchtet, kann das gestreute Licht nach MIE (1908), dargestellt in KERKER (1969), in die beiden senkrecht und parallel zur Streuebene (Abbildung 2.1) polarisierten Streuintensitätsfunktionen i_{\perp} und i_{\parallel} zerlegt werden:

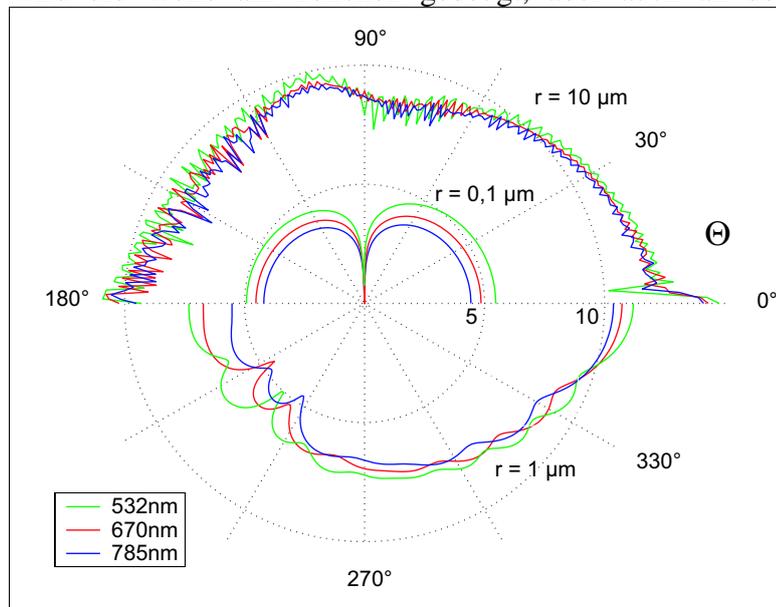


Abbildung 2.6: Logarithmisch dargestellte Streuintensitätsfunktion i_{\parallel} als Funktion der Wellenlänge λ , des Teilchenradius r und des Streuwinkels Θ

$$i_{\perp} = i_1 = |S_1(\Theta)|^2 \quad \text{und} \quad i_{\parallel} = i_2 = |S_2(\Theta)|^2 \quad (2.34)$$

Die Streuintensitätsfunktionen ergeben sich als die Quadrate der komplexen Streuamplitudenfunktionen $S_1 = S_{\perp}$ und $S_2 = S_{\parallel}$ nach MIE (1908):

$$\begin{aligned} S_1(\Theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \Theta) + b_n \tau_n(\cos \Theta)] \\ S_2(\Theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \Theta) + a_n \tau_n(\cos \Theta)] \end{aligned} \quad (2.35)$$

mit den Mie'schen Streukoeffizienten a_n, b_n :

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\psi'_n(m\alpha)\psi_n(\alpha) - m\psi_n(m\alpha)\psi'_n(\alpha)}{\psi'_n(m\alpha)\zeta_n(\alpha) - m\psi_n(m\alpha)\zeta'_n(\alpha)} \\ b_n &= \frac{m\psi'_n(m\alpha)\psi_n(\alpha) - \psi_n(m\alpha)\psi'_n(\alpha)}{m\psi'_n(m\alpha)\zeta_n(\alpha) - \psi_n(m\alpha)\zeta'_n(\alpha)} \end{aligned} \quad (2.36)$$

mit dem relativen Größenparameter $\alpha = k \cdot r$ und den Riccati-Bessel-Funktionen $\psi_n(\alpha), \chi_n(\alpha)$ (ABROMOWITZ U. STEGUN (1970)) und ihren Ableitungen $\psi'_n(\alpha), \chi'_n(\alpha)$:

$$\begin{aligned} \psi_n(\alpha) &= \alpha \cdot j_n(\alpha) = \sqrt{\pi \frac{\alpha}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(\alpha) \\ \chi_n(\alpha) &= \alpha \cdot n_n(\alpha) = -\sqrt{\pi \frac{\alpha}{2}} N_{n+\frac{1}{2}}(\alpha) \\ \zeta_n(\alpha) &= \alpha \cdot h_n^{(2)}(\alpha) = \sqrt{\pi \frac{\alpha}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(\alpha) = \psi_n(\alpha) + i\chi_n(\alpha) \end{aligned} \quad (2.37)$$

mit der sphärischen Bessel-Funktion j_n , sphärischen Neumann-Funktion n_n und sphärischen Hankel-Funktion zweiter Art $h_n^{(2)}$ und halbintegralen Bessel-Funktion $J_{n+\frac{1}{2}}$, halbintegralen Neumann-Funktion $N_{n+\frac{1}{2}}$ und halbintegralen Hankel-Funktion zweiter Art $H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}$ und mit den Legendre-Funktionen $\pi_n(\cos \Theta)$ und $\tau_n(\cos \Theta)$:

$$\begin{aligned} \pi_n(\cos \Theta) &= \pi_n(\mu) = \frac{dP_n(\mu)}{d\mu} \\ \tau_n(\cos \Theta) &= \tau_n(\mu) = \mu\pi_n(\mu) - (1 - \mu^2) \frac{d\pi_n(\mu)}{d\mu} \end{aligned} \quad (2.38)$$

mit $\mu = \cos \Theta$, Streuwinkel Θ , und den Legendre-Polynomen $P_n(\mu)$ zum Beispiel angegeben in ABROMOWITZ U. STEGUN (1970).

Die in alle Raumrichtungen gestreute Strahlungsdichte I_{streu} eines runden homogenen Teilchens, das von unpolarisiertem Licht der Wellenlänge λ beleuchtet wird, kann nach MIE (1908) ermittelt werden durch:

$$I_{\text{streu}} = 2\pi \int_0^\pi \frac{\lambda^2}{8\pi^2} (i_\perp + i_\parallel) \sin \Theta \, d\Theta \quad (2.39)$$

und nach Gleichung 2.19 ergibt sich daraus mit der Einheitsbestrahlungsstärke E_1 eines Einheitsvolumens der Streukoeffizient der vorrausgerichteten Streuung $b_{\text{vorwärts}}(\lambda)$:

$$b_{\text{vorwärts}}(\lambda) = \int_{\substack{\text{vorderer} \\ \text{Halbraum} \\ \Theta < \pi/2}} I_{\text{streu}}(\lambda, \Theta) \, d\Theta = 2\pi \int_{\Theta < \pi/2} \frac{i_\perp + i_\parallel}{2 \cdot k^2} \sin \Theta \, d\Theta \quad (2.40)$$

2.3.3 Streuwirkungsquerschnitte

Ein kugelförmiges Teilchen mit dem Radius r hat die Querschnittsfläche eines Kreises $A_q(r) = \pi \cdot r^2$. Wegen der Beugungs- und Brechungseffekte von Wellen an dem Teilchen ist dies aber nicht der für die Streuung von Licht entscheidende Wirkungsquerschnitt $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$. Der Streuwirkungsquerschnitt ist das Integral über alle Streustrahlstärken in alle Raumrichtungen auf einer Einheitskugel $R = 1$ um das Teilchen herum. Besteht außerdem Rotationssymmetrie gilt dann:

$$C_{\text{streu}}(r, \lambda) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_{\text{streu}}(\Theta, \phi, \lambda) \, d\Theta \, d\phi = 2\pi \int_0^\pi I_{\text{streu}}(\Theta, \lambda) \cdot \sin(\Theta) \, d\Theta \quad (2.41)$$

Betrachtet man ein Volumen mit einer Anzahl $n(r)$ von gleichartigen Streuteilchen summieren sich die einzelnen Streuwirkungsquerschnitte zum Gesamtstreuung einer Teilchengröße:

$$b(r, \lambda) = n(r) \cdot C_{\text{streu}}(r, \lambda) \quad (2.42)$$

Unterliegen die Streuteilchen im Streuvolumen zusätzlich auch noch einer Größenverteilung, die sich zwischen den Teilchenradien r_1 und r_2 beschreiben läßt durch $dN(r)/dr = n(r)$, errechnet sich der Streukoeffizient $b(\lambda)$ durch:

$$b(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} C_{\text{streu}}(\lambda, r) n(r) \, dr \quad (2.43)$$

Die Volumenstreuungsfunktion $\beta(\Theta)$ der $n(r)$ Teilchen im Streuvolumen kann durch die Integration der Streuwirkungsquerschnitte $\sigma(\Omega, \lambda, r)$ über alle Raumrichtungen $d\Omega$ und damit der absolute Streukoeffizient $b(\lambda)$ durch den Streuquerschnitt

$$C_{\text{streu}}(\lambda) = \int_{4\pi} \sigma(\Omega, \lambda, r) \, d\Omega = \int_{2\pi} \int_{\pi} \frac{i_\perp + i_\parallel}{2 \cdot k^2} \, d\phi \sin \Theta \, d\Theta \quad (2.44)$$

mit den einheitslosen Intensitätsfunktionen $i_\perp = i_\perp(\Theta, \phi)$ und $i_\parallel = i_\parallel(\Theta, \phi)$, die den Streustrahlungsverlauf als Funktion der Streuwinkel angeben.

Rayleigh-Streuer Für relativ zur Wellenlänge des beleuchtenden Lichts kleine Teilchen ergibt sich der Streuwirkungsquerschnitt $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$ nach Rayleigh:

$$C_{\text{streu}}(r, \lambda) = \frac{128 \cdot \pi^5 r^6}{3 \cdot \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (2.45)$$

Mie-Streuer Für relativ zur Wellenlänge des beleuchtenden Lichts große Teilchen ergibt sich nach der Mie'schen Theorie:

$$C_{\text{streu}}(r, \lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.46)$$

mit den Mie-Streukoeffizienten a_n und b_n definiert in Abschnitt 2.3.2.

Um den Streuwirkungsquerschnitt $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$ in Relation zu der kreisförmigen geometrischen Querschnittsfläche $A_q(r)$ der kugelförmigen Teilchen betrachten zu können, wird der Wirkungsfaktor der Streuung

$$Q_{\text{streu}}(r, \lambda) = C_{\text{streu}}(r, \lambda) / A_q(r) \quad (2.47)$$

eingeführt.

Im Übergangsbereich zwischen der nach Rayleigh und der nach Mie zu beschreibenden Streuung wurde von VAN DE HULST (1981) eine Näherung für die Streuwirkungsfaktoren $Q_{\text{streu}}(r, \lambda)$ von Teilchen mit komplexer Brechzahl angegeben:

$$\begin{aligned} Q_{\text{att}} = & 2 - 4 \cdot e^{-\rho \tan(\beta)} \cdot \frac{\cos(\beta)}{\rho} \cdot \sin(\rho - \beta) \\ & - 4 \cdot e^{-\rho \tan(\beta)} \cdot \left(\frac{\cos(\beta)}{\rho} \right)^2 \cos(\rho - 2\beta) + 4 \cdot \left(\frac{\cos(\beta)}{\rho} \right)^2 \cos(2\beta) \end{aligned} \quad (2.48)$$

mit $\tan(\beta) = \frac{n'}{m-1}$. Für nichtabsorbierende Teilchen mit $n' = 0 \rightarrow \tan(\beta) = 0$ vereinfacht sich diese van de Hulst'sche Näherung zu:

$$Q_{\text{streu}} = 2 - \frac{4}{\rho} \sin(\rho) + \frac{4}{\rho^2} (1 - \cos(\rho)) \quad (2.49)$$

jeweils mit dem Wegunterschied zwischen gebeugter und ungebeugter Welle $\rho = 2\alpha(n-1)$, der komplexen Brechzahl m und dem relativen Größenparameter $\alpha = k \cdot r$. In Abbildung 2.7 sind die Übereinstimmungen und Abweichungen der van de Hulst'schen Näherung $Q_{vdH}(r, \lambda)$ relativ zu den wahren nach Mie errechneten Streuwirkungsfaktoren $Q_{\text{streu}}(r, \lambda)$ erkennbar. Für Teilchengrößen $\alpha < 2.5$ (entspricht bei einer Wellenlänge von 532 nm einem Teilchenradius von 0.21 μm) ist der relative Fehler der Näherung größer als 10 %, für noch kleinere Teilchen mit dieser Brechzahl ist die van de Hulst'sche Näherung mit noch größeren Fehlern behaftet.

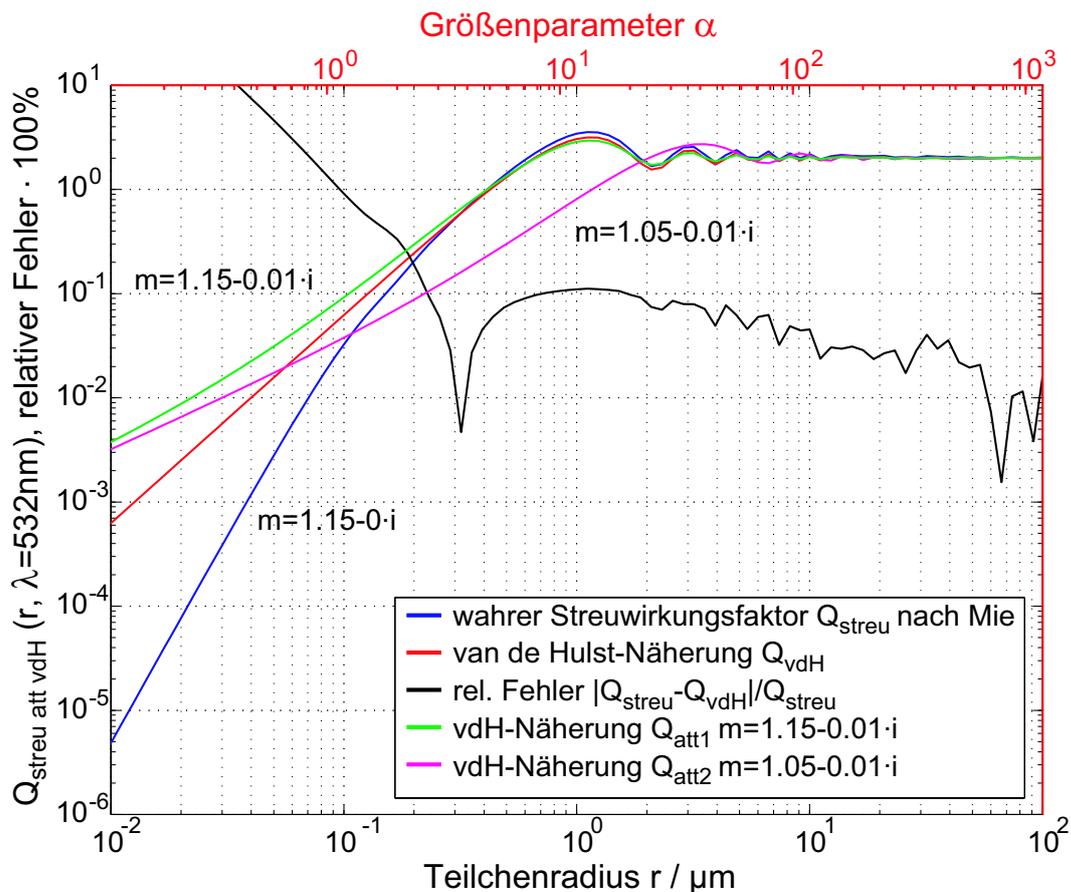


Abbildung 2.7: Vergleich der wahren aus der Mie'schen Theorie errechneten Streuwirkungsfaktoren $Q_{\text{streu}}(r, \lambda)$ mit der von VAN DE HULST (1981) vorgeschlagenen Näherung und dargestellter relativer Fehler der Näherung: $|Q_{\text{streu}} - Q_{\text{vdH}}|/Q_{\text{streu}}$ bei einer relativen Brechzahl von $m = 1.15 - 0 \cdot i$. Ebenfalls dargestellt ist der Verlauf des Attenuationswirkungsfaktors Q_{att} für Teilchen der Brechzahlen $m = 1.15 - 0.01 \cdot i$ und $m = 1.05 - 0.01 \cdot i$.

2.3.4 Streulichtmessungen

Geräte, die das von einem beleuchteten Volumen emittierte Streulicht erfassen, werden Nephelometer genannt. Die von dem Streuvolumen ausgehende Streulichtintensität variiert abhängig vom Streuwinkel Θ relativ zur Beleuchtungsrichtung und abhängig von der Wellenlänge des beleuchtenden Lichtstrahls. Zusätzlich tritt noch ein Depolarisationseffekt bei der Beleuchtung mit polarisiertem Licht auf. Entsprechend dieser Vielfalt der Eigenschaften des Streulichts existieren verschiedene Messgeräte, die diese Eigenschaften des Streulichts messen. Allen gemeinsam ist eine Dunkelmessung zur Erfassung des Streulichts, ohne den beleuchtenden Strahl – außer zu Referenzzwecken – auszuwerten.

Das bekannteste Messprinzip zur winkelaufgelösten *in situ*-Streulichtmessung zeigt ein von JERLOV (1976) bzw. PETZOLD (1976) vorgestelltes Messgerät zur Erfassung

der Streustrahlstärken $I_{\text{streu}}(\Theta)$ durch Rotation eines Empfängers um ein beleuchtetes Volumen im Winkelbereich von etwa 10° bis 170° . Zur Unterdrückung von Restlichteinflüssen werden die Möglichkeiten des modulierten Betriebs der beleuchtenden Quelle mit Demodulation und der Betrieb mit Rotlichtfilter vor dem Detektor angegeben. Zur winkelaufgelösten Erfassung der stark variablen Kleinwinkelstreuung

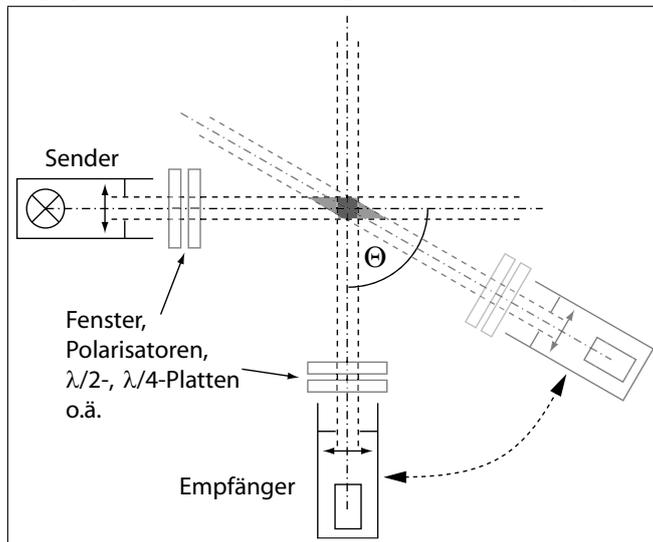
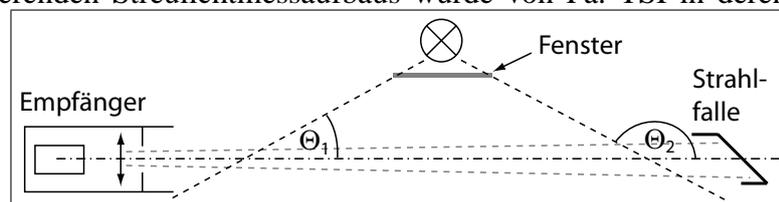


Abbildung 2.8: Skizze eines Messgeräts zur Messung der winkelaufgelösten Streuung durch einen beweglichen Empfänger

und Analysatoren für Streuwinkel von 0° bis 180° konnten alle Streumatrixelemente und – aus ihnen abgeleitet – die Charakterisierung der hyperbolischen Teilchengrößenverteilung sowie die Brechzahl des suspendierten Materials ermittelt werden. Als Lichtquelle diente dabei ein bei verschiedenen Wellenlängen arbeitender modulierter Krypton-Laser. Als Photodetektoren für Referenz und Streulicht kamen Photodioden mit einer Optik zur Begrenzung des Öffnungswinkels zum Einsatz.

wird von Jerlov unter anderem der Aufbau von Bauer und Ivanoff (1.5° bis 14°) (siehe Teilabbildung 2.11 a) vorgestellt. Der Aufbau in Abbildung 2.8 wurde im Labor von KLOTZ (1978) bzw. REUTER (1980a) zur detaillierten Bestimmung der Elemente der Streumatrix verschiedener auch natürlicher Partikelsuspensionen weiterentwickelt. Von REUTER (1980b) wurden die theoretischen Überlegungen zur Streuung auch an Partikelgemischen an natürlichen Wasserproben verifiziert. Durch Einsatz von Polarisatoren

Die von Jerlov (u.a. in JERLOV (1976)) außerdem in Abbildung 2.9 vorgestellte Geometrie eines integrierenden Streulichtmessaufbaus wurde von Fa. TSI in deren Nephelometern zur Erfassung der Streukoeffizienten von Aerosolen aufgegriffen und beim Gerät TSI3563 um die Messung bei mehreren



Wellenlängen (450 nm, 550 nm und 700 nm)

erweitert. Das Messprinzip hat den Vorteil, dass es keine beweglichen Teile benötigt. Dieses Gerät ist vom Hersteller für die Messung des Streukoeffizienten von Aerosolen in Gasen bis zu $2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ spezifiziert.

Abbildung 2.9: Skizze eines Messgeräts zur Messung der integrierten Streustrahlung über einen Streuwinkelbereich von Θ_1 bis Θ_2

Die Idee des rotierenden Empfängers wurde von HALTRIN ET AL. (1996) in einem Aufbau mit einem feststehenden Detektor und rotierender Optik (Spiegelprisma) dargestellt in Abbildung 2.10 weiterentwickelt. Mit diesem Aufbau wird pro Umlauf die Volumenstreuungsfunktion zweimal zwischen 10° und 175° erfasst und gleichzeitig bei 0° die Attenuation gemessen. Wegen der großen Dynamikunterschiede zwischen der Streuung unter 0° und unter 90° werden jedoch hohe Anforderungen an die Dynamik des Detektorteils des Aufbaus gestellt. HALTRIN ET AL. (1996) geben an, durch Variation der Empfindlichkeit des Photovervielfachers FEU-101 die Streuintensität über acht Größenordnungen mit einem Messfehler von besser als 5 % zu erfassen. Das rotierende Prisma übernimmt in dem Aufbau gleichzeitig die Funktion eines Propellers, um die Suspension zu homogenisieren.

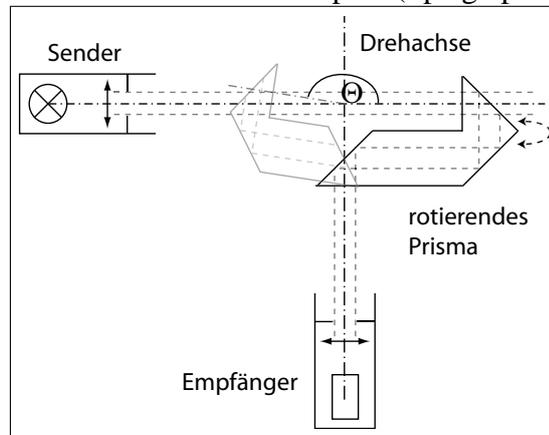


Abbildung 2.10: Skizze eines Messgeräts zur Messung der winkelaufgelösten Streuung durch ein rotierendes Periskop-Prisma

Der grundsätzliche Aufbau der winkelaufgelösten Streulichterfassung unter kleinen Winkeln von Bauer und Ivanoff durch Abbildung von unter gleichen Winkeln emittiertem Streulicht auf einer Photoplatte im Winkelbereich von 1.5° bis

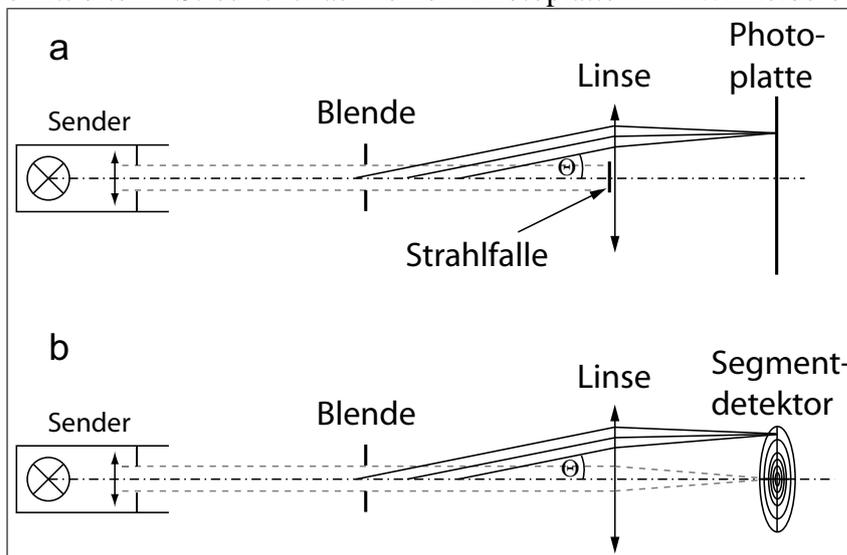


Abbildung 2.11: Skizzen zweier Messgeräte zur Messung der Kleinwinkelstreuung

(LISST-Baureihe, Teilabbildung 2.11b). Dazu wird das unter verschiedenen Winkeln gestreute Licht auf unterschiedliche Bereiche des in 32 logarithmische Teile segmentierten Detektors abgebildet. Dadurch können Teilchengrößen zwischen $1.25 \mu\text{m}$ und $250 \mu\text{m}$ in 32 Größenklassen mit einer Messung bestimmt und eine Aussage über die Größenverteilung der Teilchen getroffen werden.

14° (Teilabbildung 2.11a) wurde von AGRAWAL U. POTTSMITH (2000) (Fa. Sequoia) in einem Gerät zur gleichzeitigen Erfassung von Streulicht unter 32 Streuwinkeln und der Strahlattenuation unter 0° aufgegriffen

Das von BÜRKELE (1998) und HAUSWIRTH (1999) entwickelte Gerät zur Erfassung der rückwärtsgerichteten Streulichtintensität benutzt einen ellipsoidförmigen Hohlspiegel zur Integration der Streustrahlung in Rückwärtsrichtung über einen Raumwinkel von π sr. Rotationssymmetrische Ellipsoiden haben die Eigenschaft der Abbildung zweier Brennpunkte aufeinander. Bei diesem Gerät wird in einem Brennpunkt das Streulicht durch Beleuchtung mit einer hochintensiven Leuchtdiode erzeugt, in dem anderen Brennpunkt befindet sich der Detektor. Um Zugang zu den Brennpunkten zu erlangen, wurde das Ellipsoid geteilt. Die Abbildungseigenschaft von einem Brennpunkt in den anderen wird durch die Teilung nicht verändert. Die Beleuchtung des Streuvolumens erfolgt mit moduliertem Licht, die Detektion durch zwei Photodioden und die Messung der Photoströme durch die phasenrichtige Demodulation eines Lock-in-Verstärkers. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Prinzip der Streulichtintegration über einen großen Winkelbereich für die Streuung in Vorwärtsrichtung angewandt.

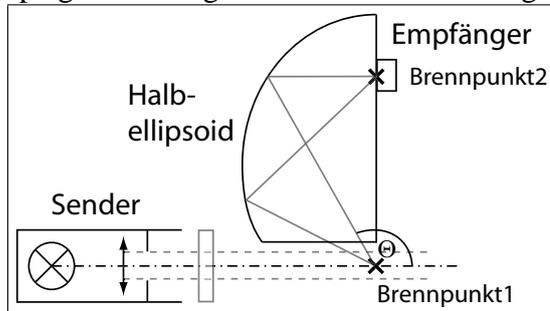


Abbildung 2.12: Skizze eines Messgeräts zur Messung der integrierten Rückstreustrahlung mit einem ellipsoidförmigen Hohlspiegel zur Streulichtintegration

Rotationssymmetrische Ellipsoiden haben die Eigenschaft der Abbildung zweier Brennpunkte aufeinander. Bei diesem Gerät wird in einem Brennpunkt das Streulicht durch Beleuchtung mit einer hochintensiven Leuchtdiode erzeugt, in dem anderen Brennpunkt befindet sich der Detektor. Um Zugang zu den Brennpunkten zu erlangen, wurde das Ellipsoid geteilt. Die Abbildungseigenschaft von einem Brennpunkt in den anderen wird durch die Teilung nicht verändert.

Die Beleuchtung des Streuvolumens erfolgt mit moduliertem Licht, die Detektion durch zwei Photodioden und die Messung der Photoströme durch die phasenrichtige Demodulation eines Lock-in-Verstärkers. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Prinzip der Streulichtintegration über einen großen Winkelbereich für die Streuung in Vorwärtsrichtung angewandt.

2.4 Partikel im Wasser

2.4.1 Partikel

Die Partikel, die in einem natürlichen Medium wie dem Meer oder der Atmosphäre, vorkommen, sind unterschiedlichster Herkunft und Zusammensetzung. Sie können biologischen, geologischen oder auch anthropogenen Ursprungs sein und sich weiter verändern, d.h. aggregieren oder zerfallen. Entsprechend vielfältig ist ihre Zusammensetzung, Größe und Form und damit auch ihre optische Wirksamkeit.

Die im Meerwasser schwimmende ungelöste Teilchenmenge wird als TSM (total suspended matter) bezeichnet. Im Meer treten TSM-Konzentrationen von $10 \mu\text{g/l}$ in den klaren mittleren Tiefen der Ozeane fernab der Küsten bis zu einigen Gramm pro Liter in den Ästuaren auf (CHESTER (1990)). Im offenen Ozean wird häufig eine Schichtung des suspendierten Materials beobachtet. In der oberflächennahen Schicht befinden sich aufgrund von biologischer Aktivität und atmosphärischen Einträgen oft hohe TSM-Konzentrationen, hieran schließt sich durch herabsinkende Produkte der oberflächennahen Schicht eine Schicht abnehmender TSM-Konzentration an, während sie in Bodennähe durch Aufwirbelungen oft wieder ansteigt. Die Boden- und die oberflächennahen Schicht können eine Dicke von bis zu mehreren hundert Metern aufweisen.

Der Anteil des organischen Materials (POM, particulate organic matter) an dem TSM kann zwischen 25 % und 80 % liegen. Er teilt sich auf in einen Anteil, der haupt-

sächlich Karbonate von Schalen und Opalsilikate enthält, und in den Detritus, der aus toten Organismen ihren Teilen und Kotballen (fecal pellets) gebildet wird. Die Karbonatschalen stammen hauptsächlich von Foraminiferen, deren Schalen eine Größe von 30 μm bis 1mm haben können, sowie von Cocolithophoriden mit Schalengrößen von etwa 10 μm . Die Opalsilikate stammen von Diatomeen mit einer Größe von 3-5 μm bis 2 mm und von Radiolarien mit einer Größe der Schalen von wenigen zehn μm bis zu einigen hundert μm (CHESTER (1990)).

Die mineralischen Anteile des suspendierten bodennahen TSM variieren in Menge und Zusammensetzung stark entsprechend der Zuflüsse vom Festland. Für das Seegebiet der westlichen Grönlandsee ist charakteristisch, dass ein großer Anteil der Sedimente durch Eistransport eingetragen wird. Dort beträgt der Anteil der Illite mehr als 50 % der mineralischen Inhaltsstoffe. Ein weiterer, im Bereich der Grönlandsee häufig zu findender mineralischer Bestandteil des Sediments ist das Smectit oder Montmorillonit mit einem Vorkommen von etwa 20 % bis 30 % im Tiefseesediment. Illite und Smectite sind Tonminerale unterschiedlicher Kristallitstruktur. Die restlichen Anteile des mineralischen Sediments von etwa 30 % werden durch Chlorite gebildet. Chlorite sind instabile Tonminerale, die dort gefunden werden, wo die Erosion hauptsächlich mechanisch und weniger chemisch stattfindet. Dies ist nach CHESTER (1990) und KENNETT (1982) in den höheren Breiten bis in Polnähe mit niedrigeren Temperaturen, die einen Zerfall der Chlorite in Kaolite verlangsamen, der Fall.

Der Anteil der biologischen Anteile des Sediments im Bereich der zu untersuchenden Tiefseekanäle liegt nach KIERDORF (2003) etwa bei 1% und ist damit vernachlässigbar.

2.4.2 Polydisperse Teilchensuspensionen

Polydisperse Suspensionen bestehen aus Teilchen unterschiedlicher Größen, Formen und Zusammensetzungen. Wird die Formenvielfalt und die Zusammensetzung der Teilchen und Aggregate außer Acht gelassen, ist neben der Teilchenkonzentration die Teilchengrößenverteilung $n(r)$ der wesentliche Parameter zur Beschreibung dieser Suspensionen. $n(r)$ bezeichnet hierbei die Teilchenzahldichte pro Größenintervall dr .

Junge-Verteilung

In natürlichen Gewässern hat die Teilchenzahldichte der Größenverteilung der vorkommenden Streuteilchen nach JUNGE (1963), auch in EISMA (1993) und BOSS ET AL. (2001a), eine durch vielfältige Messungen belegte hyperbolische Form:

$$dN(r)/dr = n(r) = a \cdot r^{-c_j} \quad (2.50)$$

mit einer konzentrationsabhängigen Variablen a . Diese Verteilung der Teilchenzahldichte $n(r)$ wird **Junge-Verteilung** genannt, ihr Exponent wird mit **Junge-Koeffizient** c_j bezeichnet.

Um aus der Teilchenzahldichte $n(r)$ die Teilchenzahlen $N(r)$ eines Größenintervalls dr in einem Einheitsvolumen zu ermitteln, muss eine Integration der Teilchenzahldichte über einen Radienbereich von r_1 bis r_2 ausgeführt werden. Hierbei ist es notwendig, einen Normierungsteilchenradius r_0 einzuführen, um einheitenfrei zu sein. Gewählt wird in dieser Arbeit $r_0 = 1 \mu\text{m}$, damit wird die Integration über $\hat{r} = r/r_0$ ausgeführt. Zur Vereinfachung der Schreibweise wird im Folgenden auf das \hat{r} über dem r verzichtet.

$$N(r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} n(r) \cdot dr = \int_{r_1}^{r_2} a \cdot r^{-c_j} \cdot dr = 1/(1 - c_j) \cdot [a \cdot r^{1-c_j}]_{r_1}^{r_2} \quad (2.51)$$

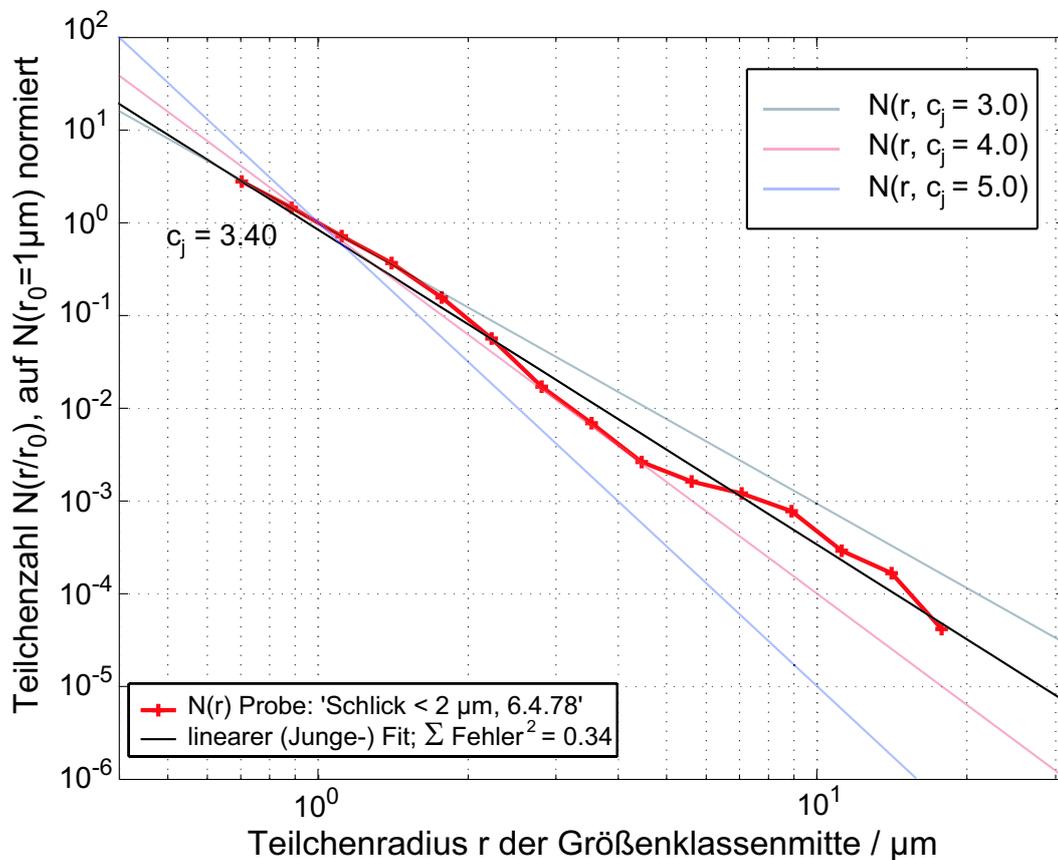


Abbildung 2.13: Natürliche Teilchengrößenverteilung der Sedimentprobe 'Schlick < 2 μm , 6.4.78' und ihr Junge-Koeffizient c_j , der durch die Steigung der Fitgeraden (schwarz) im Teilchengrößenbereich von $r_1 = 0.56 \mu\text{m}$ bis $r_2 = 17.8 \mu\text{m}$ bestimmt ist. Zum Vergleich wurden die Junge-Verteilungen mit $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 zusätzlich mit dargestellt.

Viele Messungen an natürlichen Gewässern – zum Beispiel von REUTER (1980b) (winkelaufgelöste Streuung), BOSS ET AL. (2001a) (spektral aufgelöste Attenuation) – haben gezeigt, dass ein messbarer funktionaler Zusammenhang zwischen dem Streukoeffizienten $b(\lambda)$, der sich aus der Integration der Volumenstreuungsfunktion $\beta(r, \lambda)$ über

den gesamten Raumwinkel ergibt, und dem Junge-Koeffizienten c_j besteht. Dieser Zusammenhang lässt sich nach DIEHL U. HAARDT (1980) auch rechnerisch bestätigen:

$$b(\lambda) = \int_{4\pi} \beta(\lambda, \Theta) d\Omega \sim \lambda^\gamma \quad (2.52)$$

Danach bestimmt die Art der hyperbolischen (Junge-)Teilchengrößenverteilung – durch c_j beschrieben – den spektralen Verlauf des Streukoeffizienten $b(\lambda)$.

Hierbei ist vorausgesetzt, dass in den untersuchten Gewässern nicht Teilchen einer Größe überproportional häufig vertreten sind, wie dies zum Beispiel bei Algenblüten der Fall sein kann. Häufig werden – zum Beispiel von HAARDT ET AL. (1979), KLOTZ (1978) und REUTER (1980b) – in natürlichen Gewässern Junge-Koeffizienten von $c_j = 3.0$ bis $c_j = 5.5$ beobachtet.

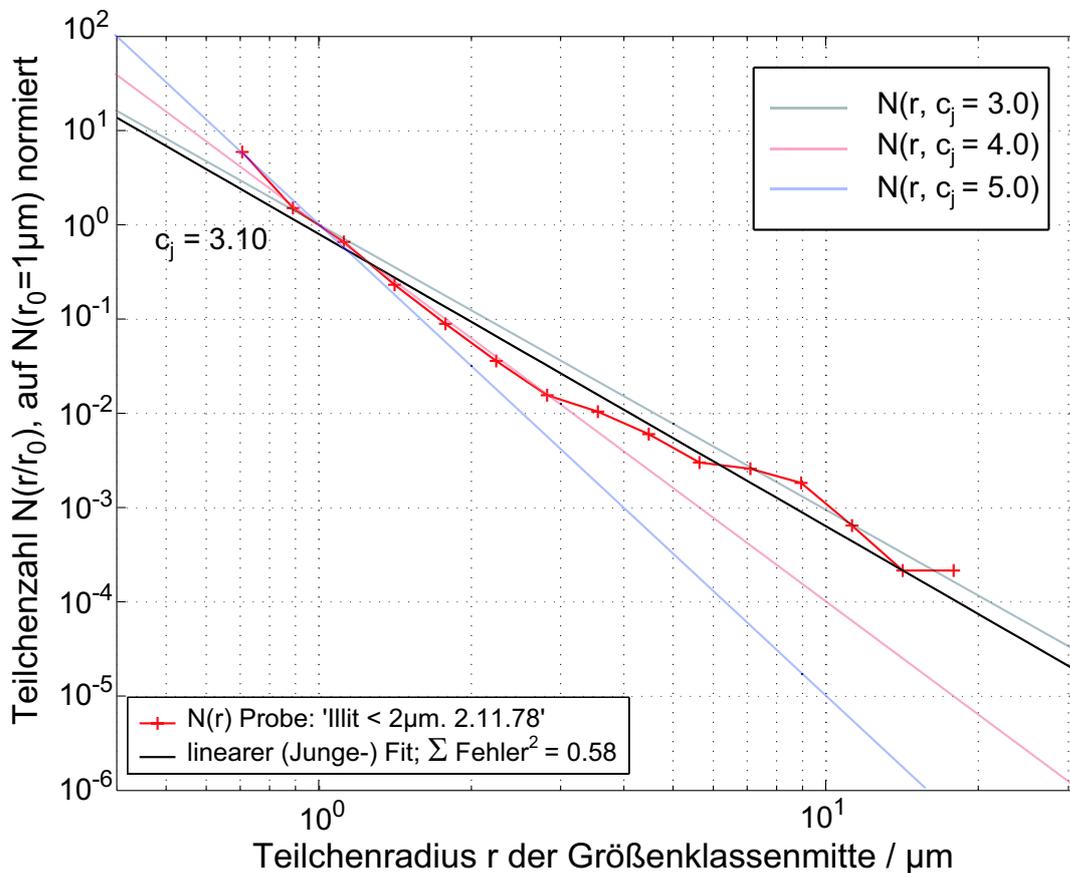


Abbildung 2.14: Natürliche Teilchengrößenverteilung der Sedimentprobe 'Illit < 2 μm , 2.11.78' und ihr Junge-Koeffizient c_j , der durch die Steigung der Fitgeraden (schwarz) im Teilchengrößenbereich von $r_1 = 0.56 \mu\text{m}$ bis $r_2 = 17.8 \mu\text{m}$ bestimmt ist. Zum Vergleich wurden die Junge-Verteilungen mit $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 ebenfalls dargestellt.

Zur Veranschaulichung werden im Folgenden zwei Wasserproben benutzt, deren Teilchenverteilung durch Messungen mit einem Teilchenzähler der Fa. Coulter (Coulter-Counter) im Rahmen der Dissertation von KLOTZ (1978) ermittelt wurden: 'Schlick

$< 2 \mu\text{m}$, 6.4.78' und 'Illit $< 2 \mu\text{m}$, 2.11.78'. Nach RISOVIĆ (1993) lassen Partikelgrößenverteilungen natürlicher Wasserproben oft eine zweiteilige Struktur erkennen. Dies ist bei den gezeigten Proben ebenfalls der Fall. Diese Struktur zu beschreiben, ist Aufgabe der folgenden Näherungen. Die Qualität der Näherungen kann durch die Summe der Fehlerquadrate beurteilt werden.

Werden die Teilchenzahlen $N(r)$ über dem Teilchenradius r doppellogarithmisch aufgetragen, stellen sich die Junge-Verteilungshyperbeln mit unterschiedlichen Exponenten c_j als Geraden unterschiedlicher Steigungen im Diagramm dar.

In Abbildung 2.13 ist gezeigt, wie die Teilchenverteilung der Probe 'Schlick $< 2 \mu\text{m}$, 6.4.78' im erfassten Teilchengrößenbereich von $r_1 = 0.56 \mu\text{m}$ bis $r_2 = 17.8 \mu\text{m}$ durch einen Junge-Koeffizienten $c_j = 3.4$ angenähert werden kann. Im gleichen Teilchengrößenbereich kann die Verteilung der Probe 'Illit $< 2 \mu\text{m}$, 2.11.78' durch einen Junge-Koeffizienten $c_j = 3.1$ angenähert werden, wie Abbildung 2.14 zeigt.

Eine Junge-Verteilung kann die wahren Teilchenverteilungen nur innerhalb bestimmter Fehlergrenzen wiedergeben. Um einen komplexeren Verteilungsverlauf zu beschreiben, können unterschiedliche Junge-Koeffizienten auch für eingeschränkte Größenbereiche angegeben werden. Zur vollständigen Beschreibung der Gesamtverteilung müssen dann auch die Grenzen der jeweiligen Größenintervalle mit angegeben werden.

Wird eine Verteilung beispielsweise in drei Größenintervallen jeweils durch einen Junge-Koeffizienten beschrieben, werden zur Beschreibung die drei Junge-Koeffizienten und die Angabe der vier Intervallgrenzen, insgesamt sieben Beschreibungsparameter, benötigt. Im Folgenden werden einige komplexere Beschreibungen der vorliegenden Teilchengrößenverteilungen mit dem Ziel vorgestellt, eine Beschreibung der Verteilung mit weniger freien Parametern zu finden.

Logarithmische zweiteilige Gauß-Funktion

KERKER (1969) und MOREL (1973) – wie auch KLOTZ (1978) und FREKING ET AL. (1984) – schlagen vor, als mögliche Beschreibung von Teilchengrößenverteilungen logarithmische Gauß-Verteilungen anzunehmen. Die (begrenzte) Eignung logarithmischer Gauß-Verteilungen zur Beschreibung von natürlichen Teilchengrößenverteilungen wird hier anhand der Daten des Coulter-Counters der Sedimentproben 'Schlick $< 2 \mu\text{m}$, 6.4.78' und 'Illit $< 2 \mu\text{m}$, 2.11.78' mit der zweiteiligen logarithmischen Gauß-Funktion

$$N(r) = \frac{\text{Max}_A}{\sqrt{2\pi \cdot \sigma_A^2}} \cdot e^{-\frac{(\log_{10} r - \mu_A)^2}{2 \cdot \sigma_A^2}} + \frac{\text{Max}_B}{\sqrt{2\pi \cdot \sigma_B^2}} \cdot e^{-\frac{(\log_{10} r - \mu_B)^2}{2 \cdot \sigma_B^2}} \quad (2.53)$$

gezeigt, wie in den Abbildungen 2.15 und 2.16 dargestellt. Die freien Parameter Max , σ und μ wurden durch den Funktionenfit für die Teilfunktionen mit Index A und B bestimmt. Sie sind in den Abbildungen angegeben.

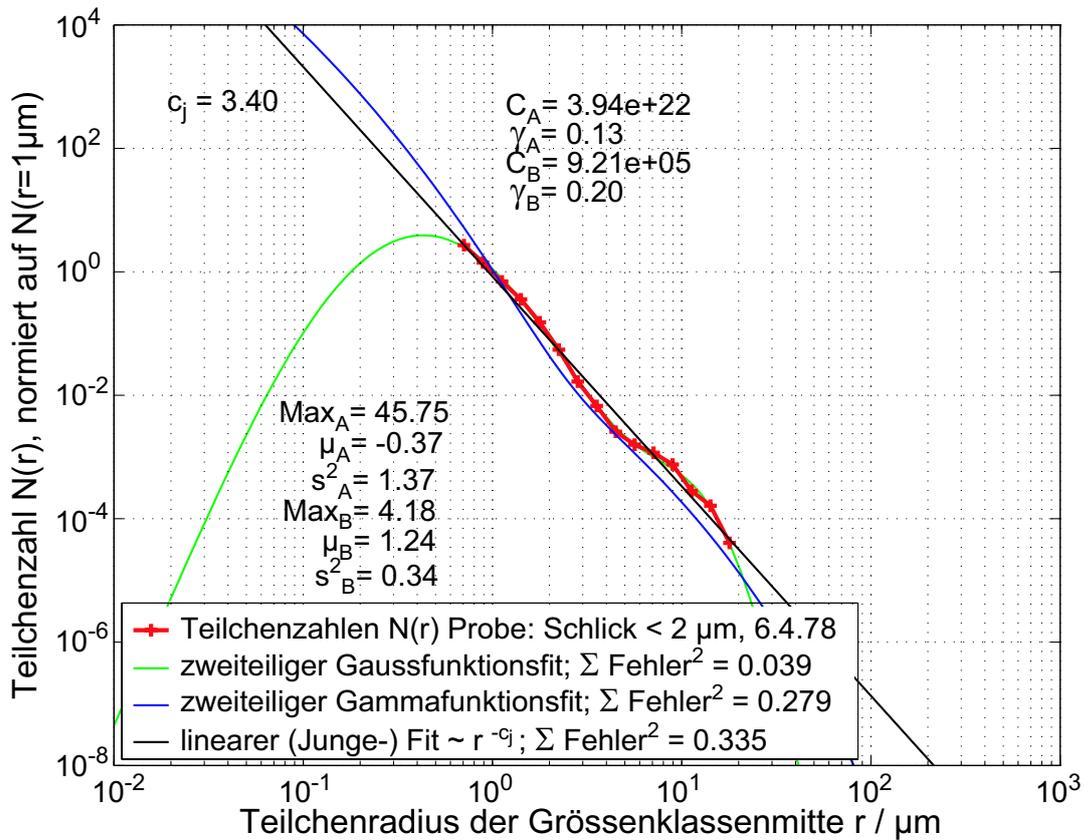


Abbildung 2.15: Natürliche Teilchengrößenverteilung einer Sedimentprobe 'Schlick < 2 μm , 6.4.78' und ihre mögliche Näherung durch eine zweiteilige Gauß-Funktion (grün) oder eine zweiteilige modifizierte Gamma-Funktion (blau).

Zweiteilige modifizierte Gamma-Funktion

Biogene Teilchen kommen im Seewasser oft in Größenverteilungen in der Form von Gamma-Funktionen vor. In natürlichen Gewässern wird stets eine Vielzahl von verschiedensten biologischen Streuteilchen in unterschiedlichen Zusammensetzungen angefundnen. Die Summe dieser Gamma-Funktionen wurde von RISOVIĆ (1993) als eine weitere mögliche Gesamtteilchenverteilung in Form einer modifizierten zweiteiligen Gamma-Funktion vorgeschlagen:

$$N(r) = C_A \cdot r^2 \cdot e^{-52 \cdot r^{\gamma_A}} + C_B \cdot r^2 \cdot e^{-17 \cdot r^{\gamma_B}} \quad (2.54)$$

mit den von der Teilchenkonzentration abhängigen Konstanten C_A und C_B , dem auf 1 μm normierten Teilchenradius r , und den die Verteilung beschreibenden Faktoren $0.1 \leq \gamma_A \leq 0.2$ und $0.15 \leq \gamma_B \leq 0.3$.

Diese beiden Beschreibungen einer Teilchengrößenverteilung ergeben, vergleichend auf die bereits betrachtete Schlick-Probe angewandt, die in Abbildung 2.15 angegebenen Koeffizienten. Mit der Näherung der doppelten modifizierten Gamma-Funktion lässt sich der Verteilungsverlauf in dem betrachteten Teilchengrößenbereich bei die-

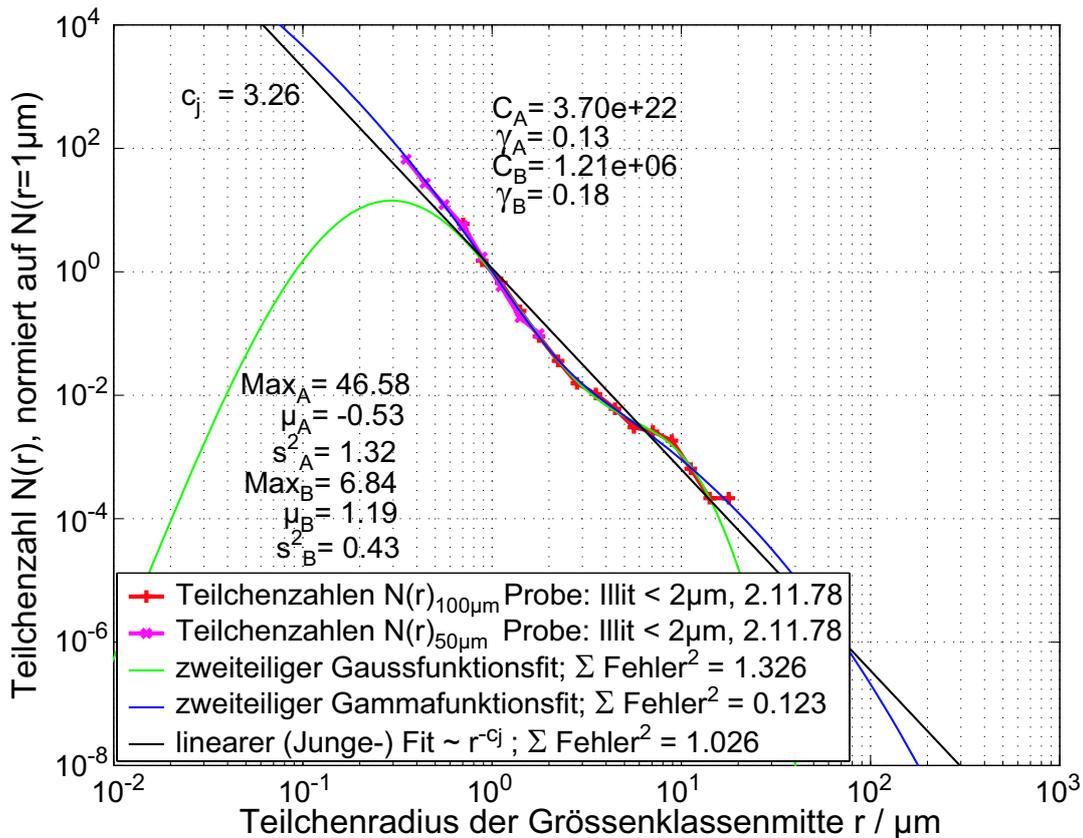


Abbildung 2.16: Natürliche Teilchenverteilung einer Sedimentprobe 'Illit < 2 μm , 2.11.78' und ihre mögliche Näherung durch eine zweiteilige Gauß-Funktion (grün), eine zweiteilige modifizierte Gamma-Funktion (blau) oder eine Junge-Gerade (schwarz). Interessant ist die Näherung im Bereich kleiner Teilchen $r = 0.3 \mu m$ bis $1 \mu m$ (magenta). Die angegebenen Fehler beziehen sich auf den gesamten dargestellten Teilchengrößenbereich zwischen $r_1 = 0.35 \mu m$ und $r_2 = 17.8 \mu m$.

ser Probe zwar nur mit größeren Fehlern als mit der zweiteiligen Gauß-Funktion beschreiben, dagegen liegt die zweiteilige modifizierte Gamma-Funktion der Illit-Probe in Abbildung 2.16 für kleinere Teilchengrößen näher an der erwarteten Fortsetzung der Verteilung. Weitere Daten von Proben für weitergehende Untersuchungen in diesem Größenbereich waren leider nicht verfügbar.

Vergleich der Näherungsfunktionen bei kleinen Teilchengrößen

Die Teilchengrößenverteilung der Sedimentprobe 'Illit < 2 μm , 2.11.78' wurde von KLOTZ (1978) im Coulter-Counter mit zwei verschiedenen Größenaufösungen (Messküvendurchmesser 100 μm und 50 μm) bestimmt. Mit der kleineren Messküvette wurden zusätzlich die Partikelgrößen im Radienbereich zwischen $r_1 = 0.28 \mu m$ und $r_2 = 8.9 \mu m$ erfasst. In diesem Teilchengrößenbereich, der für die Streuung wegen der hohen Teilchenzahlen relevant ist, zeigt die zweiteilige modifizierte Gam-

mafunktion in Abbildung 2.16 eine deutlich bessere Annäherung an die gemessene Größenverteilung als die zweiteilige Gauß-Funktion. Dieser Zusammenhang deckt sich mit den Ergebnissen von RISOVIĆ U. MARTINIS (1995). Risović und Martinis führen in dieser Veröffentlichung einen weitergehenden Vergleich von verschiedenen natürlichen Teilchengrößenverteilungen mit deren möglichen Beschreibungen durch. Sie vergleichen die Verteilungen einfach und mehrteilig doppellogarithmisch-linear (Junge-verteilt), logarithmisch normalverteilt und logarithmisch mehrteilig modifiziert Gamma-verteilt. Hierbei ergibt sich, dass die zweiteilig modifizierte Gamma-Verteilung die natürlichen Teilchenverteilungen für Teilchengrößen von $r = 0.3 \mu\text{m}$ bis $r = 20 \mu\text{m}$ am besten beschreibt.

Wie im Einzelnen in Abschnitt 3.3.2 gezeigt werden wird, wird Licht in einer natürlichen Teilchensuspension – deren Größenverteilung durch einen Junge-Koeffizienten von 4.0 beschrieben werden kann – am stärksten von Teilchen von einer Größe zwischen $r = 0.1 \mu\text{m}$ und $r = 6 \mu\text{m}$ gestreut. Bei einem großen Junge-Koeffizienten von $c_j = 5.0$ ist dieser Größenbereich zu kleineren Teilchenradien, bei einem kleineren Junge-Koeffizienten zu größeren Teilchenradien verschoben. Der für die Streuung relevante Teilchengrößenbereich beginnt bei $c_j = 5.0$ schon etwa bei Teilchenradien von $0.05 \mu\text{m}$. Wegen des starken Einflusses der kleinen Teilchengrößen für die Streuung sollte eine Teilchengrößenbeschreibung auch den Größenbereich von Teilchen kleiner $1 \mu\text{m}$ mit nur kleinen Näherungsfehlern wiedergeben. In Abbildung 2.16 ist erkennbar, dass die zweiteilige Gamma-Verteilung den gesamten Verlauf der Teilchengrößenverteilung wie bei RISOVIĆ U. MARTINIS (1995) am besten wiedergibt. Die Junge-Verteilung verläuft im betrachteten Radienbereich nahezu parallel zu ihr, ohne der zweiteilige Struktur der wahren Größenverteilung folgen zu können. Wegen der rechnerisch einfacheren Beschreibung der Junge-Verteilung durch einen einzigen Parameter und des bereits durch DIEHL U. HAARDT (1980) nachgewiesenen Zusammenhangs zwischen dem spektralen Verlauf des Streukoeffizienten und des Junge-Koeffizienten wird diese Beschreibungsform im Folgenden dennoch weiterverwendet.

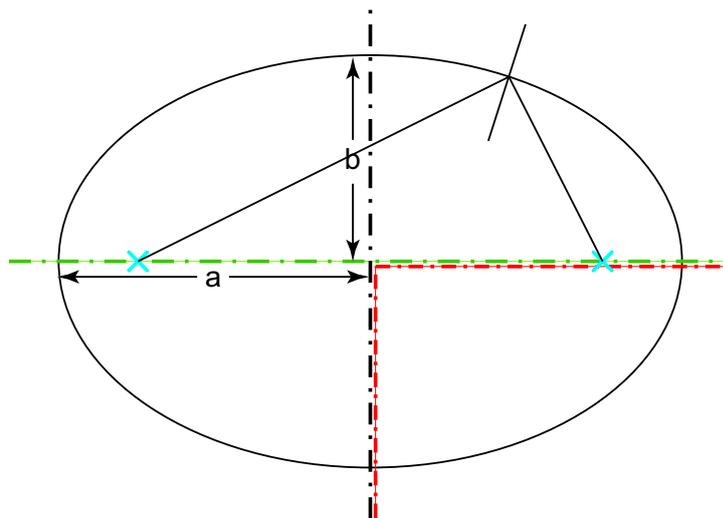
3 Grundlagen des Messkonzepts

In diesem Kapitel werden die Grundüberlegungen zum Messkonzept dargelegt. Zunächst wird in Abschnitt 3.1 auf die grundsätzlichen Annahmen zur Definition des Sondenkonzepts eingegangen. Daran schließt sich in Abschnitt 3.2 eine kurze Darstellung der grundsätzlichen Annahmen für die Streustrahlungsausbreitung im zu erwartenden natürlichen Wasser an. Den Hauptteil 3.3 des Kapitels bildet die Beschreibung der zu erwartenden Teilchengrößenverteilungen der Suspensionen mit Junge-Koeffizienten von 3.0 bis 5.0 und deren Auswirkungen auf das Sondenkonzept und die Datenauswertung. Den Abschluss des Kapitels bildet Abschnitt 3.4 mit einer kurzen Zusammenfassung der wesentlichen Ansätze des Messprinzips.

3.1 Ellipsoidoptik

Das zentrale Bauteil des I3 λ -SLM ist ein ellipsoidförmiger Hohlspiegel, der als Streulichtintegrator wirkt. Ein idealer **um die Brennpunktachse rotationssymmetrischer Ellipsoid** hat – ebenso wie eine Ellipse – die Eigenschaft, dass für jeden Punkt auf seiner Oberfläche die Summe der Abstände zu den beiden Brennpunkten gleich groß ist. Die Senkrechte auf der Oberflächentangente in einem Randpunkt ist gerade die Winkelhalbierende der Linien von diesem Randpunkt zu den beiden Brennpunkten.

Abbildung 3.1: In einer Ellipse gelangt jeder von dem einen Brennpunkt ausgehende Strahl nach einer Spiegelung an ihrem Rand in den zweiten Brennpunkt. Dies gilt auch für um die Verbindungsachse der Brennpunkte rotationssymmetrischen Ellipsoiden.



Um die Orte der Brennpunkte mechanisch zugänglich zu machen, können Teile des Ellipsoids entlang der skizzierten Schnitte entfernt werden, ohne dass der elliptische Hohlspiegel diese Eigenschaft verliert.

Optisch bedeutet dies, dass jeder von dem einem Brennpunkt der Ellipse oder des rotationssymmetrischen Ellipsoiden ausgehende Strahl nach einer Spiegelung an der Oberfläche den zweiten Brennpunkt erreicht. Alle Brennpunktstrahlen erreichen den anderen Brennpunkt dabei unabhängig vom ihrem Startwinkel, nachdem die gleiche Wegstrecke zurückgelegt wurde. Diese Wegstrecke entspricht dem doppelten des größten Halbachsenradius a . Bei einem **realen** Ellipsoiden sind wegen der Fertigungsungenauigkeiten die Brennpunkte immer ausgedehnte Brennflecken. Wegen der endlichen Ausdehnung des in einem Brennfleck positionierten photoempfindlichen Detektors erreicht ihn die Streustrahlung aus einem größeren Volumen im Bereich des zweiten Brennflecks. Durch die richtungsabhängige Empfindlichkeit eines flachen Detektors wird zusätzlich eine Winkelabhängigkeit der Detektion erzeugt. Die Größe und Form des erfassten Volumens und die streuwinkel- und streupositionsabhängige Empfindlichkeit des elliptischen Hohlspiegels zusammen mit dem Photodetektor wird im Abschnitt 4.2 genauer betrachtet und durch Raytracing-Verfahren modelliert.

3.2 Vereinfachende Annahmen zur Beschreibung des Strahlungstransports durch Streuung

Zur Beschreibung des Strahlungstransports und der Lichtstreuungsprozesse an Teilchen im Wasser werden in dieser Arbeit zwei wesentliche vereinfachenden Annahmen getroffen. Erstens wird angenommen, dass die streuenden Teilchen trotz ihrer großen Anzahl so weit voneinander entfernt sind, dass gestreutes Licht sich ungehindert weiter ausbreiten kann: Es tritt keine Mehrfachstreuung auf und es werden alle Teilchen gleichstark beleuchtet. Diese Forderung ist in sehr stark verdünnten Suspensionen, wie sie im Ozean fernab der Küstengewässer vorkommen, sehr oft erfüllt. Zweitens wird angenommen, dass die streuenden Partikel kugelförmig sind und einen homogenen inneren Aufbau haben. Das Streuverhalten von Teilchen dieser Art ist nach der Mie'schen Streutheorie berechenbar. Die in eine Richtung Θ gestreute Strahlstärke I_{streu} ist unter dieser Annahme nur noch abhängig von der Teilchengröße r , der Brechzahl m des Teilchenmaterials und dem Streuwinkel Θ . Diese Annahme ist nach REUTER (1980b) und REUTER (1982) für experimentelle Streulichtmessungen in Meerwasser mit polarisiertem Licht für zufällig angeordnete beliebig geformte Streuteilchen gerechtfertigt.

Bei der Berechnung der Anteile der Teilchengrößen zum absoluten Streukoeffizienten ergeben sich zwei Beschränkungen, die den Bereich der optisch aktiven Teilchen eingrenzen: Eine Beschränkung besteht in der Größe des Streuwirkungsquerschnitts, der für **kleine** Teilchen $\sim r^6$ sinkt, so dass trotz steigender Teilchenzahlen der summierte Streuquerschnitt der Teilchen einer Größe kleiner wird. Die zweite Beschränkung liegt in der Anzahl der Teilchen, die für **große** Teilchen zu klein wird, als dass Teilchen mit sehr großen Radien und damit großem Streuwirkungsquerschnitt einen wesentlichen Beitrag zum Gesamtstreuung liefern (Abbildung 3.3).

Die grundlegenden Annahmen dieser Betrachtung müssen kritisch betrachtet werden:

Erstens kann die Annahme der ausschließlich kugelförmigen Teilchen und ihre Auswirkung auf das Streuverhalten der Gesamtsuspension in Frage gestellt werden. Es gibt Ansätze von WRIED (2001), die Streutheorie auf 'superelliptische' Teilchen anzuwenden. Analytisch können Mie-Streuintensitäten bislang nur von Teilchen mit einfachen Geometrien wie dünnen Zylindern unterschiedlicher Längen und Radien und ellipsoidförmigen Teilchen wie in (VAN DE HULST (1981)) und (KERKER (1969)) errechnet werden.

Zweitens ist die Teilchengrößenverteilung nur über bestimmte Radienbereiche hyperbolisch annäherbar. Es kommt zum Beispiel während Algenblüten zu vermehrten Vorkommen von Streuteilchen einer Größe, die sich in der Größenverteilung als Peak zeigt. Des weiteren muss es bei der Annahme der hyperbolischen Verteilung auch aus Plausibilitätsgründen entsprechend Abschnitt 2.4.2 zu einer Abnahme der Teilchenzahlen bei sehr kleinen Durchmessern kommen.

Eine dritte Annahme, von der bisher ausgegangen wurde, ist die innere Homogenität der Streuteilchen. Dies ist für natürliche biologische Streuteilchen, die häufig eine Schale aufweisen, wie zum Beispiel Diatomeen, nicht gegeben. Aber auch in sich homogene mineralische Teilchen können von einer biologischen Schicht bewachsen sein, deren sich vom Teilchen unterscheidende Brechzahl weitere Lichtstreuung bewirken kann.

Trotz dieser Einwendungen gegen die beiden grundlegenden vereinfachenden Annahmen werden sie für die weiteren Betrachtungen als hinreichend angesehen und im Folgenden weiter genutzt, zumal die Messpraxis von Streulichtmessungen im Meer ihre Berechtigung zeigt.

3.3 Junge-Verteilungen $c_j = 3.0 - 5.0$ und ihre optischen Auswirkungen

3.3.1 Teilchenzahlen und Wirkungsquerschnitte

Zweck der Bestimmung des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda)$ ist es, Aussagen über die Teilchengrößenverteilung der Suspensionen im Meer zu gewinnen. Ist die Teilchenzahldichte pro Teilchendurchmesser eine einfache hyperbolische Funktion des Teilchenradius, wird diese Größenverteilung eine Junge-Verteilung genannt.

In der Natur werden häufig Junge-Verteilungen mit Junge-Koeffizienten c_j mit Werten von 3 bis 5.5 beobachtet. Für diese natürlich vorkommenden Teilchenzahlverteilungen sollen im Folgenden die optischen Eigenschaften betrachtet werden.

Teilchen mit einem Radius von einem Zentel der Lichtwellenlänge und darunter haben einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von sichtbarem Licht. Ihr Streuverhalten kann entsprechend Abschnitt 2.3.1 nach der Theorie von Rayleigh beschrieben werden. Nach dieser Theorie steigt der Streuquerschnitt $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$ mit der sechsten Potenz des Teilchenradius r an. Dieses Verhalten des Streuwirkungsquerschnitts $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$ wurde in der Abbildung 3.2 bei kleinen Teilchenradien darge-

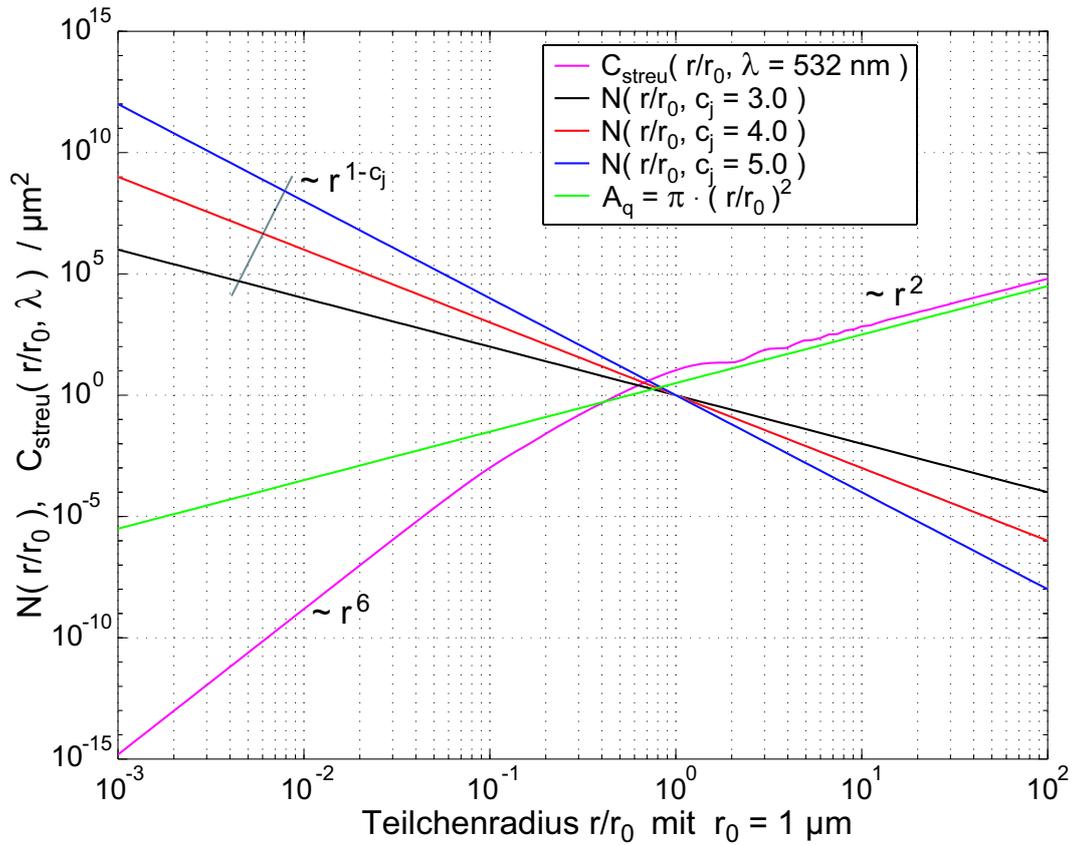


Abbildung 3.2: Teilchenzahlen $N(r/r_0)$ und Streuwirkungsquerschnitte $C_{\text{streu}}(r/r_0, 532\text{nm})$ als Funktion der Teilchenradien r bei verschiedenen durch den Junge-Koeffizienten c_j beschriebenen Teilchengrößenverteilungen. Zum Vergleich wurde zusätzlich der geometrische Querschnitt von kugelförmigen Teilchen $A_q(r)$ eingezeichnet.

stellt. Im Übergangsbereich bei Teilchenradien in der Größenordnung der Wellenlänge des beleuchtenden Lichts steigt der Streuwirkungsquerschnitt von Teilchen derselben Brechzahl auf über das dreieinhalbfache des geometrischen Teilchenquerschnitts $A_q(r)$ an, während er bei Teilchenradien größer als der Lichtwellenlänge proportional zu r^2 , also proportional zur geometrischen Querschnittsfläche $A_q(r) = \pi \cdot r^2$, steigt. Der zugehörige Streuwirkungsfaktor $Q_{\text{streu}}(r, \lambda)$ des Wirkungsquerschnitts konvergiert für große Teilchenradien gegen zwei, d.h. es wird unabhängig von der Teilchengröße etwa der doppelte auf den geometrischen Querschnitt des Teilchens treffende Strahlungsfluss gestreut. Wegen der kleinen Anzahl der Teilchen in diesem Teilchengrößenbereich sind die Beiträge zur Gesamtstreuamplitude dieser Teilchengröße jedoch klein, wie in Abbildung 3.3 gezeigt.

3.3.2 Beiträge einzelner Teilchengrößen zur Streustrahlung

Um den Zusammenhang zwischen der Teilchengröße r , dem Streuwirkungsquerschnitt $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$, der Teilchenanzahl $N(r)$ und dem Streukoeffizienten $b(r, c_j)$ zu beschrei-

ben, wird das Produkt aus den Größen $C_{\text{streu}}(r, \lambda = 532 \text{ nm})$ und $N(r, c_j)$ für die Teilchenverteilungen $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 in Abbildung 3.3 dargestellt. Bei kleinen Junge-Koeffizienten $c_j = 3.0$ überwiegt die Streuung großer Teilchen, während bei großen Junge-Koeffizienten $c_j = 5.0$ die Streuamplitude hauptsächlich von kleineren Teilchen verursacht wird. Durch die Annahme von idealen Verteilungen kann hierbei allerdings nicht berücksichtigt werden, dass große Teilchen in ruhigen Medien schnell aussedimentieren und an der Streuung nicht teilnehmen.

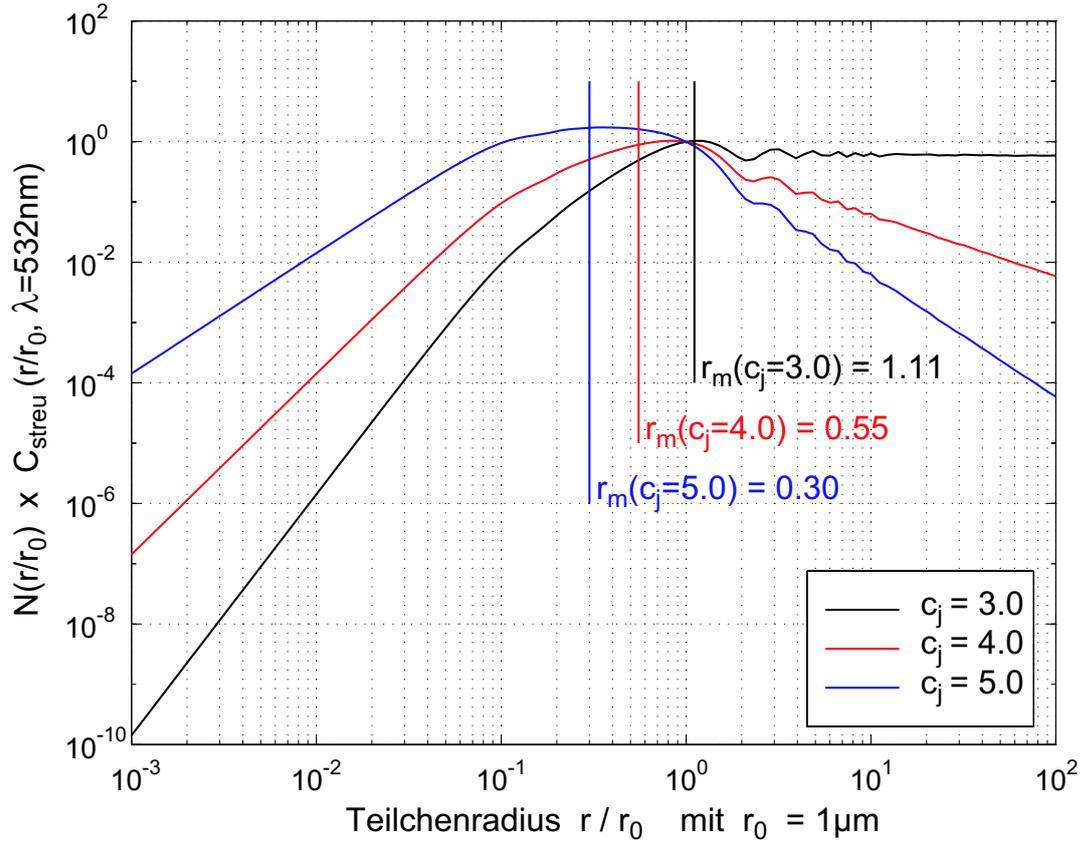


Abbildung 3.3: Produkte von Teilchenzahlen $N(r/r_0)$ und Streuwirkungsquerschnitten $C_{\text{streu}}(r/r_0, \lambda = 532 \text{ nm})$ als Funktion der Teilchenradien r bei verschiedenen Teilchengrößenverteilungen $n(r, c_j)$.

Wird eine Teilchenverteilung $n(r)$ mit dem Streuwirkungsquerschnitt der jeweiligen Teilchengröße $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$ multipliziert, können die in dieser Verteilung am stärksten zur Streuung beitragenden Teilchengrößen ermittelt werden.

Die Produkte von Teilchengrößenverteilung und Streuquerschnitt über alle Teilchengrößen integriert ergeben den Streukoeffizienten:

$$b(c_j, \lambda) = \int n(r, c_j) \cdot C_{\text{streu}}(r, \lambda) dr \quad (3.1)$$

Aus den Beiträgen der einzelnen Teilchengrößen zum Streukoeffizienten b kann der mittlere Radius zur Streuung beitragender Partikel $r_m(c_j)$ ermittelt werden:

$$r_m(c_j, \lambda) = \frac{\int_{r_1}^{r_2} r \cdot n(r, c_j) \cdot C_{\text{streu}}(r, \lambda) dr}{\int_{r_1}^{r_2} n(r, c_j) \cdot C_{\text{streu}}(r, \lambda) dr} \quad (3.2)$$

Für die Streuwellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ ergeben sich mit den Integrationsgrenzen $r_1 = 0.001 \text{ }\mu\text{m}$ und $r_2 = 100 \text{ }\mu\text{m}$ die mittleren Radien r_m von streuwirksamen Teilchen wie in der Abbildung 3.3 dargestellt. Für größere Junge-Koeffizienten liegt der Schwerpunkt der Verteilung bei kleineren Teilchen, hier ist $r_m(c_j = 5.0) = 0.30 \text{ }\mu\text{m}$. Bei kleinen Junge-Koeffizienten, bei denen die Streuung größerer Teilchen dominiert, hängt der mittlere Radius zur Streuung beitragender Partikel r_m stärker von der oberen Integrationsgrenze ab. Er beträgt bei einer Mittelung bis zu Teilchenradien von $100 \text{ }\mu\text{m}$ $r_m(c_j = 3.0) = 1.11 \text{ }\mu\text{m}$. Für den mittleren Junge-Koeffizienten $c_j = 4.0$ beträgt der mittlere Radius zur Streuung beitragender Teilchen $r_m(c_j = 4.0) = 0.55 \text{ }\mu\text{m}$.

3.3.3 Anteile vorwärts- und rückwärtsgerichteter Streustrahlung

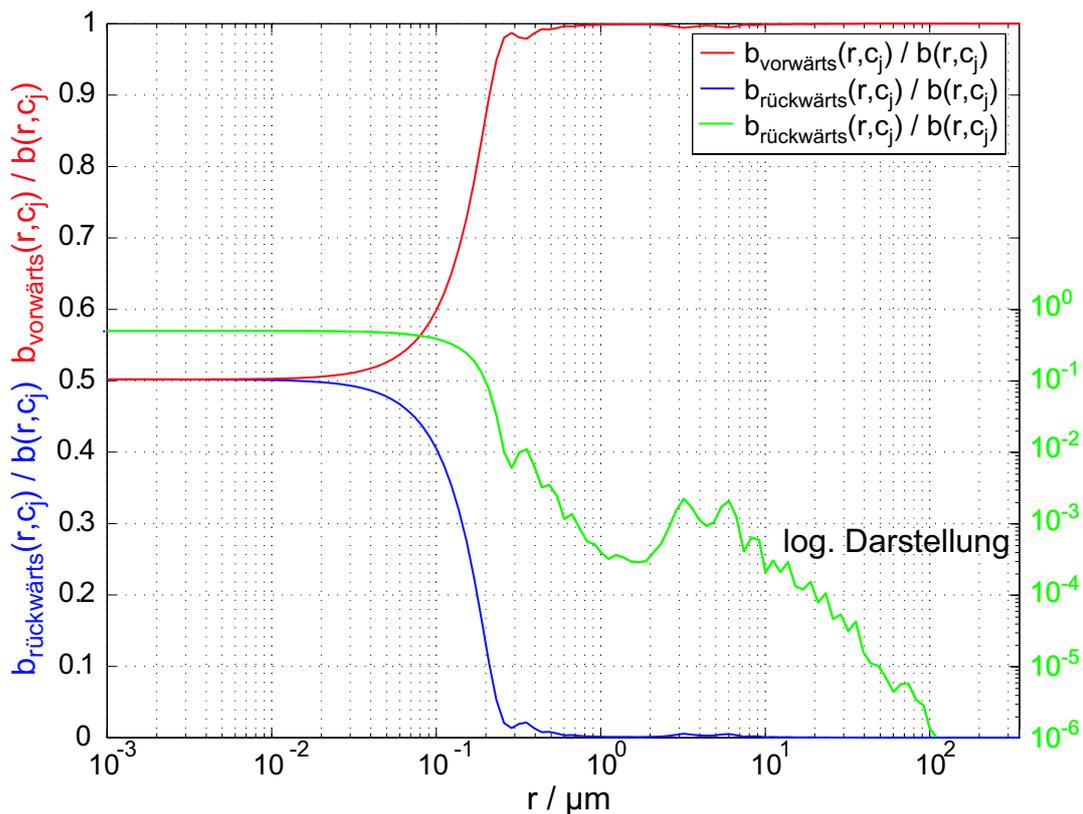


Abbildung 3.4: Anteil der vorwärtsgerichteten Streuung $b_{\text{vorwärts}}(r, \lambda = 532 \text{ nm})$ an der Gesamtstreuung $b(r, \lambda = 532 \text{ nm})$ als Funktion des Teilchenradius r

Für kleine Teilchen beträgt wegen der Richtungssymmetrie der Rayleigh-Streuung der Vorwärtsstreuoeffizient $b_{\text{vorwärts}}(r, \lambda)$ – d.h. der Streukoeffizient in den vorwärtigen Halbraum $\Theta < \pi/2$ – die Hälfte des Streukoeffizienten $b(r, \lambda)$. Entsprechend beträgt der Streukoeffizient $b_{\text{rückwärts}}(r, \lambda)$ in den rückwärtigen Halbraum ($\pi/2 < \Theta < \pi$)

ebenfalls die Hälfte von $b(r, \lambda)$. Für größere Partikel verschiebt sich dieses Verhältnis zu größeren Anteilen des Vorwärtsstreuoeffizienten, wie in Abbildung 3.4 dargestellt ist.

Für Teilchenverteilungen mit Junge-Koeffizienten $c_j = 3.0$ bis 5.0 wird dieses Verhalten in Abbildung 3.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass auch hier die Verteilungen mit kleinen Junge-Koeffizienten, in denen das Streuverhalten größerer Partikel dominiert, einen größeren Anteil an vorwärtsgerichteter Streuung haben, als Verteilungen mit größeren Junge-Koeffizienten, in denen das Streuverhalten kleinerer Partikel dominiert. Bei einer Teilchenverteilung, die durch den Junge-Koeffizienten $c_j \sim 4.0$ beschrieben wird, beträgt der Anteil der Streuung in den vorwärtigen Halbraum etwa 98.5%, entsprechend der Anteil der Streuung in den rückwärtigen Halbraum etwa 1.5%.

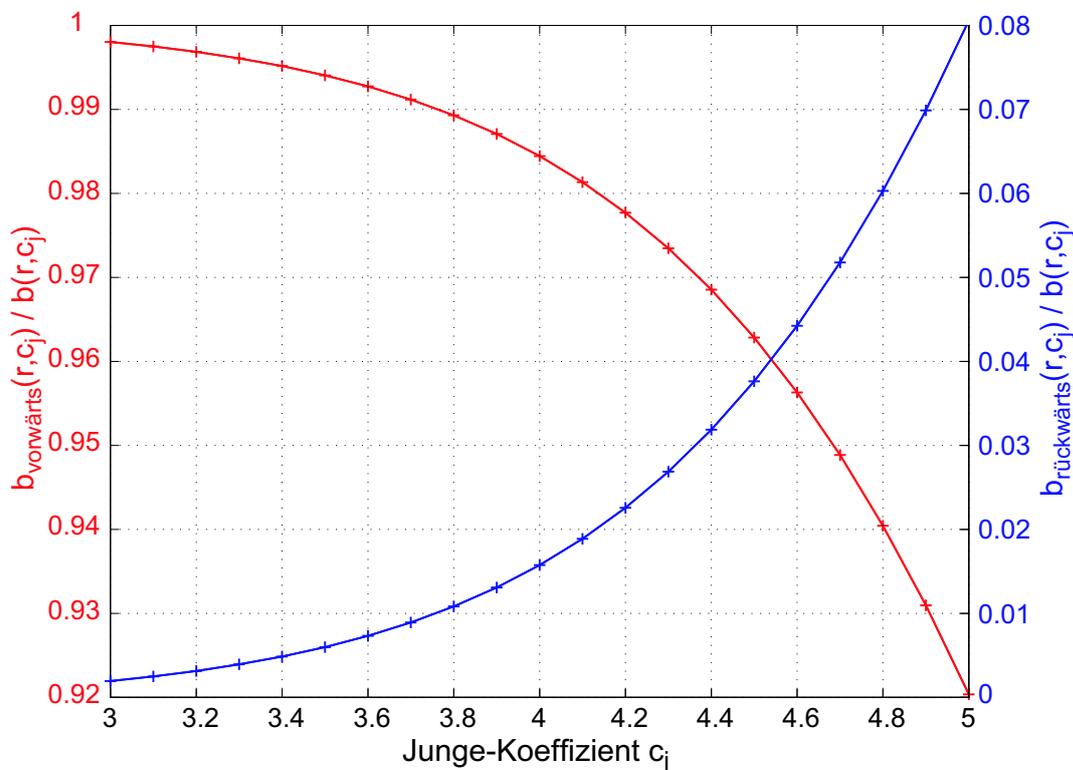


Abbildung 3.5: Anteil der vorwärtsgerichteten Streuung $b_{\text{vorwärts}}(r, c_j)$ und der rückwärtsgerichteten Streuung $b_{\text{rückwärts}}(r, c_j)$ an der Gesamtstreuung $b(r, \lambda, c_j)$ der durch $c_j = 3.0$ bis 5.0 charakterisierten Teilchenverteilungen

3.3.4 Auswirkung der Winkelempfindlichkeit des Ellipsoiden

Bisher wurde der Streuquerschnitt $C_{\text{streu}}(r, \lambda)$ der Teilchen im Wasser betrachtet. Er ist für ein einzelnes Teilchen das Maß für die dem anregenden Strahl entnommene Streulichtintensität. Unter der Annahme, es könne das gesamte, in beliebige Richtungen gestreute Licht empfangen werden, könnte aus der gesamten Streustrahlstärke

$I_{\text{streu}}(r, \lambda)$ direkt auf den Streuquerschnitt des Partikels und damit auf die Teilchengröße geschlossen werden. Tatsächlich wird aber mit jedem Nephelometer nur ein bestimmter Winkelbereich zur Streulichterfassung genutzt. Dies macht die Betrachtung der winkelabhängigen Streulichtemission notwendig.

Im Folgenden wurden die einheitenlosen Streuintensitätsfunktionen i_{\perp} und i_{\parallel} für Junge-Verteilungen, die durch die Junge-Koeffizienten $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 charakterisiert sind, über 110 logarithmisch äquidistante Teilchenradien von $r = 0.001 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ gemittelt und in Abbildung 3.6 dargestellt.

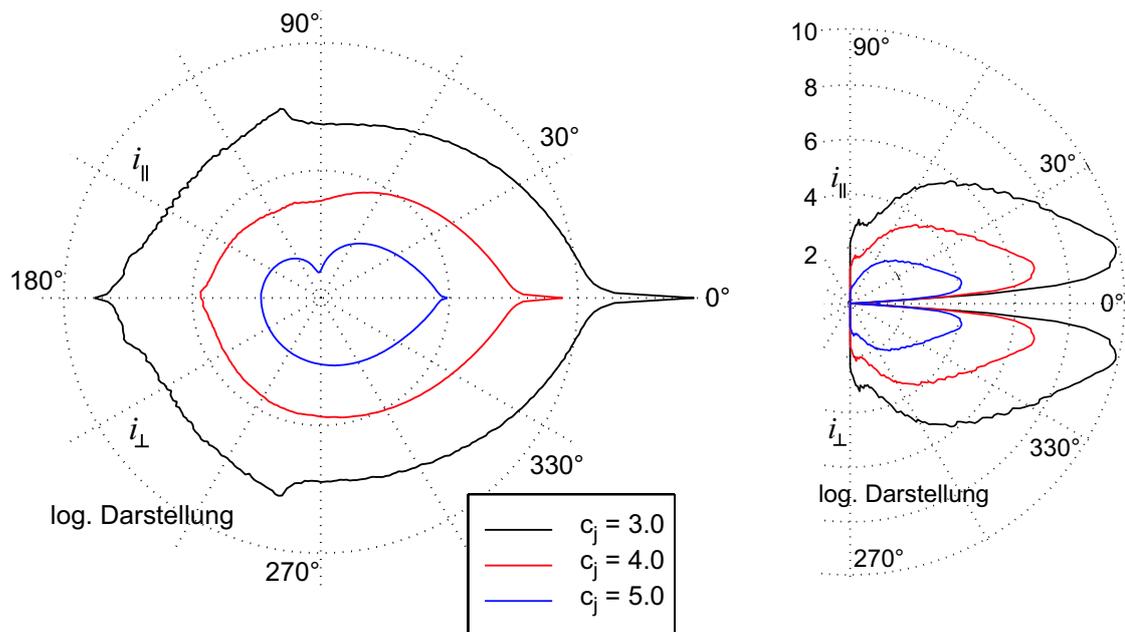


Abbildung 3.6 (links): Polardarstellung der mittleren Streuintensitätsfunktionen von senkrecht i_{\perp} (obere Bildhälfte) und parallel i_{\parallel} (untere Bildhälfte) zur Streuebene polarisiertem Streulicht für die durch $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 beschriebenen Teilchengrößenverteilungen. Abbildung 3.7 (rechts): Polardarstellung der mittleren Streuintensitätsfunktionen für die durch $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 beschriebenen Teilchengrößenverteilungen für senkrecht i_{\perp} und parallel i_{\parallel} zur Streuebene polarisiertes Streulicht multipliziert mit der winkelabhängigen Empfindlichkeit des Ellipsoiden E_{Θ} aus Kapitel 4.2.

Es ist in Abbildung 3.6 zu erkennen, dass die mittleren Streuintensitätsfunktionen bei einer durch den Junge-Koeffizienten $c_j = 5.0$ beschriebenen Größenverteilung dem Einfluss der Streuung kleiner Teilchen unterliegt, während sie bei einer durch $c_j = 3.0$ beschriebenen Junge-Verteilung deutliche Zeichen der Streuung von größeren Teilchen, wie beginnende Ausbildung von Nebenextrema und die ausgeprägte Verstärkung in Vorwärtsrichtung $\Theta = 0^\circ$, zeigen.

Die Detektionsoptik 'sieht' von diesen mittleren Streuwinkelfunktionen entsprechend ihrer Empfindlichkeit bestimmte Winkelbereiche. Diese streuwinkelabhängige Empfindlichkeit E_{Θ} , dargestellt in Abbildung 3.7, ergibt sich aus den Abbildungseigenschaften der Empfangsoptik. Sie wird in Abschnitt 4.2 ermittelt. Da die (normierte) Empfindlichkeitsfunktion auch als Wahrscheinlichkeit für die Detektion eines Streu-

strahls angesehen werden kann, wird durch die Multiplikation der winkelabhängigen mittleren Streuintensitätsfunktionen mit der Empfindlichkeitsfunktion E_Θ die tatsächlich erfasste winkelabhängige Streustrahlungsintensität beschrieben.

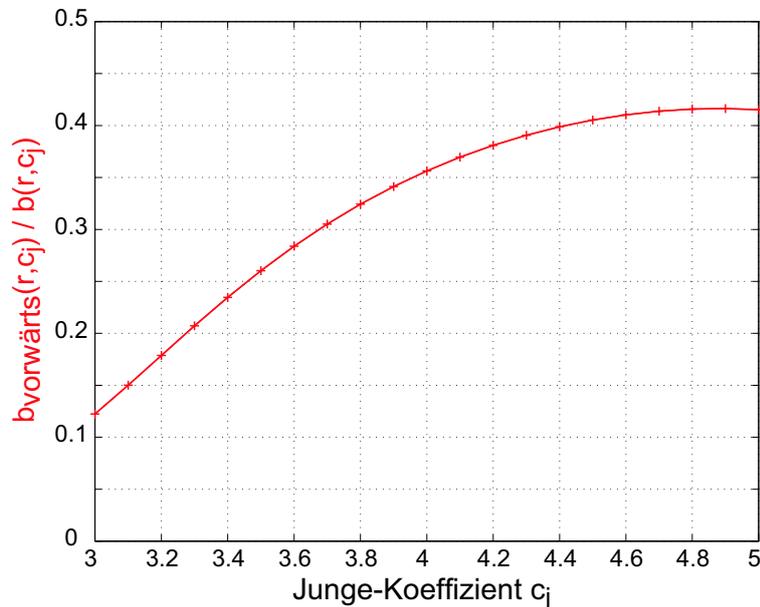


Abbildung 3.8: Anteil der vorwärtsgerichteten durch den Ellipsoiden empfangenen Streuung $b_{E_\Theta \text{ vorwärts}}(r, c_j)$ an der Gesamtstreuung $b(r, c_j)$ der durch $c_j = 3.0$ bis 5.0 beschriebenen Teilchengrößenverteilungen

Der Anteil des durch den Ellipsoiden detektierten Lichts an dem gesamten in den vorwärtigen Halbraum gestreuten Lichts ist deutlich kleiner und zudem stark abhängig vom Streuwinkel Θ und der Teilchengrößenverteilung c_j . Dies kann an dem Vergleich der Abbildung 3.8 mit der Abbildung 3.5 dargestellt werden.

Durch die winkelabhängige Empfindlichkeit E_Θ des Halbellipsoiden wird bei kleinen Winkeln die Streustrahlung der Teilchensuspension nicht mehr erfasst. Unter kleinen Winkeln Θ dominiert die Streustrahlung großer Teilchen. Es ergibt sich somit aus optischen Gründen eine Korrektur des Zusammenhangs zwischen dem Hyperbelexponenten des Streukoeffizienten und dem Junge-Koeffizienten. Dies wurde rechnerisch durch eine Integration der mit der winkelabhängigen Empfindlichkeit multiplizierten Streuintensitäten überprüft. Es ergab sich der spektrale Verlauf von Streulicht einer Junge-Verteilung so, dass durch die Unempfindlichkeit des Ellipsoiden bei kleinen Streuwinkeln der einfache Zusammenhang $\gamma = 3 - c_j$ auch bei Junge-Koeffizienten nahe 3.0 angesetzt werden kann.

3.3.5 Wellenlängenabhängigkeit der Streuung

Streuprozesse sind stark von der Wellenlänge des beleuchtenden Lichts abhängig. Dies drückt sich auch in der Wellenlängenabhängigkeit des Streukoeffizienten $b(\lambda)$

einer Suspension aus. Der Streukoeffizient $b(\lambda, c_j)$ einer Suspension setzt sich nach $b(\lambda, c_j) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r, c_j) C_{\text{streu}}(r) dr$ aus der Summe der Einzelstreubeiträge der einzelnen Teilchengrößen zusammen. Damit hat die Teilchenverteilung direkten Einfluss auf den spektralen Verlauf des Streukoeffizienten.

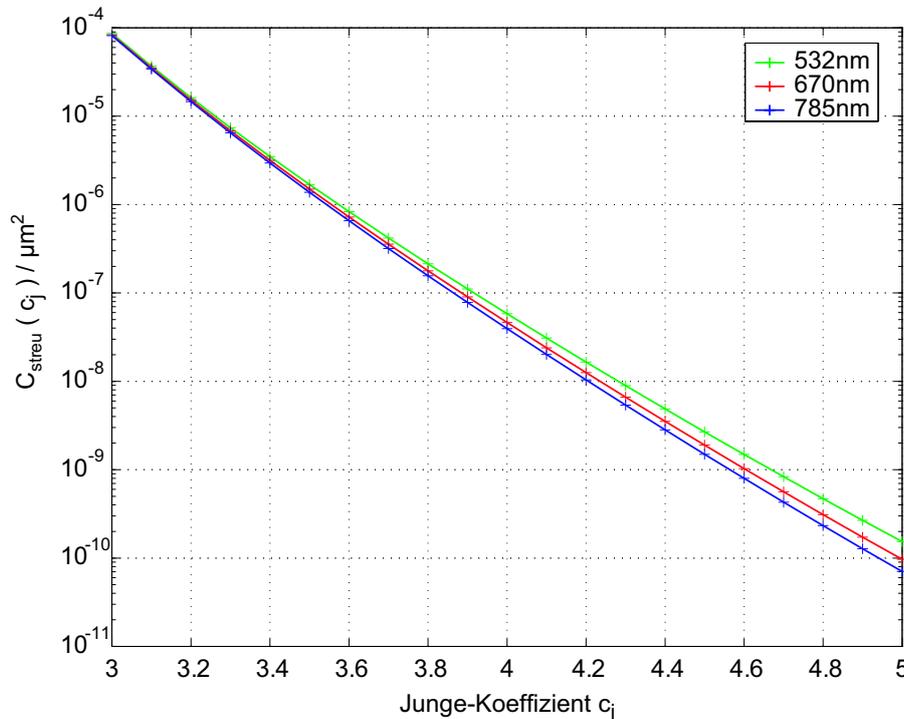


Abbildung 3.9: mittlerer Streuwirkungsquerschnitt $C_{\text{streu}}(\lambda, c_j)$ der Suspension kugelförmiger Teilchen mit der Brechzahl $n_{\text{rel}} = 1.15$ bei den drei verwendeten Wellenlängen als Funktion der Teilchengrößenverteilung c_j

Abbildung 3.9 zeigt die Abhängigkeit des Streuwirkungsquerschnitts $C_{\text{streu}}(c_j)$ vom Junge-Koeffizienten c_j der Teilchengrößenverteilung. Es ist zu erkennen, dass die spektrale Abhängigkeit der Streuung mit größerem Junge-Koeffizienten, also einer Verteilung, deren Streuverhalten von kleineren Teilchen dominiert wird, größeren Einfluss gewinnt. Tatsächlich kann gezeigt werden, dass sich die durch den Junge-Koeffizienten c_j charakterisierte Teilchenverteilung auf die spektrale Abhängigkeit des Streukoeffizienten $b(\lambda)$, der über $b(\lambda) = \int n(r, c_j) C_{\text{streu}}(r) dr$ von der Teilchengrößenverteilung $n(r, c_j)$ abhängt, auswirkt.

Bei dem hier verwendeten Ansatz wird durch die Messung des Streukoeffizienten $b(\lambda, c_j)$ bei drei verschiedenen Wellenlängen der spektrale hyperbelförmige Verlauf von $b(\lambda, c_j) \sim \lambda^\gamma = \lambda^{-(c_j-3)}$ erfasst, um so auf den Exponenten c_j der ebenfalls hyperbelförmigen Teilchenverteilung schließen zu können. Für die Junge-Koeffizienten sind die Streuwirkungsfaktoren $Q_{\text{streu}}(r)$ der einzelnen Teilchengrößen über dem Teilchengrößenbereich von $r_1 = 0.001 \mu\text{m}$ bis $r_2 = 350 \mu\text{m}$ integriert worden und ergeben den Streukoeffizienten der Suspension $b(\lambda, c_j)$, der in Abbildung 3.10 dargestellt ist.

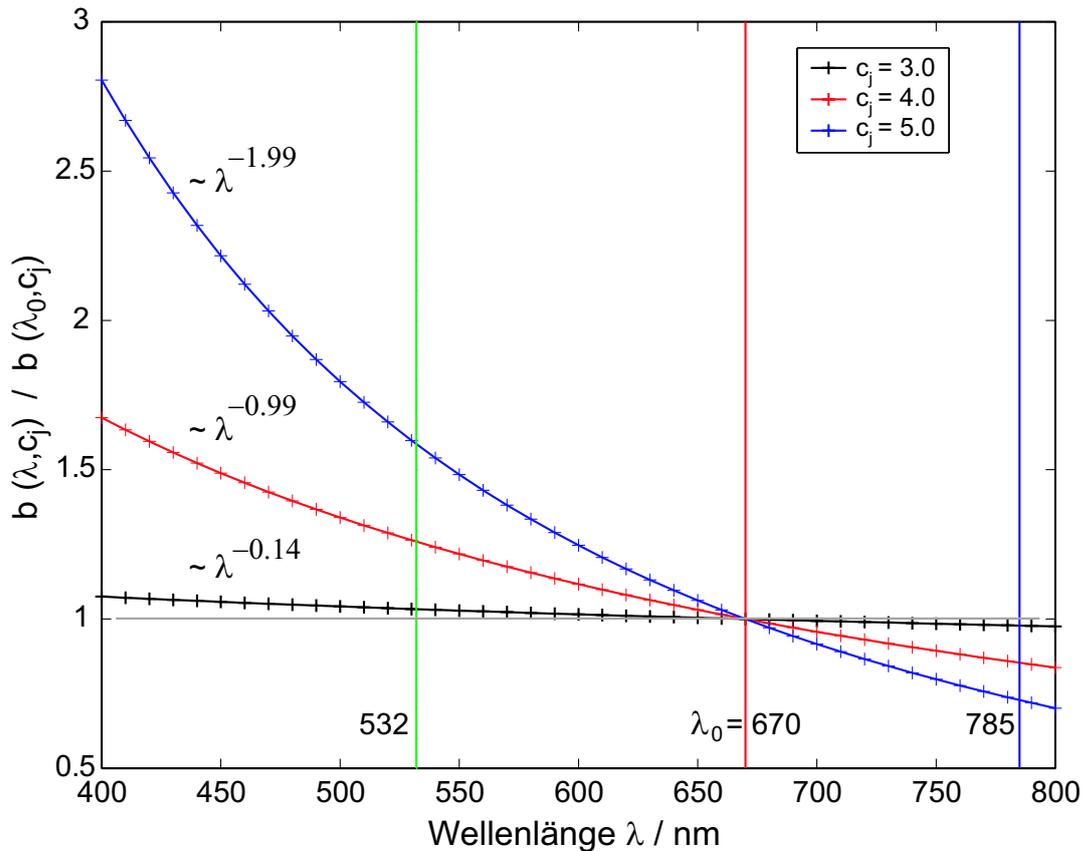


Abbildung 3.10: Spektraler Streukoeffizient $b(\lambda, c_j) \sim \lambda^\gamma = \lambda^{3-c_j}$ als Funktion der durch die Junge-Koeffizienten $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 beschriebenen Teilchengrößenverteilung von kugelförmigen Teilchen mit der Brechzahl $n_{\text{rel}} = 1.15$. Eingezeichnet sind die drei verwendeten Wellenlängen und der spektrale Verlauf des Streukoeffizienten $b(\lambda, c_j)$, normiert auf den Streukoeffizienten $b(\lambda_0 = 670 \text{ nm}, c_j)$.

Werden die mit den Teilchenverteilungen gewichteten Streuquerschnitte $C_{\text{streu}}(\lambda)$ über den Teilchengrößenbereich von $r = 0.001 \mu\text{m}$ bis $r = 350 \mu\text{m}$ integriert, so ergeben sich die Hyperbelexponenten γ des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda, c_j)$ abhängig von den Junge-Koeffizienten c_j der Verteilung wie in Abbildung 3.11. Bei kleinen Junge-Koeffizienten c_j nahe 3.0 überwiegt der Einfluss der großen Teilchen in der Streucharakteristik und der Zusammenhang $\gamma = 3 - c_j$ wird nicht eingehalten. Für Junge-Koeffizienten kleiner 3.4 ergeben sich ansteigende Fehler zu kleineren c_j ; sie betragen für $c_j = 3.0$ etwa 4.7% .

Von BOSS ET AL. (2001b) wurde zur Korrektur von $c_j = -\gamma + 3$ vorgeschlagen: $c_j = -\gamma + 3 - \frac{1}{2}e^{6\gamma}$. Diese Korrektur des Exponentenverlaufs stimmt mit den eigenen Berechnungen der spektralen Hyperbelexponenten der Integration der Streuwirkungsquerschnitte über die Größenbereiche der Verteilungen weitgehend überein. Die Abweichung vom ideal linearem Verlauf $\gamma = 3 - c_j$ kommt dadurch zustande, dass es sowohl in der Natur als auch rechnerisch eine obere Teilchengröße gibt, die an der

Streuung nicht mehr teilnimmt – sei es experimentell durch schnellere Sedimentation der größeren Teilchen oder rechnerisch durch exponentiell ansteigenden Rechenaufwand. Bei BOSS ET AL. (2001b) hat diese größte Partikelgröße einen Radius von $r = 75 \mu\text{m}$, während er in der vorliegenden Arbeit bei $r = 350 \mu\text{m}$ lag. Der trotzdem ähnliche Verlauf der Kurven in Abbildung 3.11 lässt den Schluß naheliegen, dass die obere Grenze der Teilchenradien für die Integration nicht wesentlich ist.

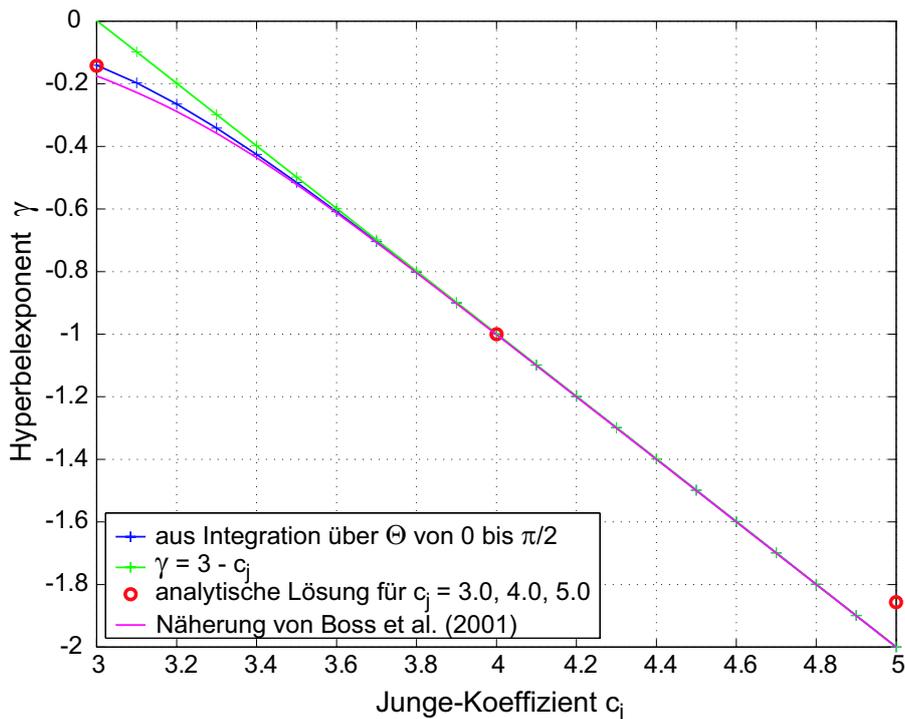


Abbildung 3.11: Hyperbelexponenten γ des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda) \sim \lambda^\gamma = \lambda^{-(c_j-3)}$ als Funktion der durch den Junge-Koeffizienten beschriebenen Teilchengrößenverteilung (blau). Rot eingezeichnet sind die Hyperbelexponenten der durch analytische Lösung der Integrationen ermittelten Streuwirkungsquerschnitte für ganzzahlige Junge-Koeffizienten $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 für Teilchenradien von $r_1 = 0.001 \mu\text{m}$ bis $r_2 = 350 \mu\text{m}$.

In der Abbildung 3.11 wurden die Wirkungsquerschnitte $C_{\text{streu}}(\lambda)$ nach Mie errechnet und die Exponenten ihrer spektralen Abhängigkeit über den Junge-Koeffizienten $c_j = 3.0$ bis 5.0 aufgetragen. Ebenfalls aufgetragen sind auch die Ergebnisse der analytischen Integration über Teilchen mit Radien von $r_1 = 0.001 \mu\text{m}$ bis $r_2 = 350 \mu\text{m}$ mit der van de Hulst'schen Näherungsformel errechneten Streuwirkungsquerschnitte für die Teilchengrößenverteilungen $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 . Der hieraus ermittelte Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$ deckt sich für $c_j = 3.0$ und 4.0 mit den Ergebnissen der numerischen Integration von nach Mie errechneten Streuwirkungsquerschnitten. Im Bereich der kleinen Teilchenradien, die für große Junge-Koeffizienten $c_j = 5.0$ das Verhalten der Streuung dominieren, entstehen Abweichungen durch die in diesem Teilchengrößenbereich ungenaue van de Hulst-Näherung, wie in Abschnitt 2.3.3 gezeigt. Die analytische Lösung der Integration bei den drei Teilchengrößenverteilungen $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0 ist im Anhang wiedergegeben.

Abschätzung des Fehlers bei einem Hyperbelfit fehlerbehafteter Messdaten

Aus den Streulichtmessungen kann der spektrale Streukoeffizient $b(\lambda)$ und hieraus wiederum der Junge-Koeffizient c_j ermittelt werden. Wie in Abschnitt 3.3.5 beschrieben, wird aus den drei gemessenen Streukoeffizienten $b(\lambda)$ der Hyperbelexponent γ und daraus der Junge-Koeffizient c_j errechnet. Die Fehler bei der Messung der einzelnen Streukoeffizienten haben dabei Auswirkungen auf den Hyperbelfit und damit auf die Genauigkeit des ermittelten Junge-Koeffizienten $c_j = -\gamma + 3$. Der Hyperbelfit an den Verlauf des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda)$ wird nach Gleichung 2.52 durch eine Logarithmierung

$$\log_{10} [b(\lambda) \sim \lambda^\gamma] \Leftrightarrow \log_{10} b(\lambda) \sim \gamma \cdot \log_{10} \lambda \quad (3.3)$$

als lineare Regression mit logarithmierten Werten ausgeführt. Der Hyperbelexponent γ entspricht in dieser Darstellung der linearen Steigung der Geraden wie in Abbildung 3.12 visualisiert. Weil zwei Stützstellen zur Bestimmung der Steigung einer Geraden ausreichen, die Messungen aber bei drei Wellenlängen ausgeführt werden, ist dieses Problem überbestimmt und der dritte Messwert kann zur Beurteilung der Qualität der linearen Korrelation genutzt werden.

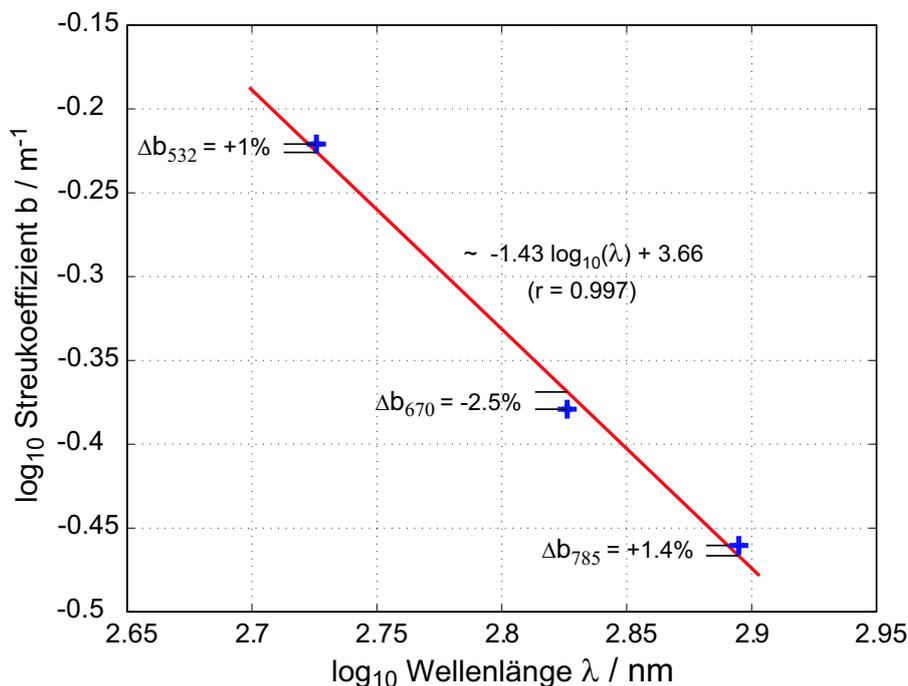


Abbildung 3.12: Beurteilung der Qualität des Hyperbelfits von fehlerbehafteten Messwerten in logarithmischer Auftragung

Um die Qualität des Hyperbelfits an den gemessenen spektralen Streukoeffizienten zu beschreiben, wird der Korrelationskoeffizient r der linearen Korrelation (bei logarithmischer Auftragung) zwischen den Wellenlängen des gestreuten Lichts λ und den

spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda)$ betrachtet (siehe Abbildung 3.13). Der Korrelationskoeffizient r ist in KREYSZIG (1991) durch

$$r = \frac{s_{xy}}{s_1 s_2} \quad (3.4)$$

definiert mit den Varianzen s_1 der logarithmierten Wellenlängen λ und s_2 der logarithmierten Streukoeffizienten $b(\lambda)$ und der Kovarianz s_{xy} zwischen ihnen. Um den Korrelationskoeffizienten r vom Teilchenradius r zu unterscheiden wird er nicht kurziv gesetzt.

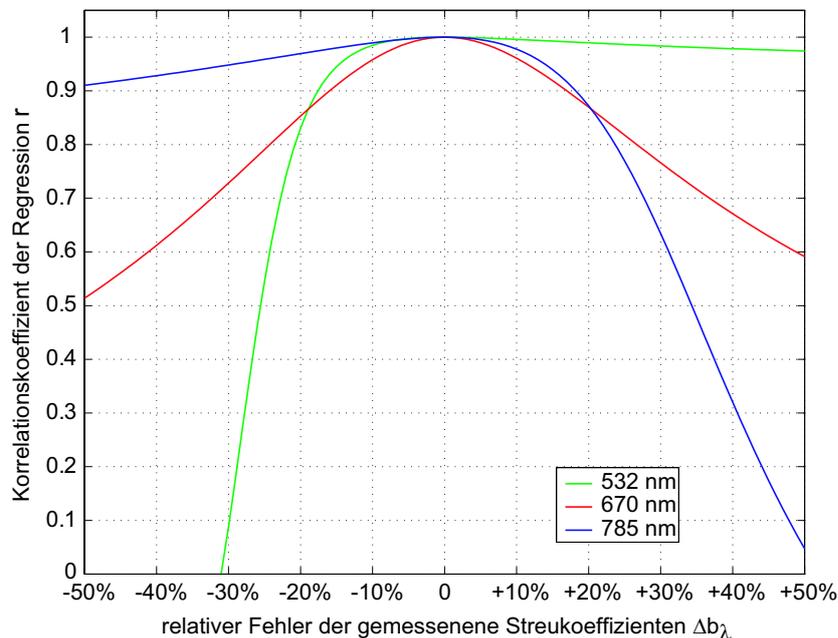


Abbildung 3.13: Auswirkung einzelner Messfehler bei der Messung des Streukoeffizienten $b(532 \text{ nm})$, $b(670 \text{ nm})$ und $b(785 \text{ nm})$ auf den Korrelationskoeffizienten r des Hyperbelfits

In Abbildung 3.13 ist der Korrelationskoeffizient r über den relativen Messfehlern des einzeln gemessenen Streukoeffizienten bei den verwendeten drei Wellenlängen dargestellt. Wird jeweils einer der drei Messwerte als fehlerhaft angenommen, sinkt der Korrelationskoeffizient in Abhängigkeit von der Größe der Abweichung dieses Messwerts relativ zu seinem Maximalwert von 1 bei richtiger Messung. Für eine Messung mit geringen Messfehlern bleibt der Korrelationskoeffizienten nahezu bei 1. Ein Fehler von +20 % des Streukoeffizienten bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ belässt den Korrelationskoeffizienten r als Maß für die Qualität des Hyperbelfits ebenfalls nahe 1, während ein Fehler von -20 % des mit dieser Wellenlänge gemessenen Streukoeffizienten den Korrelationskoeffizienten r auf etwa 0.83 fallen lässt. Auch bei den gemessenen Streukoeffizienten $b(\lambda = 670 \text{ nm})$ und $b(\lambda = 785 \text{ nm})$ bleibt der Korrelationskoeffizient r bei Fehlern kleiner als $\pm 20 \%$ größer als 0.83. Bei größeren Messfehlern sinkt die Qualität des Hyperbelfits dann stärker.

3.4 Zusammenfassung Messkonzept

Durch die Messung des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ bei den drei Wellenlängen 532 nm, 670 nm und 785 nm kann sein spektraler Verlauf, der für Suspensionen mit Junge-größenverteilten Streuteilchen eine hyperbolische Form hat, ermittelt werden. Mit dem Hyperbelexponenten $\gamma = 3 - c_j$ des spektralen Verlaufs ist dann eine Bestimmung des Junge-Koeffizienten c_j der Teilchengrößenverteilung möglich.

Für die Junge-Koeffizienten, die bei natürlichen Teilchenvorkommen oft Werte nahe 4 annehmen, wird die Streuung und damit der Strahlungstransport von sichtbarem Licht durch die Teilchengrößen von $0.1 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ dominiert. Kleinere Teilchen kommen in natürlichen Teilchensuspensionen zwar häufiger vor, weisen jedoch einen $\sim r^6$ fallenden Streuwirkungsquerschnitt auf; größere Teilchen kommen zu selten in der Suspension vor, um wesentlich zur Gesamtstreuung beizutragen.

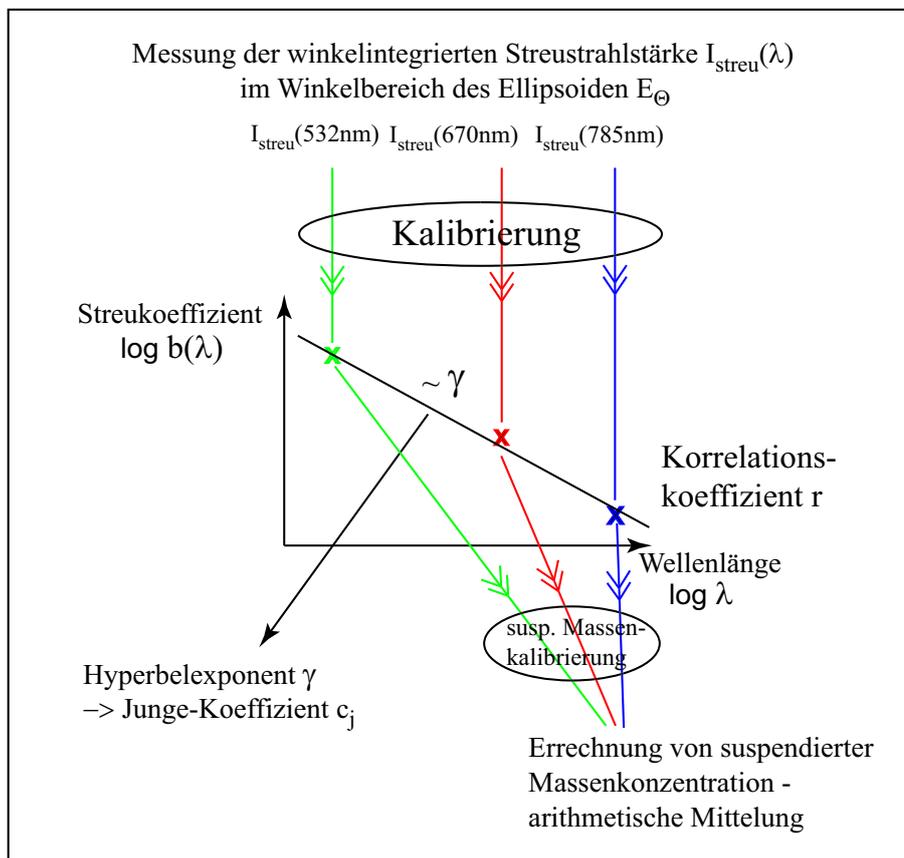


Abbildung 3.14: Überblick über das Konzept der Messung und Auswertung

Um den Streukoeffizienten einer suspendierten Junge-verteilten Teilchenverteilung zu erfassen, ist eine Messung der gesamten in den Raum emittierten Streustrahlung nicht notwendig, sondern es reicht aus, die Streustrahlungsstärke $I_{\text{streu}}(r, \lambda)$ in einem bestimmten konstanten Winkelbereich in Vorwärtsrichtung – wie in dem durch E_{Θ} charakterisierten Winkelbereich des Ellipsoids – zu messen. Die Streucharakte-

ristik einer natürlichen Teilchensuspension zeigt nicht mehr die starke Vorwärtsstreuung großer Teilchen. Dadurch ist es möglich, aus der Messung nur eines Winkelausschnitts der Vorwärtsstreuung durch die Kalibrierung den Streukoeffizienten $b(\lambda)$ zu erlangen, ohne wegen der unumgänglichen Messfehler bei kleinen Winkeln unbrauchbare Messwert zu erhalten.

Da durch die Messung des Streukoeffizienten bei drei Wellenlängen das Problem des Funktionenfits durch eine Hyperbel überbestimmt ist, ist zusätzlich eine a-postiori Abschätzung der Messfehler durch eine Korrelation der logarithmierten Streukoeffizienten möglich.

4 Messgerät

Zunächst werden in diesem Kapitel bestehende Nephelometer vorgestellt, sowie einige ihrer Eckdaten und Besonderheiten dargestellt. Darauf folgt eine Beschreibung des während dieser Arbeit entwickelten Messgeräts. Zur Charakterisierung der optischen Abbildung eines Ellipsoiden als Streustrahlintegrator werden dazu zunächst einige Einzelstrahlberechnungen vorgestellt. Aus ihnen ergeben sich Konstruktionsmerkmale, die in die Sondenkonstruktion einfließen sind. Es schließt sich die Beschreibung der Konstruktion des optischen und des mechanischen Aufbaus der Sonde an. Darauf folgend wird die elektronische Schaltung der Messsonde dargestellt, der Messablauf skizziert und schließlich auf Messauflösung und -genauigkeit des neuen Messgeräts eingegangen. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Bewertung des Messgeräts.

4.1 Gerätebezug / -vergleich

Die geplante Empfindlichkeit des neuen Nephelometers wurde an der Empfindlichkeit des bisher in 'ARKTIEF I' eingesetzten Fluorometers 'Backscat' mit der Option 1101LF von Fa. Haardt, Kleinbarkau, zur Erfassung von Chlorophyllfluoreszenz und Rückstreuung orientiert. Dieses Gerät ist in der Beschreibung des Herstellers für die Messung der Rückstreuung durch Werte von 0 % bis 1.25 % bei einer Auflösung von 0.001 % ohne weiteren Bezug spezifiziert. Da jedoch in der Gerätebeschreibung keine Angaben zur Kalibrierung oder zu beleuchteten oder erfassten Volumina angegeben sind, wäre eine eigene Kalibrierung nötig, um die relativen Messwerte auf Rückstreuoeffizienten zu beziehen. Messungen mit diesem Gerät im Zielgebiet während des Projekts 'ARKTIEF I' ergaben, dass das Gerät zur Erfassung der vorkommenden Suspensionsereignisse nicht ausreichend empfindlich ist. Als wünschenswertes Empfindlichkeitsintervall wurde für das neue Messgerät festgelegt, die kleinste mit diesem eingeführten Backscat-Gerät noch messbare Verdünnung in mindestens eintausend Messwerte auflösen zu können.

Im Handel erhältlich ist weiterhin ein Gerät namens LISST-100 (Laser In-situ Small angle ScaTtering) der Fa. Sequoia in Redmont, Washington, USA, das durch die winkelaufgelöste Streulichtmessung bei einer einzelnen Wellenlänge (670 nm) ebenfalls Aussagen über Teilchengrößenverteilungen zulässt. Gleichzeitig wird die Transmission des aufgeweiteten Laserstrahls gemessen (siehe Abbildung 2.11). Das Gerät kann Teilchengrößen von $1.25 \mu\text{m}$ bis $250 \mu\text{m}$ detektieren. Es wurde zum Beispiel von GARTNER ET AL. (2001) und TRAYKOVSKI ET AL. (1999) in Bezug auf Teilchengrößenauflösung und Streuvolumenerkennung an künstlichen und gesiebten natürlichen

Sedimenten getestet und von MIKKELSEN U. PEJRUP (2001) zur Detektion mariner Flocken eingesetzt. Das Gerät ist – im Gegensatz zum Projektbeginn – auch in einer Tiefseeversion mit einer Batterieversorgung für länger als sechs Monate erhältlich. Seine Auflösung wird in den Spezifikationen – in der Variante mit 20 cm langem optischem Weg – mit $0.5 \mu\text{l/l}$ bei einem Messbereich von $2.5 \mu\text{l/l}$ bis $150 \mu\text{l/l}$ angegeben. Die Einheit $\mu\text{l/l}$ bezieht das Volumen von suspendiertem Material auf das suspendierende Wasservolumen. Wird das angegebene Materialvolumen mit der Dichte von typischen mineralischen Streumaterialien wie Quarz oder Illit $\rho_Q = 2.65 \text{ g/ml}$ multipliziert, ergibt sich die mit diesem Gerät noch auflösbare suspendierte Masse zu 1.3 mg/l im Messbereich von 6.6 mg/l bis 397 mg/l . Diese Auflösung ist für den geplanten Einsatz in der Tiefsee – wie in Abschnitt 5.2.3 zu erkennen ist – nicht hoch genug. In GARTNER ET AL. (2001) wurde die anzusetzende Dichte des suspendierten Materials mit $\rho = 0.19 \text{ g/ml}$ angegeben. Damit erhöht sich die Auflösung des Messgeräts zu 0.095 mg/l bei einem Messbereich von 0.48 mg/l bis 28.5 mg/l auf Empfindlichkeiten, die auch im vorliegenden Anwendungsfall interessant sind. Wie diese niedrige Dichte für suspendiertes mineralisches Material angenommen werden kann, ist jedoch nicht ersichtlich. Selbst wenn die relative Dichte zum Medium angenommen würde, läge sie bei Quarz oder Illit bei $\rho_{\text{rel}} = \rho_Q - \rho_{\text{H}_2\text{O}} = 1.65 \text{ g/ml}$ und damit um den Faktor 8.6 größer.

In der Arbeitsgruppe Meeresphysik der Carl-von-Ossietzky Universität wurde von BÜRKEL (1998) und HAUSWIRTH (1999) ein auf einem ellipsoidförmigen Hohlspiegel basierendes Messgerät zur Erfassung des Rückstreukoeffizienten b_b entwickelt. Dieses Gerät ist in der Lage, durch Messung des Rückstreukoeffizienten b_b bei einer Wellenlänge von $\lambda = 600 \text{ nm}$ im Bereich von 0.015 m^{-1} bis 0.77 m^{-1} den Attenuationskoeffizienten c im Bereich von 0.38 m^{-1} bis 17.0 m^{-1} mit einem Fehler $<14\%$ zu erlangen. Hierbei wird der Rückstreukoeffizient über die Messung des zurückgestreuten Streulichts, das durch einen ellipsoidförmigen Streulichtintegrator über weite Winkelbereiche erfasst wird, bestimmt (siehe Abbildung 2.12).

In der vorliegenden Arbeit wurde dieses Messprinzip der Streulichtintegration über weite Winkelbereiche auf die Vorwärtsstreuung angewandt und um die Messung bei mehreren Wellenlängen erweitert. Durch die Streulichterfassung bei mehreren Wellenlängen können zusätzlich Aussagen über die Teilchengrößenverteilung getroffen werden. Darüber hinaus wurde ein neues Messkonzept zur Langzeitanwendung des Messgeräts sowie die für die Datenauswertung notwendigen Rechenalgorithmen entwickelt.

Im Bereich der Rückstreuung ist der Einsatz eines über den gesamten Halbraum integrierenden Streulichtensors sinnvoll, da im Winkelbereich $\Theta > \pi/2$ die Streustrahlung auch von Mie-Streuern über weite Winkelbereiche in den gleichen Größenordnungen verläuft. Die um ein Vielfaches stärkere vorwärtsgerichtete Streuamplitude dagegen fällt – abhängig von der Streuteilchengrößenverteilung – im Winkelbereich 1° bis 50° über bis zu drei Größenordnungen ab. Die aufwendige Integration auch der Winkelbereiche 50° bis 90° könnte ohne wesentliche Streustrahlungsverluste also ein-

gespart werden, wie es in der zeitgleich im Teilprojekt entwickelten Alternativlösung, die beim Alfred-Wegener Institut für Polarforschung in Bremerhaven (AWI) entwickelt wurde, auch verfolgt wurde. Dieses Alternativ-Nephelometer wurde mit kommerziell erhältlichen Bauteilen erstellt und misst die Vorwärtsstreuung in einem Winkelbereich von 1.5° bis 22° . Während dieser Parallelentwicklung wurde auf die gleichen Lasertypen und dichroitischen Spiegel wie in der vorliegenden Arbeit zurückgegriffen. Einige der Erprobungen wurden gemeinsam durchgeführt. Das Nephelometer des AWI mit der Winkelintegration über den schmaleren Winkelbereich konnte jedoch noch nicht in einem *in situ*-Test erprobt werden.

4.2 Strahlsimulationen am Ellipsoiden

Die mechanischen Parameter des Ellipsoiden wirken sich direkt auf seine optischen Funktionen aus, wie sie in Abschnitt 3.1 beschrieben wurden. Um diese Parameter entsprechend der gewünschten Ellipsoidfunktionen festlegen zu können, wurden zu Beginn des Projekts dreidimensionale Strahlberechnungen nach dem Monte-Carlo-Prinzip durchgeführt. Durch Variation einzelner mechanischer Parameter wurde die Form des Ellipsoiden bestimmt.

Bei diesen Berechnungen wurden folgende Aspekte während der simulierten Streulichterzeugung und der -ausbreitung berücksichtigt (zur Bezeichnung der Ellipsoidparameter siehe Abbildung 4.1):

- Ellipsoidabmessungen mit den Halbachsen: a , $b = c$ (Rotationssymmetrie); Kugelkalottenradius r_{Kal} , Durchmesser der Strahlfalle d_{Falle} , Kantenlänge des quadratischen Detektors 2.65 mm, Anstellwinkel des Detektors,
- Durchmesser des beleuchtenden Laserstrahls,
- Zufälliger Streuort im homogen beleuchteten Streuvolumen im ersten Brennfleck des Ellipsoiden,
- Streucharakteristik: vorwärts als \cos -Winkelverteilung, gleichverteilt oder mittlere Streucharakteristik, bestimmt durch die Teilchengrößenverteilung (Mie-Streuung),
- Ort des Streustrahlungseintritts in das Ellipsoid (Kugelkalotte), Ausblendung durch die Strahlfalle,
- Brechung beim Eintritt in das Ellipsoid,
- Ort der Spiegelung an der Ellipsoidoberfläche,
- Spiegelrichtung,
- Ort und Winkel des Auftreffens auf dem Detektor im zweiten Brennfleck des Ellipsoiden,
- winkeltgewichtetes Zählen der auf dem Detektor auftreffenden Teilstrahlen.

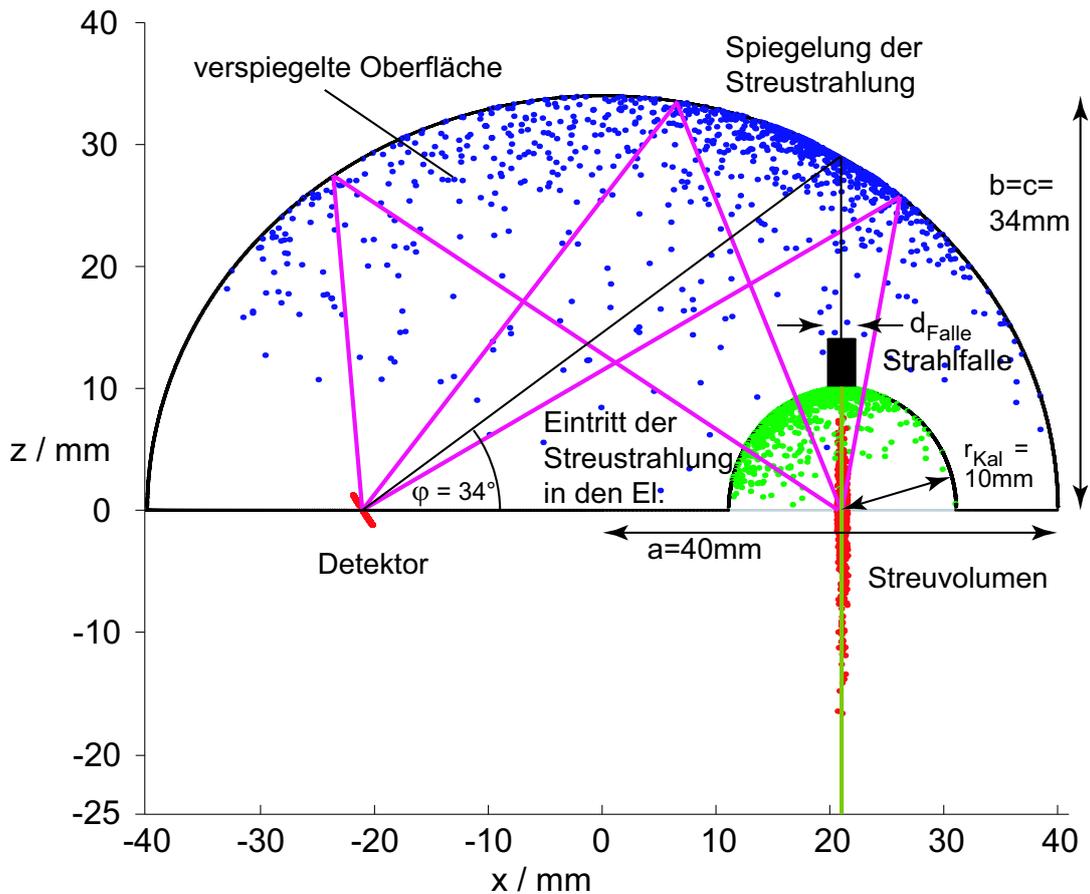


Abbildung 4.1: Zweidimensionale Darstellung des modellierten dreidimensionalen Streustrahlungsverlaufs. Es sind nur die Strahlverläufe dargestellt, die auf dem Detektor in zweiten Brennfleck auftreffen. Streuort im beleuchtenden Streuvolumen in der Nähe des ersten Brennflecks: **rot**, Eintrittsort in den Halbellipsoiden an der Wand der Kugelkalotte: **grün**, Ort der Spiegelung auf der verspiegelten dreidimensionalen Oberfläche des Ellipsoiden: **blau**, beispielhafte Strahlverläufe: **magenta**.

Aus den Berechnungen der Teilstrahlenverläufe ergaben sich folgende Ergebnisse:

- a) **Halbachsenverhältnis:** Um mit dem Detektor mit einer empfindlichen Fläche von 7 mm^2 möglichst viel der vom Streuvolumen ausgehenden Streustrahlung zu empfangen, ist ein Ellipsoid mit nahe beieinanderliegenden Brennpunkten am geeignetsten. So wurde im Folgenden ein Halbachsenverhältnis nahe bei eins angestrebt. Dem widerspricht die Fensterfunktion des Ellipsoiden. Wegen der beschränkten mechanischen Festigkeit des Acrylglases darf der Abstand zwischen seinen Brennpunkten nicht zu klein werden. Außerdem muss der Ellipsoid rotationssymmetrisch sein, also der dritte Halbachsenradius gleich dem zweiten sein ($c=b$), damit sich die Eigenschaft der zwei Brennpunkte ergibt. Es wurde

mit den Halbachsenabmessungen $a = 40$ mm, $b = c = 34$ mm ein Kompromiss dieser Anforderungen an das Halbachsenverhältnis gefunden.

- b) **Kalottenradius:** Um den zweiten Brennpunkt im Streuvolumen herum wurde eine kugelförmige Aushöhlung, eine Kugelkalotte, vorgesehen, um der von diesem Punkt ausgehenden Streustrahlung einen senkrechten und damit brechungsfreien Eintritt in das Ellipsoid zu ermöglichen. Der Einfluss unterschiedlicher Radien dieser Kugelkalotte auf die Detektionswahrscheinlichkeit wurde untersucht und als nicht relevant ermittelt. Es wurde ein Kalottenradius von $r_{\text{Kal}} = 10$ mm festgelegt.
- c) **Detektorwinkel:** Ein flacher lichtempfindlicher Sensor hat eine richtungsabhängige Empfangscharakteristik. Sie ist abhängig vom Kosinus des Empfangswinkels der Strahlung. Um diese Eigenschaft der Richtungsempfindlichkeit des Detektors zu berücksichtigen, wurde er zum Spiegelort der stärksten zu erwartenden Streustrahlung – unter kleinen Streuwinkeln nahe der Strahlfalle – ausgerichtet: $\varphi = 34^\circ$ (siehe Abbildung 4.1).

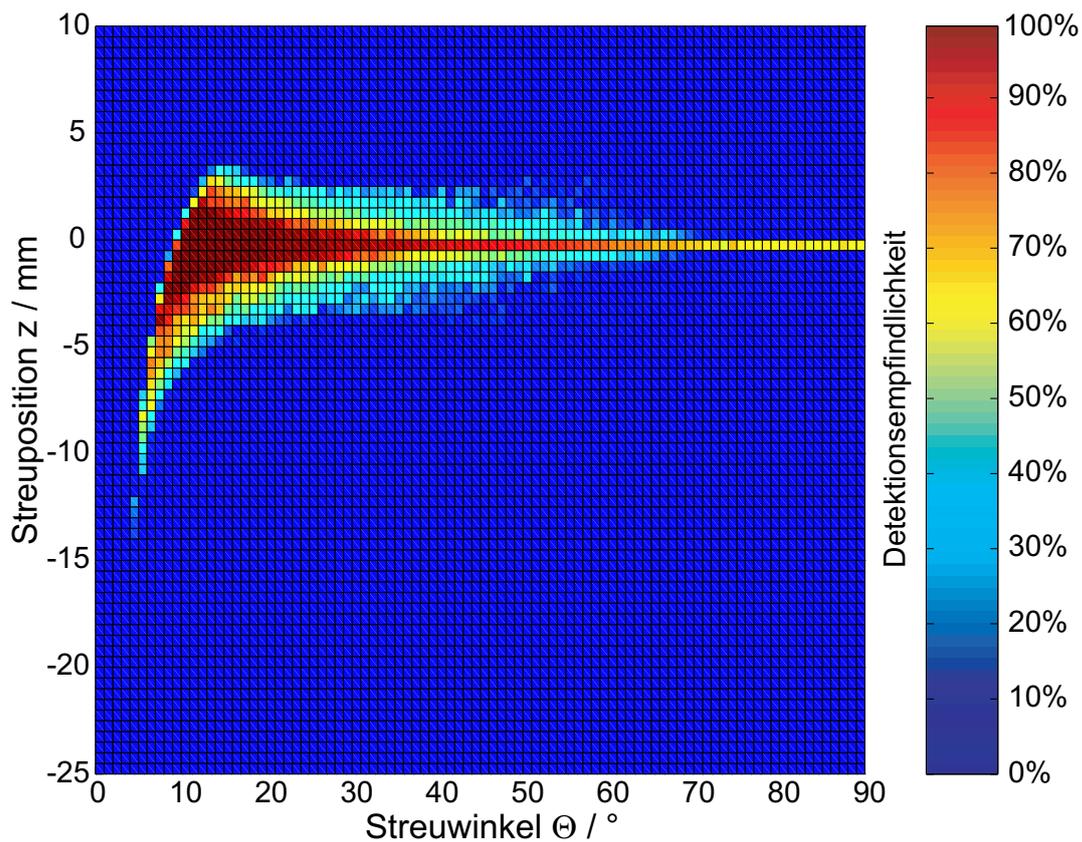


Abbildung 4.2: Empfindlichkeit des Ellipsoids als Funktion des Streuorts z und des Streuwinkels Θ im Messvolumen entlang des beleuchtenden Laserstrahls

- d) **Strahlfalle:** Da die Streustrahlung von polydispersen Suspensionen verstärkt unter kleinen Streuwinkeln auftritt, müsste der Durchmesser der Strahlfalle d_{Falle}

zur Detektion eines möglichst großen Anteils der Streustrahlung minimiert werden. Die Strahlfalle hat neben dem Ausblenden des beleuchtenden Laserstrahls auch die Funktion Streulicht abzublenken. Dieses Streulicht entsteht bei der Strahlzusammenführung im Inneren der Sonde und an den Oberflächen der Austrittsglasscheibe. Um dieses Streulicht zuverlässig auszublenden, müsste der Durchmesser der Strahlfalle mindestens 5.2 mm betragen. Mit einem Durchmesser von 3 mm wurde ein Kompromiss gefunden, der eine weitgehende Abschattung des Detektors von ungewünschter Streustrahlung erreicht und gleichzeitig ausreichend Streulicht aus dem Messvolumen gewährleistet (siehe Detail in Abbildung 4.6).

- e) **Empfindlichkeit:** Durch die Abmessungen des Detektors und die Projektion der Brennstrahlen des Ellipsoiden ergibt sich eine Empfindlichkeit der Empfangsoptik, die durch das Monte-Carlo-Verfahren entlang des beleuchtenden Laserstrahls errechnet wurde. Diese Empfindlichkeit ist abhängig vom Streuwinkel Θ und vom Streuort z . Sie ist für gleichverteilte Streuwinkel in Abbildung 4.2 dargestellt. Aus den Berechnungen konnte das Streuvolumen und der Winkelbereich der erfassten Streustrahlung als Funktion der Position z entlang des beleuchtenden Strahls bestimmt werden. Gleichzeitig ist die normierte Empfindlichkeit die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilstrahl, der an der Position z und unter einem Winkel Θ gestreut wird, zum Detektor gelangt. Wird zur Ermittlung der Empfindlichkeit eine über die Streuwinkel gleichverteilte Streuung angesetzt und an jeder Position über alle Streuwinkel integriert, ergibt sich die rein positionsabhängige Empfindlichkeit E_z , die in Abbildung 4.3 auf das Maximum normiert dargestellt ist. Entsprechend über alle Positionen eines festen Streuwinkels aufsummiert ergibt sich die Winkelempfindlichkeit E_Θ des Ellipsoiden – ebenfalls auf das Maximum normiert dargestellt in Abbildung 4.4. Mit der positionsabhängigen Empfindlichkeit E_z und dem Strahldurchmesser des beleuchtenden Strahls wurde das Streuvolumen V_{Streu} bestimmt. Mit den in Abschnitt 4.3.4 errechneten Strahldurchmessern entlang der Streuorte von $z = -25$ mm beim Strahlaustritt an der Glasfensteroberfläche bis zu $z = +10$ mm beim Eintritt in die Strahlfalle ergibt sich für das beleuchtete Volumen $V_{\text{leucht}} = 1.091 \text{ mm}^3$. Wegen der positionsabhängigen Empfindlichkeitsfunktion erreicht den Detektor Streustrahlung nur aus etwa einem Sechstel des beleuchteten Volumens. Das Streuvolumen entspricht 17 % von V_{leucht} , damit beträgt es: $V_{\text{Streu}} = V_{\text{leucht}} \cdot 0.17 = 0.186 \text{ mm}^3$.

In Abbildung 4.3 ist zu erkennen, dass die streupositionsabhängige Empfindlichkeit des Ellipsoiden E_z empfindliche und unempfindliche Bereiche entlang des beleuchtenden Strahls stark separiert. Es wird Streustrahlung außerhalb einer Position von $-15 \text{ mm} > z > 4 \text{ mm}$ nur mit einer Wahrscheinlichkeit $< 1:1000$ detektiert. Die streuwinkelabhängige Empfindlichkeit E_Θ in Abbildung 4.4 sollte wegen der Abbildungseigenschaft des Ellipsoiden über alle Detektionswinkel Θ konstant verlaufen, tatsächlich ist jedoch ein Abfall der Empfindlichkeit auf unter 10% der Detektions-

wahrscheinlichkeit bei Streuwinkeln kleiner $\Theta < 5^\circ$ – verursacht durch die Strahlfalle – und bei Streuwinkeln $\Theta > 70^\circ$ – verursacht durch die Empfangscharakteristik des Detektors – zu erkennen.

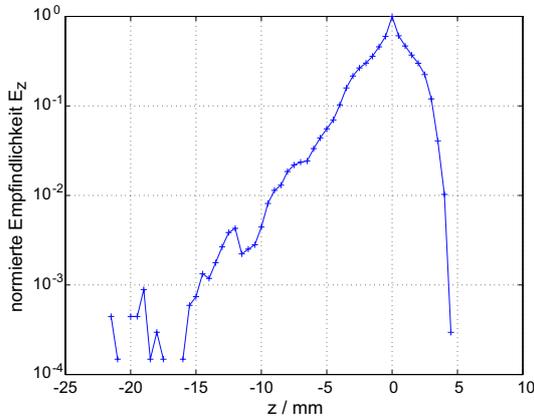


Abbildung 4.3: Empfindlichkeitsfunktion E_z des Ellipsoiden als Funktion des Streuorts z

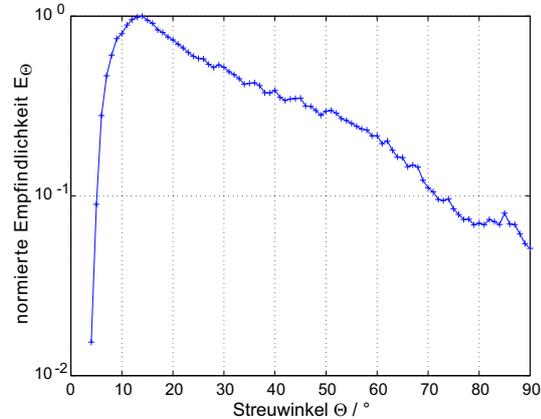


Abbildung 4.4: Empfindlichkeitsfunktion E_Θ des Ellipsoiden als Funktion des Streuwinkels Θ

Durch die Teilstrahlberechnungen konnten die Abmessungen des Ellipsoiden für die Konstruktion vorgegeben werden. Die Einhaltung der Ellipsoidabmessungen bei der Konstruktion und Fertigung mit CNC-Maschinen mit niedrigen Fertigungstoleranzen ermöglichte den Verzicht auf aufwendige Versuche zur Ermittlung seiner winkelabhängigen Abbildungscharakteristik. Der mechanisch fertiggestellte Ellipsoid wurde nach dem Polieren und Tempern in einem Vakuumanlage auf seiner Außenwölbung mit Aluminium bedampft. Diese wenige μm dicke Al-Schicht wurde zur Fixierung lackiert und dann zum mechanischer Schutz mit Epoxytharz bestrichen. Durch die Aluminiumbedampfung war ein ellipsoidförmiger Hohlspiegel mit den gewünschten Eigenschaften entstanden.

4.3 Optik

4.3.1 Ellipsoidmaterial

Als Material des Ellipsoiden wurde Acrylglas bzw. Polymethylmethacrylat (PMMA) (Fa. Röhm: Plexiglas) verwendet. Es bietet den Vorteil der zerspanenden Bearbeitbarkeit und hat von den transparenten Kunststoffen die größte spektrale Transmission von 92 % im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 800 nm. Der Brechungsindex des PMMA ist nach RÖHM (1997) wellenlängenabhängig: $n(\lambda) = 1.476 + (69/(\lambda/\text{nm}))^2$.

4.3.2 Laser

Im sichtbaren roten Wellenlängenbereich und im Bereich des nahen Infrarots sind Halbleiterlaser (HL-Laser) auf Siliziumbasis preisgünstig beschaffbar, im kurzwelli-

geren Bereich (< 600 nm) sind diodengepumpte Festkörperlaser die kostengünstigere Wahl im Vergleich zu den noch sehr teuren Laserdioden. Ausgesucht wurden zunächst zwei Nd:YAG-Laser mit verdoppelter Wellenlänge bei 532 nm bzw. 473 nm. Spezifiziert sind diese Laser für einen Gebrauch bei Temperaturen von $25\text{ °C} \pm 10\text{ °C}$. Im geplanten Einsatz sollen diese Laser bei den Umgebungstemperaturen der Tiefsee von -2 °C bis $+4\text{ °C}$ betrieben werden. Bei der Durchführung von Kühltests der beiden Nd:YAG-Laser konnte folgendes Verhalten festgestellt werden: Der 532 nm-Laser funktionierte auch bei Temperaturen von -2 °C . Die Strahlungsemission des 473 nm-Lasers dagegen setzte entsprechend seiner Spezifikation jedoch erst ein, nachdem er sich nach dem Einschalten durch die umgesetzte Verlustleistung auf etwa $+15\text{ °C}$ erwärmt hatte. Da die notwendige Energie zur Heizung des Lasers in der späteren Anwendung nicht zur Verfügung steht und Halbleiterlaser mit kurzen Wellenlängen mit den Projektmitteln nicht beschaffbar waren, wurde das Messkonzept zu größeren Wellenlängen hin geändert, und als zweite und dritte Wellenlänge 670 nm (sichtbar rot) und 785 nm (infrarot) gewählt. Die technischen Daten der beschafften Laser sind im Anhang auf Seite 134 aus den Datenblättern zusammengestellt worden.

Die Strahlintensitäten der Halbleiterlaser konnten durch eine eingebaute elektronische Regelung eingestellt werden. Sie wurden so eingestellt, dass bei allen drei Lasern hinter der Impedanzwandlung des Referenzkanals eine Spannung von etwa 175 mV bereitgestellt wurde. Damit wurde der spektralen Empfindlichkeit der eingesetzten Photodioden Rechnung getragen. Die Laser wurden bei dieser Einstellung bei Raumtemperatur im cw-Mode betrieben. Beim Einschalten stellten sich teilweise hiervon abweichende Strahlintensitäten ein, die sich zudem während der Erwärmung der Laser zeitlich veränderten. Dieses Verhalten machten Referenzmessungen der Laserintensitäten im Messbetrieb notwendig.

4.3.3 Strahlzusammenführung

Zur Erzeugung der Streustrahlung in optisch dünnen Medien mit kleiner Teilchendichte sind hohe Strahlintensitäten notwendig. Diese lassen sich heute mit Halbleiterlasern oder mit diodengepumpten Nd:YAG Lasern erreichen. Da eine Messung des Streukoeffizienten bei drei verschiedenen Wellenlängen geplant war, wurden die Strahlverläufe der notwendigen drei Kleinlaser überlagert, um eine Streulichterzeugung bei verschiedenen Wellenlängen im gleichen Messvolumen zu gewährleisten.

Bei der mechanischen Fassung der Laser ergab sich die Schwierigkeit der nichtaxialen Strahlaustritte bei allen drei Lasern. Dies konnte beim Nd:YAG-Laser durch eine exzentrische Lagerung des Gehäuses kompensiert werden. Nichtaxiale Strahlaustritte der Halbleiterlaser wurden durch die Ausrichtung der Oberflächenspiegel und der Strahlteiler ausgeglichen.

Zur Strahlüberlagerung wurden dichroitische Strahlteiler auf eigens konstruierten Spiegelhaltern benutzt. Es wurde eine halbseitig offene Konstruktion gewählt, damit bei Strahleinfallwinkeln unter 45° die Bauteildurchmesser klein bleiben können.

Die eingesetzten dichroitischen Strahlteiler haben Grenzwellenlängen von 575 nm und

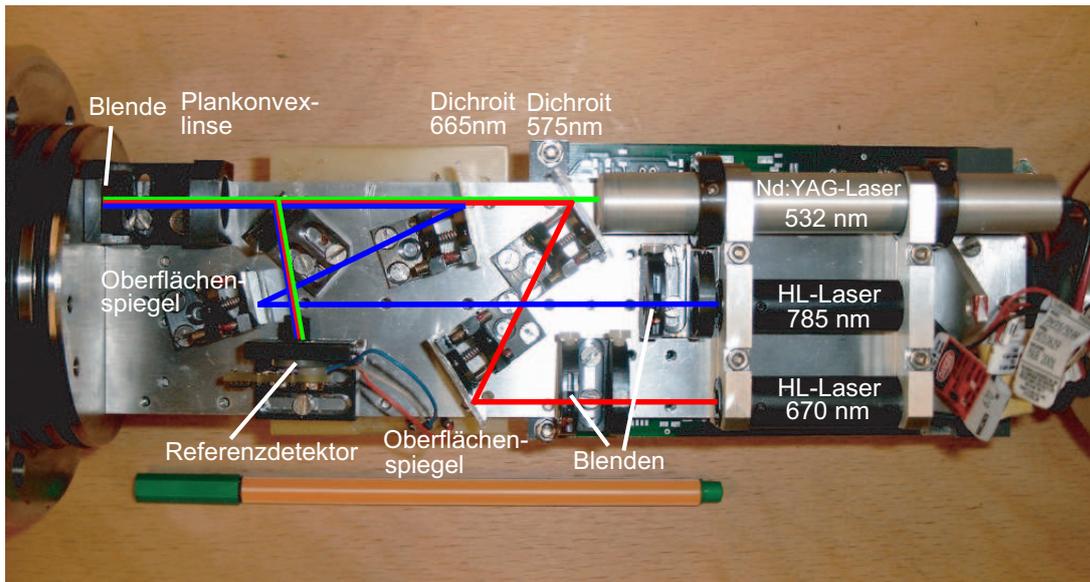


Abbildung 4.5: Strahlzusammenführung im Inneren des I3 λ -SLM: 532 nm grün, 670 nm rot, 785 nm blau

665 nm. Sie reflektieren unter einem Winkel von 45° einfallendes Licht, das größere Wellenlängen als die Grenzwellenlängen hat, und transmittieren kurzwelligeres Licht. Die Grenzwellenlänge liegt bei dem zweiten Strahlteiler zwar deutlich unter der des Halbleiterlasers von 670 nm, so dass der Strahlteiler diese Wellenlänge nicht transmittieren würde, allerdings sind die Grenzwellenlängen abhängig vom Einfallswinkel des Lichts. Bei Einfallswinkeln kleiner als 30° transmittiert der Strahlteiler auch die 670 nm zuverlässig (siehe Abbildung 7.47 im Anhang). Bei der nichtsenkrechten Transmission eines Strahls durch die parallelen Flächen einer Glasscheibe tritt Mehrfachreflexion in ihrem Inneren auf. Dies ist bei diesem Aufbau beim Durchtritt durch die dichroitischen Strahlteiler der Fall. Die Mehrfachreflexe an der Oberfläche der Strahlteiler sind dabei unvermeidlich und können nur ansatzweise durch Ablendung kompensiert werden. Die außerdem auftretende Parallelverschiebung des Strahls kann durch die Ausrichtung der Laserspiegel kompensiert werden. Alle drei Laser emittieren linear polarisiertes Licht mit einem Polarisationsgrad von mindestens 75%. Die Polarisationsrichtung wurde durch die Lagerung aller drei Laser senkrecht zur Grundplatte ausgerichtet.

Ein Nachteil von Halbleiterlasern ist ihr nichtrotationssymmetrisches Strahlprofil. Die Ursache hierfür ist der Strahlaustritt aus der dünnen Grenzschicht des pn-Übergangs. Dadurch wird der austretende Strahl in den beiden Richtungen senkrecht zur Ausbreitung unterschiedlich stark durch Beugung begrenzt und erhält ein elliptisches Strahlprofil. Bei den beschafften Lasern wurde dies durch eine eingebaute Optik zur Strahlformung weitgehend kompensiert. Im optischen Aufbau der Strahlzusammenführung wurde ein symmetrischeres Strahlprofil zusätzlich durch Ausblendungen erreicht mit den weiteren Anforderungen, nicht wesentlich Strahlintensitäten einzubüßen oder Streustrahlung durch Beugung an den Blenden zu erzeugen.

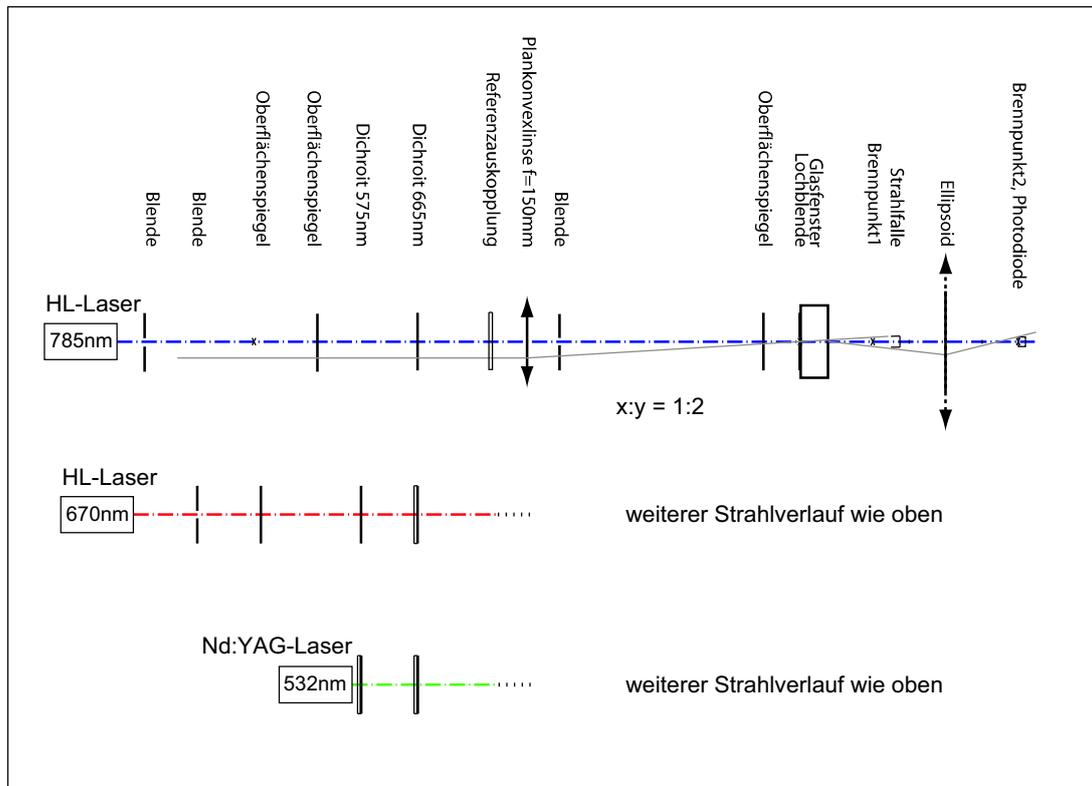


Abbildung 4.6: Skizze des optischen Aufbaus der Streulichtsonde: Die unterschiedlichen Strahlverläufe der drei Laser sind im geraden Verlauf dargestellt. Dichroiten sind je nach wellenlängenselektiver Funktion teils als Oberflächen Spiegel, teils als Parallelplatte dargestellt (vergleiche Abbildung 4.5). Streustrahlung durch Verschmutzung oder Kratzer an Spiegeloberflächen wird durch die Kombination Linse - Lochblende - Strahlfalle ausgeblendet (grau gestrichelt ist der ausgeblendete Bereich). Der Strahlengang der beiden kurzwelligeren Laser ist nur im sich unterscheidenden Aufbau eingezeichnet. Ihr weiterer Strahlverlauf entspricht dem des Aufbaus für 785 nm.

4.3.4 Strahlverlauf

Strahldurchmesser

Durch eine plankonvexe Linse mit einer Brennweite von $f = 150$ mm werden die zusammengeführten Strahlen im Durchtritt einer Lochblende mit dem Durchmesser $d = 0.5$ mm fokussiert. Dadurch wird eine Streulichtfilterung erreicht. Für den Nd:YAG-Laser werden im Folgenden die Strahldurchmesser und das beleuchtete Streuvolumen errechnet. Der Nd:YAG-Laser schwingt im TEM_{00} -Mode. Es kann damit von einem Gauß'schen Strahlprofil ausgegangen werden, das im Abstand w von der Strahlmittellinie auf den $1/e^2$ -ten Teil abgefallen ist. Um den Durchmesser eines kollimierten Strahls in der Strahltaile zu berechnen, wird nach der **Gauß'schen Strahlungs-optik** nach YOUNG (2000) und SVELTO (1976) angesetzt:

$$w^2(x) = w_0^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{\lambda x}{\pi w_0^2} \right)^2 \right) \quad (4.1)$$

mit dem Radius w_0 des Strahls in der Strahltaile und dem Strahlradius w im Abstand x von der Strahltaile. Im Abstand $x = f = 150$ mm von der Plankonvexlinse kann mit dem Strahlradius bei Laseraustritt (Nd:YAG) $w = 0.55$ mm (laut Datenblatt) an der Linse der Strahldurchmesser in der Taile bei einer Wellenlänge von 532 nm zu $2w_0 = 0.093$ mm errechnet werden.

Direkt an der Lochblende, also in der Strahltaile (parallele Wellenfronten), erfolgt der Eintritt der Wellenfront in das Glasfenster aus gehärtetem Borsilikatglas senkrecht. Beim Strahlaustritt aus dem Glasfenster in das Wasser wurde die Brechung rechne-

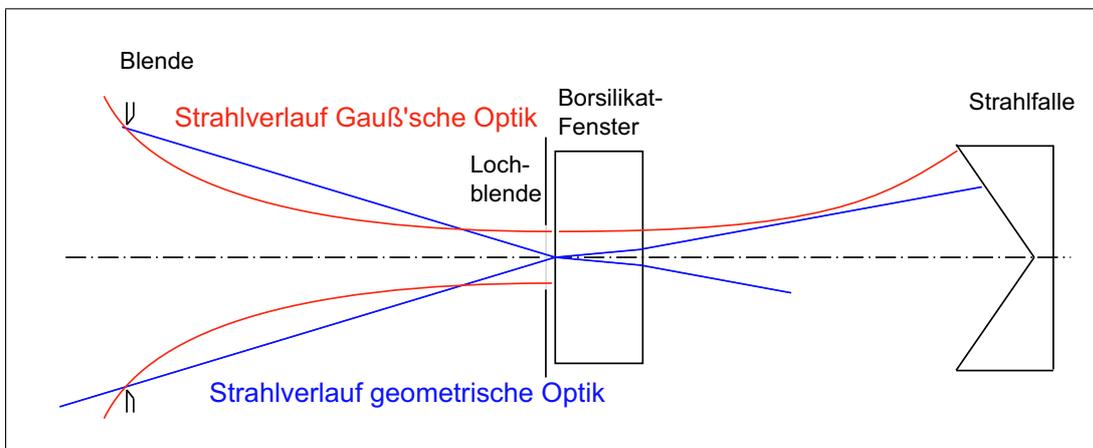


Abbildung 4.7: Strahlverlauf beim Durchtritt durch das Fenster in das Medium

risch berücksichtigt. Nach Durchlaufen der 15 mm dicken Glasscheibe beträgt der Strahldurchmesser an der Glasoberfläche $2w = 0.12$ mm und nach Durchlaufen der 35 mm dicken Wasserschicht an der Strahlfalle $2w = 0.28$ mm. Mit diesen Strahldurchmessern kann ein beleuchtetes Streuvolumen $V_{\text{Streu}} = 1.091$ mm³ errechnet werden. Dieses Volumen ist nicht das durch die Detektion erfasste Volumen (siehe Abschnitt 5). Bei diesen Betrachtungen wurde der Brechungsindex des Borsilikatglases mit $n_{\text{Glas}} = 1.51$ und der des Wassers mit $n_{\text{H}_2\text{O}} = 1.33$ angesetzt.

Wegen der Kohärenz der Laser interferieren die gestreuten Teilstrahlen der einzelnen Teilchen miteinander. Als Ergebnis ergibt sich ein durch das Ellipsoid auf dem Detektor abgebildetes Speckelfeld. Die Größe der Speckel lässt sich nach ENNOS (1984) durch $\sigma = 0.6 \cdot \lambda / \text{N.A.}$ mit N.A. (numerische Apertur) und der Wellenlänge des Lichtes λ abschätzen. Wegen des großen Öffnungswinkels des Ellipsoiden von etwa $\alpha_{\text{max}} = 70^\circ$ ergibt sich die numerische Apertur von $\text{N.A.} = n \cdot \sin(\alpha_{\text{max}}) \approx 1 \cdot \sin(70^\circ) = 0.94$ und damit bei einer Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm eine Speckelgröße von $\sigma = 3.4 \cdot 10^{-7}$ m auf dem Detektor.

Die Fläche des Detektors beträgt 7 mm² bei einer Kantenlänge von 2.6 mm. Damit wird über eine ausreichend hohe Zahl von Speckeln gemittelt, um Interferenzeffekte vernachlässigen zu können.

Streulichterzeugung und -abbildung

Hinter der Lochblende verlaufen die Strahlen, die in das Messvolumen eintreten und das Streulicht erzeugen, divergent. Allerdings ist die Strahlfalle im Ellipsoiden groß genug, um trotz dieser Divergenz kein anregendes Licht direkt zur Detektion passieren zu lassen. Dadurch wird eine Dunkelfeldmessung der Streulichterfassung erreicht. Hat die Strahlfalle den hierfür notwendigen Durchmesser, wird auch Streulicht aus dem Messvolumen, das im Brennfleck unter Winkeln kleiner als 8.5° gestreut wird, abgefangen und wird nicht detektiert, siehe hierzu auch Abschnitt 4. Ebenfalls durch die Strahlfalle ausgeblendet wird Streulicht, das durch Bewuchs oder Verschmutzung der Fensteroberfläche verursacht wird.

Um die Äquivalenz zwischen der Abbildungseigenschaft des Ellipsoiden und seinem optischen Ersatzbild zu zeigen, ist in den Abbildungen 4.6 und 4.8 eine Konvexlinse eingezeichnet, die einen gedachten unendlich großen Durchmesser hat und damit auch das unter großen Winkeln in den vorderen Halbraum gestreute Licht erfasst.

Licht, das im Ellipsoiden von einem Brennpunkt zum anderen gelangt, hat einen Weg der Länge des doppelten Halbachsenradius a zurückgelegt. Dies kann entsprechend der Abbildung einer Konvexlinse gedeutet werden. Dann folgt mit einem Halbachsenradius $a = 40$ mm die Brennweite $f = 1/2a$ der Ersatzlinse aus dem Abbildungsgesetz $\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{2f} + \frac{1}{2f} = \frac{1}{f}$ mit der Bildweite b und der Gegenstandsweite g :

$$b + g = 2f + 2f = 4f = 2a \rightarrow f = 1/2a = 20\text{mm} \quad (4.2)$$

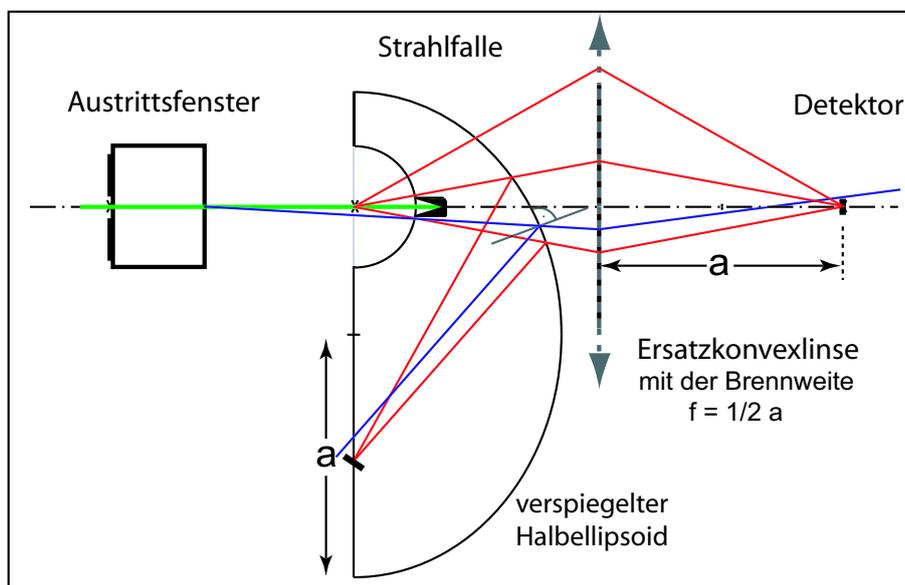


Abbildung 4.8: Detail der Streulichtintegration und Darstellung der Äquivalenz der Abbildung des Ellipsoiden und des optischen Ersatzaufbaus einer konvexen Linse der Brennweite $f = 1/2a$ nach Gleichung 4.2. Die rot dargestellte Streustrahlung gelangt zum Detektor, blau dargestelltes Streulicht von der Fensteroberfläche nicht.

4.4 Mechanik

4.4.1 Sondenkonstruktion

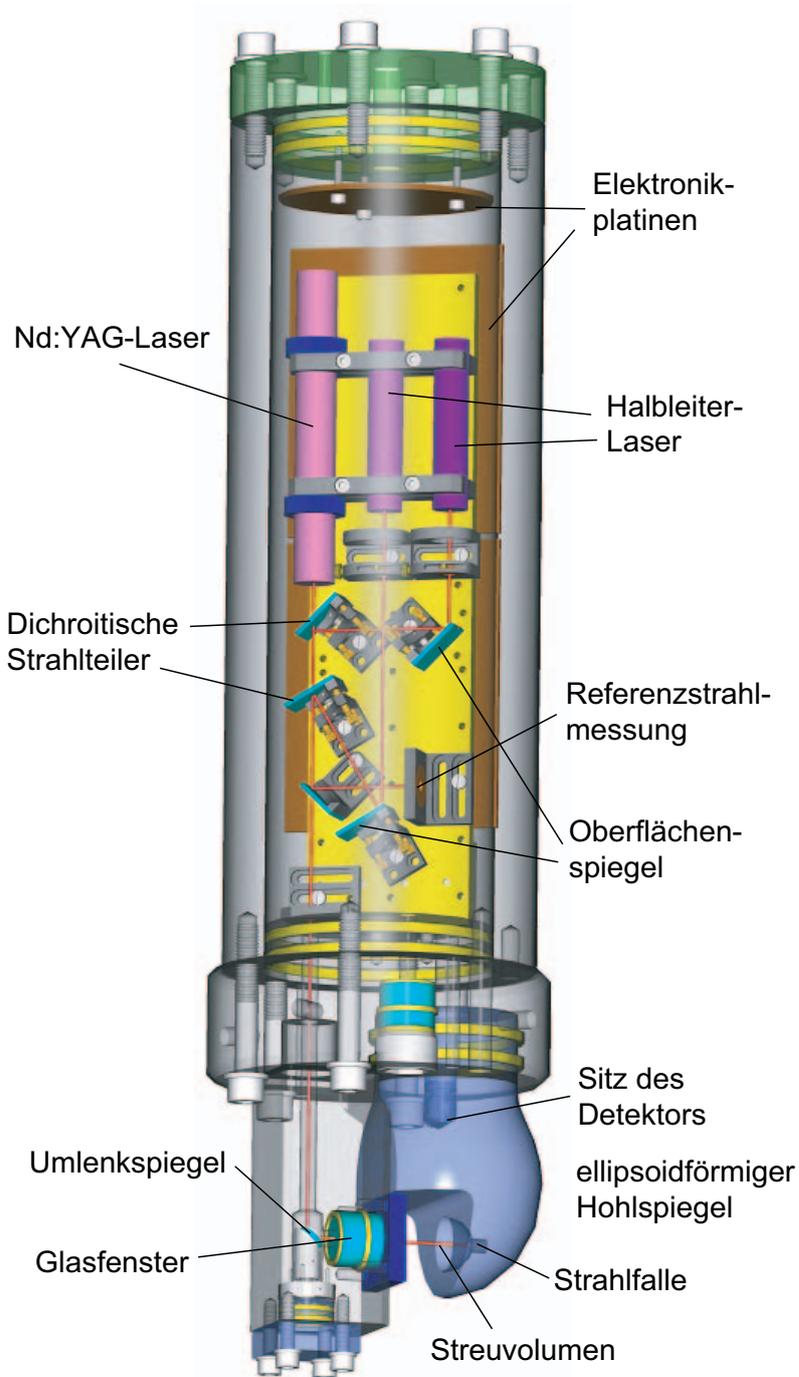


Abbildung 4.9: Mechanischer Aufbau der Streulichtsonde

Der mechanische Aufbau der Sonde folgt den Erfordernissen des Einsatzes einer optischen *in situ*-Sonde. Die Abmessungen der Strahlzusammenführung und der Elektronikplatinen bestimmten den Innendurchmesser des Sondenrohrs aus V4A-Stahl. Die Wandstärke des Rohrs wurde durch die geplante Einsatztiefe vorgegeben. Durch die Abmessungen des Ellipsoiden wurde die Konstruktion des Sondenbodens bestimmt. Da es während des Langzeiteinsatzes nicht zu Sedimentationen im Bereich der Strahlführung kommen darf, wurde auf senkrecht liegende Fenster (Glasfenster und Ellipsoid) im senkrechten Sondenbetrieb geachtet. Damit wurde ein Kanal zur Strahlführung mit einem Umlenkspiegel notwendig.

4.4.2 Ellipsoid

Das Ellipsoid erfüllt in diesem Sondenkonzept als Halbellipsoid die folgenden optischen und mechanischen Funktionen:

- Projektion und Integration der Streustrahlung auf das Sensorelement mit dem Ziel einer möglichst hohen Streulichtausbeute des Geräts,
- Halterung der den anregenden Strahl abblockenden Strahlfalle,
- Fensterfunktion durch Trennung von Sondeninnerem und Streuvolumen.

Mechanisches Verhalten von Plexiglas/PMMA

Eine Funktion des Plexiglasellipsoiden ist die Trennung des Sondeninneren mit der Detektorphotodiode vom zu erfassenden Medium. Wegen dieser Fensterfunktion ist er bei einem Einsatz in der Tiefsee bei 4000 m Tiefe einem Druck von 40 MPa bei Temperaturen von etwa -1 °C ausgesetzt.

Nach der Produktbeschreibung des Herstellers RÖHM (2000) hält das verwendete Plexiglas GS233 bei einer Materialtemperatur von 23 °C und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50 % einer Spannung von $\sigma_{B,t} = 40\text{ MPa}$ über ein Jahr stand. Bei direktem Kontakt mit Wasser sinkt die höchstzulässige Bruchspannung $\sigma_{B,t}$ als Funktion der Zeit, weil Wassermoleküle in das Material eindringen. Für 23 °C ist $\sigma_{B,t}$ bei einem Einsatz von einem Jahr mit einem Wert von 21 MPa angegeben. Dieser Wert kann für die Temperatur von -1 °C zu $\sigma_{B,t} = 27\text{ MPa}$ extrapoliert werden. Unter Berücksichtigung von Umgebungseinflüssen empfiehlt der Hersteller zusätzlich, eine Materialspannung von $\sigma_{zul} = 5\text{ MPa}$ bis 10 MPa nicht zu überschreiten. Für den Einsatz im Dauerkontakt mit Wasser, wie zum Beispiel in Aquarien, wird eine maximale Spannung $\sigma_{zul} = 3\text{ MPa}$ empfohlen. Außerdem wird angeraten, Kerbwirkungen durch konstruktive Maßnahmen zu vermeiden, da sie eine weitere Verminderung der standgehaltenen Druckspannungen bedeuten können.

Die Wassersättigung von Plexiglas stellt sich nach LEHMANN (2001) (Fa. Röhm) bei Proben von 10 mm Durchmesser – d.h. 5 mm Wandstärke bis zum Mittelpunkt – nach etwa einem Jahr ein. Da die Materialstärke des Ellipsoiden deutlich größer als 5 mm ist, ist mit einer Wassersättigung und der damit einhergehenden Festigkeitserniedrigung nicht innerhalb eines Jahres zu rechnen.

Vorversuche

Laut Hersteller RÖHM (2000) nimmt Acrylglas bis zu 2 % des Eigengewichts an Wasser auf, wobei seine Festigkeit abnimmt. Dadurch wurde es erforderlich, die mechanischen Eigenschaften des Acrylglases wie Wasseraufnahme und Festigkeit in Vorversuchen näher zu untersuchen. Einer der Vorversuche wurde als Langzeitdruckversuch über 16 Tage (28.8.01 - 12.9.01) bei $40 \pm 0.1\text{ MPa}$ (entspricht ca. 4000 dbar = ca. 4000 m Wassertiefe) und einer Temperatur von $20 \pm 2\text{ °C}$ durchgeführt. Hierbei ergab sich, dass die Wasseraufnahme – und damit auch der Wasserdurchtritt des

Materials – unter diesem Außendruck geringer ist, als zunächst aufgrund des Artikels des Materialherstellers (LEHMANN (2001)) angenommen. Der Probenkörper hatte die Form eines Halbellipsoiden mit den oben angegebenen Abmessungen. Von ihm wurden 0.17% seines Gewichts an Wasser aufgenommen, bei einer Oberfläche von ca. 109 cm^2 entspricht das $1.9 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2$. Dieses relativ niedrige Ergebnis kann an der unter Druck verminderten Beweglichkeit der Polymerketten des PMMA liegen. Bei den zu erwartenden Einsatztemperaturen von $-1 \text{ }^\circ\text{C}$ ist wegen der verminderten Beweglichkeit der Polymerketten mit einer weiteren Verringerung der Wasseraufnahme zu rechnen. Der Wasserdurchtritt wurde durch Wägungen von Trockenmittel, das während des Versuchs in einem Hohlraum des Testaufbaus lagerte, für diesen Messzeitraum als nicht nachweisbar ermittelt.

Ein zweites Ziel der Druckversuche war es, eine mechanische Konstruktion zu testen, in der das Ellipsoid aus PMMA dem Wasserdruck der Tiefsee von 40 MPa standhält, gleichzeitig seine optischen Funktionen erfüllt und außerdem den Wasseraustausch im Messvolumen nicht behindert. Dieses Ziel wurde mit der in Abbildung 4.9 dargestellten Konstruktion erreicht.

4.5 Elektronik

4.5.1 Blockschaltbild des I3 λ -SLM

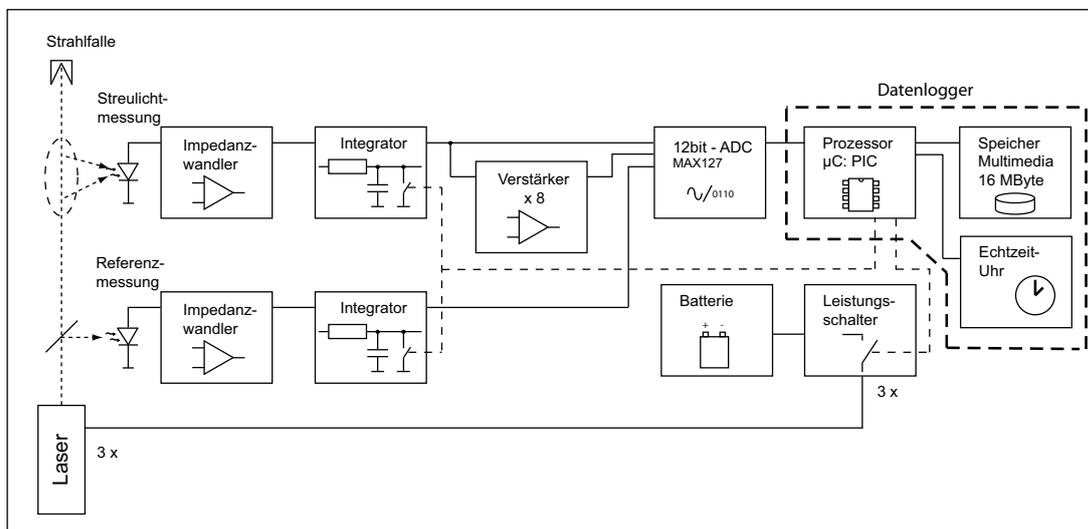


Abbildung 4.10: Blockschaltbild der Messelektronik

Der Einsatz der Messsonde ist mit einer stündlichen Messung geplant. Jede Stunde generiert dann die Echtzeituhr des Datenloggers einen Einschaltbefehl für den zentralen Prozessor. Der Prozessor programmiert die Uhr auf den nächsten Alarmzeitpunkt und startet das Messprogramm (siehe Anhang Seite 129). Das Messprogramm besteht aus einer festen Anzahl von Messzyklen, die jeweils – neben einer Dunkelmessung

– jeden der drei Laser über elektronische Schalter einmal einschalten. Die Photoströme der Referenz- und der Streulichtphotodiode werden von den Impedanzwandlern in proportionale Spannungen umgesetzt, die über die Integratoren aufsummiert werden. Das Streulichtmesssignal wird zur Erhöhung der Auflösungsdynamik von einem nichtinvertierenden Verstärker achtfach verstärkt. Die drei Messspannungen werden durch den Analog-Digital-Wandler vom Prozessor gesteuert in 12bit-Digitalwerte gewandelt und im nichtflüchtigen Speicher abgelegt. Nach Durchlaufen aller Messzyklen schaltet der Prozessor sich und sämtliche Peripherie bis auf die Uhr ab. Die Messung und Messdatenbehandlung wird in Abschnitt 4.5.4 detaillierter beschrieben.

4.5.2 Analogelektronik

Photodiode

Als Detektor im Brennpunkt des Ellipsoiden wurde eine PIN-Photodiode BPW34 mit einer quadratischen sensitiven Fläche von 7mm^2 ausgewählt. Bei PIN-Photodioden befindet sich zwischen den **p**- und den **n**-dotierten Siliziumschichten noch eine **in**trinsische Schicht, die zur Verbreiterung der Raumladungszone dient. Dadurch erhöht sich zwar der Dunkelstrom um eine Größenordnung, durch die verbreiterte Grenzschicht ergibt sich allerdings im Vergleich zur PN-Photodiode eine verkleinerte Sperrschichtkapazität und die Diode reagiert auf einen Wechsel der Beleuchtungsstärke schneller. Bei der BPW34 beträgt die Sperrschichtkapazität 72 pF ohne von außen angelegter Spannung. Ihr Dunkelstrom I_d beträgt bei einer in Sperrrichtung angelegten Spannung von $V_R = 10\text{ V}$ nur $I_d = 2\text{ nA}$.

PIN-Photodioden liefern im Photoelementbetrieb, d.h. im Kurzschluss betrieben, über sechs bis sieben Größenordnungen ($10\text{ pA} - 10\text{ }\mu\text{A}$) hinweg zur Bestrahlungsstärke E proportionale Ströme. Als flache Detektoren haben sie eine nahezu kosinusförmige Abhängigkeit vom Einfallswinkel senkrecht zur empfindlichen Fläche.

Ersatzschaltbild: Das Ersatzschaltbild einer Photodiode besteht aus der Parallelschaltung einer idealen beleuchtungsabhängigen Stromquelle I_{Ph} , einem Shuntwiderstand R_S (BPW34: $5\text{ G}\Omega$ bei einer Temperatur von $20\text{ }^\circ\text{C}$) und einer Kapazität C_S (BPW34: 70 pF), die der Kapazität der Sperrschicht entspricht (siehe Abbildung 4.11). Die Photodiode hat eine spektrale Effizienz die Strahlung in einen elektrischen Strom umzusetzen, die bei 850 nm ihr Maximum erreicht. Die spektrale Quanteneffizienz und Empfindlichkeit sind bei den hier verwendeten Wellenlängen im DATENBLATT BPW34 (1999) abzulesen:

Wellenlänge	spektrale Quanteneffizienz	spektrale Empfindlichkeit
532 nm	47 %	0.29 A/W
670 nm	73 %	0.45 A/W
785 nm	94 %	0.58 A/W

Temperatur: In Abhängigkeit von der Temperatur ändert sich die Zahl der Ladungsträger im Halbleiter, damit der Innenwiderstand der Photodiode und es ergibt sich ein anderer Dunkelstrom. Bei einer Vorspannung von $U_R = 10\text{ V}$ ergibt sich laut Datenblatt eine logarithmische Änderung des Dunkelstroms von etwa 0.4 Dekaden pro 10 °C Temperaturerhöhung. Bei einer Temperatur von 0 °C stellt sich nach DATENBLATT BPW34 (1999) ein Dunkelstrom von $I_D = 0.2\text{ nA}$ ein. Die Temperaturabhängigkeit der Empfindlichkeit der Photodiode ist im Datenblatt mit -0.1 %/K angegeben. Damit ergeben sich bei den Temperaturunterschieden zwischen Labor- und Einsatzbedingungen von $\Delta T = 20\text{ °C}$ Empfindlichkeitsänderungen von 2 % .

Impedanzwandlung

Um die kleinen Ströme einer kurzgeschlossenen Photodiode in auswertbare Messsignale umzuwandeln, wird häufig ein Impedanzwandler verwendet. Neuere Schaltungstechniken mit bereits integrierten Photodioden arbeiten oft nach dem Prinzip der direkten Photostromintegration über geschaltete Kapazitäten. Wird diese Schaltung jedoch mit diskreten Bauteilen selbst aufgebaut, werden durch die Schaltkapazitäten der verwendeten hochohmigen FET-Schalter weitere Ladungen injiziert, die die Messung verfälschen. Fertig integrierte Photostromintegratoren haben jedoch den Nachteil der aufwendigeren digitalen Ansteuerung. Zusammen mit Photodioden integrierte Photostromintegratoren haben (noch) den Nachteil der mechanischen Größe, so dass hier ein Mittelweg der klassischen Impedanzwandlung mit anschließender Integration gewählt wurde.

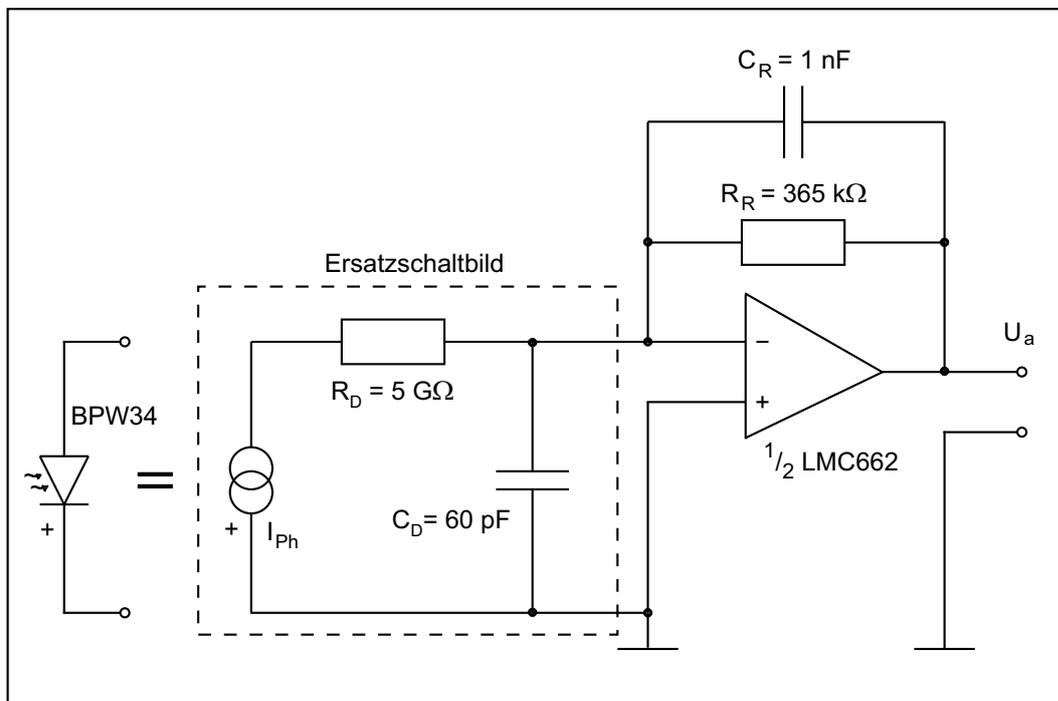


Abbildung 4.11: Impedanzwandler mit Ersatzschaltbild der PIN-Photodiode

Schaltung: Direkt hinter die Photodiode schließt sich eine Schaltung zur Impedanzwandlung an, die den bestrahlungsproportionalen Kurzschlussstrom der Diode in eine Spannung umwandelt. Abbildung 4.11 zeigt diese Schaltung eines invertierenden Verstärkers, aufgebaut mit einem FET-Operationsverstärker (OP). Sie wurde so dimensioniert, dass bei einer Streustrahlungsstärke, die der maximal zu detektierenden, mit den Projektpartnern vereinbarten Trübung entspricht, an ihrem Ausgang eine Spannung $U_a = 200 \text{ mV}$ bereitgestellt wird.

Wird die Photodiode im photovoltaischem Betrieb betrieben, also die Stromproportionalität im Kurzschlussfall ausgenutzt, wird die Photodiode üblicherweise in Sperrrichtung eingesetzt. Die Photodiode liefert dann mit ihrer Kathode am negativen OP-Eingang einen positiven, in den Summationspunkt hineinfließenden Strom. Der OP reagiert so, dass er – wegen der hochohmigen Eingänge – den Photostrom über den Rückkoppelwiderstand durch eine negative Spannung am Ausgang abfließen lässt. Dadurch wird von dem OP die Differenzspannung zwischen seinen Eingängen minimiert. Im Ergebnis liegt eine negative Spannung am Ausgang des OPs und damit am Ausgang der Schaltung an.

Um die Bereitstellung von negativen Betriebsspannungen einzusparen, wurde hier ein alternativer Weg beschritten. Der OP wird nur mit einer Spannung von +5 V versorgt. Damit ist sein Aussteuerbereich auf positive Spannungen am Ausgang begrenzt. Bei Beleuchtung der Photodiode wird durch die Ladungsträgertrennung eine positive Spannung an der Kathode erzeugt. Die Anode liegt relativ dazu auf negativerem Potential. Wird die Kathode mit dem 0V-Potential verbunden, fließt durch die Photodiode verursacht ein Strom aus dem Summationspunkt in die Photodiode hinein. Dieser Strom wird durch den OP mittels eines positiven Stroms durch den Rückkoppelwiderstand kompensiert. Damit liegt eine positive Spannung am Ausgang der Schaltung. Der positive Eingang des OPs liegt hierbei auf 0 V (siehe Abbildung 4.11).

Die Schaltung heißt Impedanzwandlerschaltung, weil sie die hochohmige Stromquelle der Photodiode am Eingang des OPs in eine proportionale niederohmige Spannungsquelle am Ausgang des OPs wandelt. Der hier für die Impedanzwandlung verwendete Operationsverstärker ist ein rauscharmer FET-OP des Typs LCM662 von National. Die Kenndaten des OPs sind im Anhang aufgeführt.

Fehlerströme auf der Leiterplatte: Leiterplattenwiderstände zwischen Leiterbahnen liegen in der Größenordnung von $10 \text{ G}\Omega$. Der Impedanzwandler arbeitet mit Spannungen von wenigen Volt, darum betragen mögliche Kriechströme auf der Impedanzwandlerplatine $2 \text{ V}/10 \text{ G}\Omega = 0.2 \text{ nA}$. Messungen mit einem Picoamperemeter ergaben, dass bei dem Aufbau der Streulichtintegration mit dem Ellipsoiden und der gewählten Photodiode mit Photodiodenströmen von 10 nA bis $10 \mu\text{A}$ zu rechnen ist. Damit ist ein Kriechstromschutz (Guard) der Eingänge des OPs nicht notwendig.

Integrator

An die Vorverstärkung schließt sich ein Integrator an, in dem die beleuchtungsproportionale Spannung des Impedanzwandlers (als Strom) über eine bestimmte Zeit aufintegriert wird. Wird eine Integration über einen Tiefpass ausgeführt, hat der Tiefpass neben der Mittelung der Signale mit einem 5τ breitem 'Fenster' die nachteilige Eigenschaft der Faltung jeder Eingangsspannungsänderung mit der Ausgleichsexponentialfunktion $e^{-1/(RC)}$. Ein Tiefpass besitzt den Vorteil eines stetigen ungeschalteten Betriebs, weil jedes mögliche (Übersteuerungs-)Signal nach 5τ abgeklungen ist. Allerdings hat er auch den Nachteil der Wichtung aller Eingangssignale zum Auslesezeitpunkt mit der Ausgleichsexponentialfunktion. Dieser Effekt kann zwar durch größere Zeitkonstanten und der damit verbundenen Linearisierung der Exponentialfunktion sowie der längeren Mittelungszeit abgeschwächt werden, damit ergeben sich jedoch sehr große Zeitkonstanten, die die Reaktionszeit des Ausgangs stark ansteigen lassen.

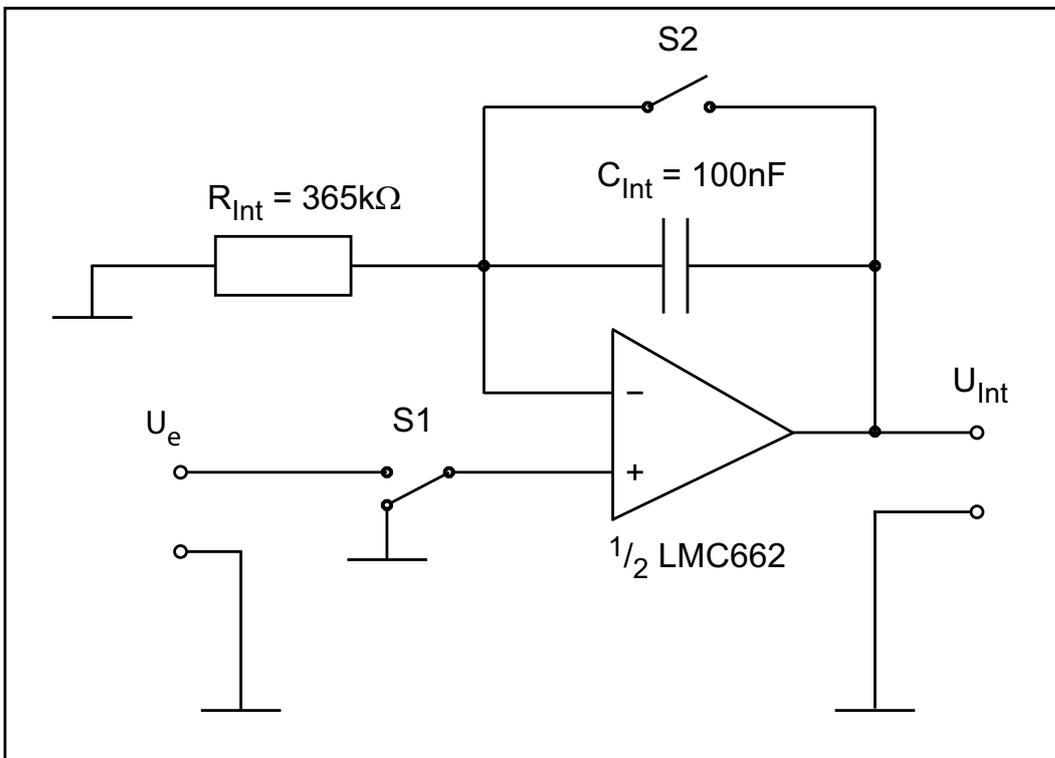


Abbildung 4.12: Schaltbild der Integratorstufe

Vergleich Tiefpass: Hier wurde die Schaltung als ein echter Integrator konzipiert, um die Signale zu Beginn und zum Ende der Integrationszeit gleich stark zu gewichten. Das macht eine zyklische Löschung des Integrators durch Kurzschließen der Integratorkapazität vor der Messung notwendig. Dies wird im sequenziellen Messablauf durch den Prozessor des Datenloggers gesteuert. Über ihn ist auch die Integrationszeit zwischen 2.5 ms und 82 ms einstellbar. Die Aktivierung des Integrators und

seine Löschung wurden durch integrierte FET-Schalter realisiert. Die FET-Schalter zur Steuerung der Integration sind CD4053 CMOS-Typen, die im eingeschalteten Zustand einen Widerstand von 200Ω und im ausgeschalteten Zustand einen Widerstand von $> 50 M\Omega$ haben. Der nicht zu kleine Restwiderstand des Schalters zum Kurzschließen des Integrationskondensators hat zusätzlich den Vorteil, kleinere Kurzschlussströme fließen zu lassen.

Schaltung: Wird der Integrationsschalter S_1 geschlossen, liegt die Spannung des Impedanzwandlers am positiven Eingang des OPs. Der Restwiderstand des Schalters von 200Ω am Eingang des OPs wirkt sich wegen des niedrigen Stromflusses von 2 pA in den OP-Eingang nicht aus. Der OP arbeitet so, dass er die Differenzspannung an seinen Eingängen minimiert: $U_n - U_p = 0$. Er stellt über seinen Ausgang einen Strom I durch den Integrationskondensator C_{Int} und R_{Int} (in den negativen OP-Eingang fließt kein Strom hinein) so ein, dass der Strom I über den Widerstand R_{Int} eine gleichgroße Spannung U_n wie an seinem Eingang U_p abfallen lässt. Die Kondensatorspannung $U_{C_{\text{Int}}}$ berechnet sich zu $C \cdot U_{C_{\text{Int}}} = Q = \int I dt = \int U_n / R_{\text{Int}} dt$, mit $U_n = U_p$ folgt $U_{C_{\text{Int}}} = 1 / (R_{\text{Int}} C_{\text{Int}}) \int U_p dt$. Die Kondensatorspannung $U_{C_{\text{Int}}}$ ist über die Konstante $1 / (R_{\text{Int}} C_{\text{Int}})$ zu dem Integral der Eingangsspannung U_p proportional. Bei einer Eingangsspannung von 200 mV ergibt sich mit $R_{\text{Int}} = 365 \text{ k}\Omega$ und $C_{\text{Int}} = 47 \text{ nF}$ eine Ausgangsspannung $U_{C_{\text{Int}}} = 0.7 \text{ V}$. Am Ausgang der Schaltung ergibt sich die Spannung U_a als Summe der Spannungen U_n und $U_{C_{\text{Int}}}$. Solange ein Strom fließt – bei geschlossenem Integrationsschalter S_1 – ist die Spannung $U_n > 0 \text{ V}$. Wird der Schalter S_1 geöffnet und ist damit $U_p = U_n = 0 \text{ V}$, ist die Ausgangsspannung gleich der Kondensatorspannung $U_a = U_c$ und das Messergebnis liegt am ADC an. Das Integrationsergebnis kann analog-digital gewandelt werden. Nach der Wandlung wird durch Schließen des Schalters S_2 der Kondensator entladen. Der Restwiderstand des FET-Schalters ergibt zusammen mit der Integratorkapazität eine Zeitkonstante von $1 / (R_{\text{FET}} C_{\text{Int}}) = 1 / (200 \Omega \cdot 47 \text{ nF}) = 9.4 \mu\text{s}$, so dass die Entladung innerhalb der Befehlszykluszeit von 2.5 ms zuverlässig abgeschlossen ist.

Um die Dynamik des Aufbaus zu erhöhen, wurde hinter der Integrationseinheit des Messkanals noch ein weiterer nichtinvertierender Spannungsverstärker eingefügt. Er verstärkt das Integrationsergebnis um den Faktor acht. Die Ausgangsspannung dieses Verstärkers wird an einem weiteren Eingang des A/D-Wandlers zur Verfügung gestellt.

Besondere Bauteile: Da der bei der Impedanzwandlung verwendete OP LMC662 eine Aussteuerung bis nahe an die Versorgungsspannung zulässt (rail-to-rail-Typ), wurde der gleiche OP auch für die Integrationselektronik verwendet. Die Daten des OPs und weiterer Bauteile sind im Anhang aufgeführt.

Als Integrationskapazität wurde ein Polyesterfolienkondensator MKS-2 der Fa. Wima mit einer Kapazität von 47 nF ausgewählt. Polyesterfolienkondensatoren können mit hoher Genauigkeit hergestellt werden und besitzen einen niedrigen Leckstrom.

Analog-Digital-Wandlung

Zur Wandlung der analogen Spannungen in digitale Werte wurde ein MAX127 (ADC) eingesetzt. Dessen Vorteile sind die große Zahl von Eingängen, eine programmierbare interne Spannungsreferenz und durch eine I²C-Schnittstelle die leichte Anbindung an den Datenlogger.

Kompensation

Die spektrale Abhängigkeit des Ausgangssignals der Photodiode kann dadurch kompensiert werden, dass eine gleichartige Diode zur Referenzmessung eingesetzt wird und die jeweiligen Messwerte bei der Auswertung mit den Referenzwerten ins Verhältnis gesetzt werden. Hierdurch wird auch eine mögliche Intensitätsschwankung der Laser ausgeglichen.

Referenzmessung: Der Referenzstrahl wird durch eine unter 45 ° in den zusammengeführten Strahlengang der Laser eingebrachte Glasscheibe optisch ausgekoppelt. Bei einer Brechzahl der Glasscheibe von $n = 1.51$ werden durch die Scheibe unter diesem Winkel 18.8 % der zusammengeführten Strahlen auf die Referenzdiode gespiegelt. Durch die gleichzeitige Referenzmessung des ausgekoppelten Teilstrahls mit einer gleichartigen Photodiode können folgende Effekte, die auf beide Photodioden gleichermaßen Einfluss haben, erfasst und durch Verhältnisbildung der Messergebnisse eliminiert werden:

- die Temperaturdrift der Photodioden,
- die spektrale Empfindlichkeit der Photodioden,
- die unterschiedlichen optischen Leistungen der Laser und
- die zeitlichen Leistungsschwankungen der Laser.

Dunkelmessung: Durch Dunkelmessungen bei abgeschalteten Lasern zu Beginn jedes Messzyklus können gleichbleibende additive Effekte der Messungen korrigiert werden. Dies sind:

- die Dunkelströme der Photodioden,
- die Offsetspannungen und Biasströme der Messelektronik und
- die Hintergrundstrahlung.

Diese Dunkelmesswerte werden von den einzelnen Messwerten pro Messkanal subtrahiert, bevor deren Verhältnis zur Referenzmessung errechnet wird. Das setzt voraus, dass die Dunkelmesswerte eine bestimmte Größe nicht überschreiten. Ansonsten kannes vorkommen, dass die Messelektronik außerhalb ihres linearen Bereichs arbeitet oder dass durch die Subtraktion großer Werte voneinander große Fehler in der Algorithmik der Auswertung entstehen.

Versorgung

Zum Schalten der Laserbetriebsspannungen werden die Leistungs-FET-Schalter NDH8321 eingesetzt, die über den I²C Parallelportwandler PCF8574 vom Prozessor oder der Uhr des Datenloggers angesteuert werden.

Die Stromversorgung der Laser und der Messelektronik wurde mit Hilfe von DC/DC-Wandlern der Fa. Datel mit einem Eingangsspannungsbereich von 10 V bis 18 V ausgeführt. Die Taktung der Laser funktioniert über das Schalten ihrer Versorgungsspannung mittels Leistungshalbleitern. Ein DC/DC-Wandler mit einer Ausgangsspannung von 5 V wurde zur Versorgung der Messelektronik und der Halbleiterlaser benötigt. Ein weiterer DC/DC-Wandler mit einer Ausgangsspannung von 3.3 V wurde zur Versorgung des Nd:YAG-Lasers eingesetzt.

4.5.3 Digitalelektronik - Datenlogger

Der eingesetzte Datenlogger wurde als OEM-Modul bei Fa. TriOS Optical Sensors GmbH in Oldenburg beschafft und in das Messgerät integriert. Er beinhaltet als Prozessor einen stromsparenden PIC-Microcontroller – ein Mikrocontroller ist ein spezieller Prozessor, bei dem Zusatzfunktionen wie Treiber, Timer oder Programmspeicher bereits eingebaut sind und der darum mit wenigen Peripheriebausteinen auskommt, – eine programmierbare Uhr, 16 Megabyte Speicher auf einer in Handel leicht erhältlichen Multimedia Speicherkarte sowie die zum Datenlogger gehörige Steuerungssoftware. Mit Hilfe dieser Software kann der Datenlogger ein festgelegtes Messprogramm über 24 Stunden durchlaufen, wobei er sich und die Messelektronik aus energetischen Gründen zwischen den aktiven Phasen bis auf die Uhr vollständig abschaltet. Die vorhandenen Schnittstellen des Datenloggers lassen eine einfache Integration in die Messelektronik zu. Das während der Messung ablaufende Messprogramm konnte durch die Makro-Programmierung des I²C-Bus flexibel an die Elektronik angepasst werden. Es läuft mit einer Geschwindigkeit von 2.5 ms pro Befehl ab.

Die Kriterien für die Verwendung dieses Datenloggers waren:

- Ruhestromverbrauch des Loggers vernachlässigbar klein (Echtzeituhr wird aus eigener Batterie versorgt),
- einfache Adaption an eigene Mess- und Versorgungselektronik durch I²C-Bus-Architektur,
- komplette Steuerbarkeit des Loggers über die serielle Schnittstelle (inklusive Auslesen des Datenspeichers),
- leichter Austausch der Software,
- leichter Austausch der Speicherkarte,
- Verfügbarkeit von großen Speichermedien bis 128 MByte,
- Firmensitz des Herstellers vor Ort (Service während der Entwicklungsphase).

4.5.4 Messung und Messdatenbehandlung

Ein durch den Prozessor gesteuerter Messzyklus besteht aus folgendem sequenziellen Ablauf:

1. Integrator löschen,
2. Laser einschalten,
3. Integrationszeit abwarten,
4. Laser ausschalten,
5. Integrationsergebnisse der drei Messkanäle in Digitalwerte wandeln,
6. Digitalwerte des ADC im nichtflüchtigen Speicher abspeichern.

Dieser Messzyklus wird pro Messung viermal durchlaufen: einmal zur Erfassung der Hintergrundstrahlung ohne Streulichterzeugung und einmal für jede Streulichtwellenlänge. Für einen Durchlauf der vier Messzyklen wird – bei einer Integrationszeit von 60 ms – eine Zeit von etwa 0.7 s benötigt. Diese Dauer wird bei den auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten und Variationen der Teilchengrößenverteilungen, wie sie bei einem Suspensionsereignis zu erwarten sind, als ausreichend simultan angesehen, um die so erlangten Daten zueinander in Beziehung setzen zu dürfen. Wird ein Messprogramm eingestellt, in dem eine größere Anzahl der Messzyklen durchlaufen wird, kann durch die Verschachtelung und Mittelung der spektralen Einzelmessungen von einer gleichzeitigen Erfassung der Messwerte der drei Wellenlängen ausgegangen werden. Die binären Messwerte des ADC werden im Folgenden mit $A_{\lambda,y}$ bezeichnet. Hierbei gibt der Index λ den Messzyklus bei den Wellenlängen 532 nm, 670 nm und 785 nm an und $\lambda = 0$ beschreibt den Dunkelmesszyklus. Der Index y bezeichnet den jeweiligen Messwert des ADC-Kanals: $y = \text{ref}$ für den Referenzmesskanal, $y = 1$ für den Messkanal mit einfacher und $y = 8$ für den Messkanal mit achtfacher Verstärkung. Zum Beispiel bezeichnet $A_{532,8}$ den binären Messwert des Kanals mit achtfacher Verstärkung des 532 nm-Zyklus.

Ein Messwertverhältnis $M_{\lambda,y}$ ist das Verhältnis der um die Dunkelmesswerte ($\lambda = 0$) subtrahierten Messwerte der Kanäle $y = 1, 8$ zu den jeweiligen Referenzwerten:

$$M_{\lambda,y=[1,8]} = \frac{A_{\lambda,y=[1,8]} - A_{\lambda=0,y=[1,8]}}{A_{\lambda,\text{ref}} - A_{\lambda=0,\text{ref}}} \quad (4.3)$$

Die sechs Messwertverhältnisse $M_{532,1}, M_{532,8}, M_{670,1}, M_{670,8}, M_{785,1}, M_{785,8}$ entsprechen den Verhältnissen von Streulichtintensitäten, die proportional zu den Streukoeffizienten der jeweiligen Wellenlänge sind. Durch eine geeignete Kalibrierung jedes der sechs Messwertverhältnisse kann aus ihnen direkt der jeweilige Streukoeffizient errechnet werden. Wegen des großen Dynamikbereichs jedes der ermittelten Streukoeffizienten über mehrere Größenordnungen wird als Kalibrierfunktion eine lineare Funktion auf die logarithmierten Messwertverhältnisse angewandt:

$$b(\lambda) = 10^{(a_{1,\lambda} \cdot \log_{10}(M_{\lambda,y}) + a_{0,\lambda})} \quad (4.4)$$

mit den später durch die Kalibrierung zu bestimmenden Kalibrierkoeffizienten $a_{1,\lambda}$ und $a_{0,\lambda}$ der Wellenlängen $\lambda = 532 \text{ nm}$, 670 nm und 785 nm .

Kalibrierung auf Massenkonzentration von Suspensionen mineralischer Partikel: Die Streukoeffizienten $b(\lambda)$ sind proportional zum suspendierten Streuvolumen, das über die mittlere Dichte der Streuteilchen proportional zur suspendierten Masse ist. Entweder kann zur Ermittlung der Masse pro Volumen eine mittlere Dichte der suspendierten Partikel angenommen werden oder wiederum durch eine Kalibrierung mit gewonnenen Massen von Filtrationen eine Kalibrierfunktion für eine suspendierte Masse eines repräsentativen Materials gefunden werden. Aus den durch Messungen bestimmten Streukoeffizienten $b(\lambda)$ kann mit dieser Kalibrierfunktion die Massenkonzentration der Suspension $MK(\lambda)$ in Milligramm pro Liter errechnet werden. Die für die drei Wellenlängen getrennt kalibrierten Ergebnisse der suspendierten Massen $MK(\lambda)$ können zur gemeinsam ermittelten Massenkonzentration MK gemittelt werden.

Mit den angesetzten Massenkalkulierungsfunktion

$$MK(\lambda) = 10^{(m_{1,\lambda} \cdot \log_{10} b(\lambda) + m_{0,\lambda})} \quad (4.5)$$

ergeben sich aus den Filterwägungen durch die Massenkalkulierung die sechs Massenkalkulierungskoeffizienten $m_{1,\lambda}$ und $m_{0,\lambda}$.

4.5.5 Leistungsbedarf

Der Leistungsbedarf der Sonde beträgt bei einem Betrieb von einer Minute pro stündlicher Messung 12.4 Ah im Jahr bei einer Betriebsspannung von 15 V. Das Batteriegehäuse wurde für zehn Zellen der Größe D (Monozellen) ausgelegt. Zehn Alkali-Mangan-Zellen dieser Größe haben zusammen eine Batteriekapazität von etwa 19 Ah. Diese Batteriekapazität reicht aus, um das Messgerät ein Jahr lang betreiben zu können.

4.5.6 Rauschen

In jeder elektronischen Schaltung treten verschiedene Rauschquellen auf. Im Folgenden wird eine Abschätzung der Größe des Rauschens auf die Streulichterfassung und Impedanzwandlung gegeben. Dabei wird jeweils die Rauschleistung pro betrachteter Größe ermittelt und ihr Einfluss auf den Ausgang der Schaltung untersucht. Damit eng verbunden ist der Begriff der Bandbreite $B = f_2 - f_1$, der die in der Schaltung übertragenen Frequenzen innerhalb der -3dB-Grenzen beschreibt. Dabei ist f_1 die niedrigste und f_2 die höchste durch die Schaltung übertragene Frequenz. Da die Bandbreite B in jeden Rauschbeitrag als \sqrt{B} eingeht, ist eine Verringerung der Bandbreite ein wirksames Mittel zur Begrenzung des Rauschens. Durch den Entkoppelkondensator $C_1 = 1 \text{ nF}$ in Abbildung 4.13 parallel zum Rückkoppelwiderstand der Impedanzwandlung $R_N = 365 \text{ k}\Omega$ wird eine obere Grenzfrequenz von

$f_g = f_2 = 1/(2\pi R_N C_1) = 436 \text{ Hz}$ festgelegt. Die kleinste übertragene Frequenz ist die Schaltfrequenz der Laser $f_1 = 1.4 \text{ Hz}$. Damit ergibt sich eine Bandbreite von $B = f_2 - f_1 = 436 \text{ Hz} - 1.4 \text{ Hz} = 434.6 \text{ Hz} \approx 435 \text{ Hz}$.

Um zunächst von der Bandbreite unabhängig zu sein, wird der Begriff der Rauschleistungsdichte $p_n = d\Delta P/df$ definiert. Im Fall von weißem Rauschen, das alle Frequenzen enthält, ist die Rauschleistungsdichte von der Frequenz unabhängig. Im Fall von rosa Rauschen bzw. $1/f$ -Rauschen fällt die Rauschleistungsdichte mit -3 dB pro Dekade ab. Entsprechend sind auch die Größen der Rauschspannungsdichte v_n und der Rauschstromdichte i_n definierbar.

Die Rauschgrößen eines OPs werden auf seine Eingänge bezogen, um sie mit den Rauschgrößen der Eingangsbeschaltungen vergleichen zu können.

Durch den sehr niedrigen Eingangsruhestrom des FET-OPs von 2 fA entstehen laut Datenblatt am Eingang des OPs Rauschleistungsdichteströme von $i_{\text{nop}} = 0.2 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

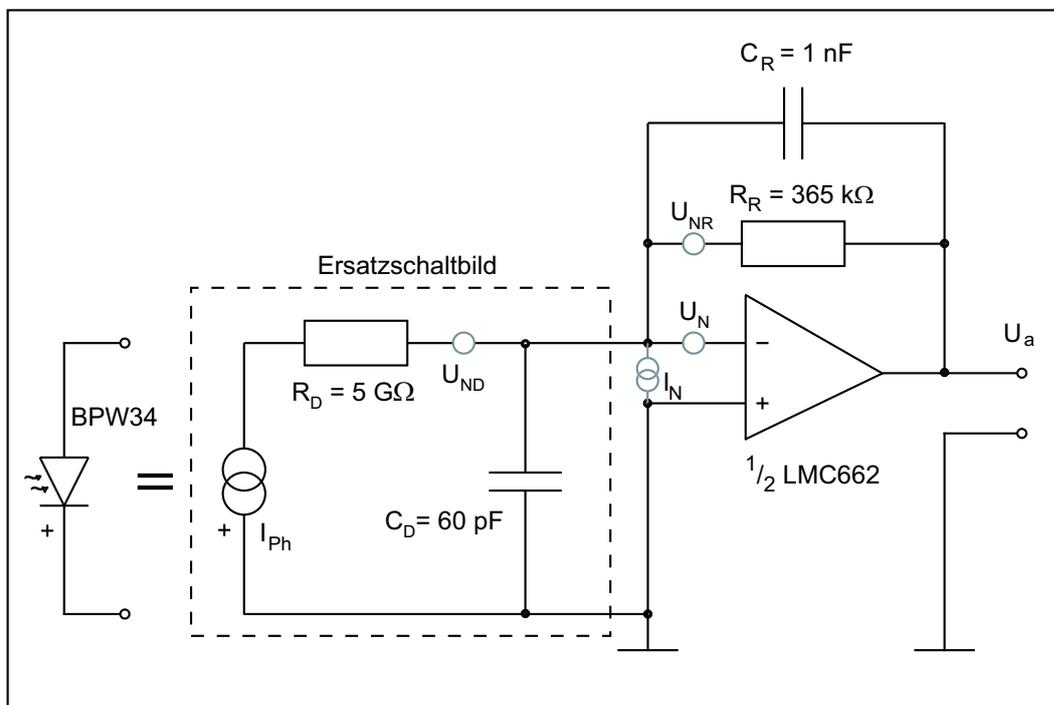


Abbildung 4.13: Impedanzwandler mit Ersatzschaltbild der PIN-Photodiode und der auftretenden Rauschquellen

Die auftretenden Rauschquellen sind:

- **Thermisches Rauschen** (auch Johnson- oder Nyquist-Rauschen) entsteht durch die Wärmebewegung der Ladungsträger im Gitter jedes ohmschen Widerstands. An einem Widerstand ohne äußere Beschaltung kann die an ihm abfallende Rauschspannung $V_{n(\text{RMS})} = \sqrt{4kTRB}$ mit der Boltzmannkonstante k und der absoluten Temperatur T mit einem idealen Bandpass mit der Bandbreite B gemessen werden. Die Amplitude dieser Rauschspannung ist nur über die Wahrscheinlichkeit ihres momentanen Wertes zwischen V und $V+dV$ beschreibbar:

$p(V, V+dV) = 1/(V_n\sqrt{2\pi})e^{-V^2/(2V_n^2)}dV$. Die auftretenden Rauschgrößen können zunächst unabhängig von den vorkommenden Frequenzen bzw. der Bandbreite B beschrieben werden. So kann die effektive Rauschspannung V_n als Produkt ihrer Rauschspannungsdichte v_n und der auftretenden Bandbreite dargestellt werden: $V_n = v_n\sqrt{B}$. Die Rauschspannungsdichte ist bei thermischem Rauschen $v_n = \sqrt{4kTR}$. Damit ergibt sich die Rauschspannung $V_n = v_n\sqrt{B} = \sqrt{4kTR}\sqrt{B}$ in $V/\sqrt{\text{Hz}}$ wie oben.

Die am Widerstand umgesetzte Rauschleistung kann aber auch mit $P = I^2 \cdot R$ nach dem Rauschstrom bzw. Rauschstromdichte durch den Widerstand umgestellt werden: $i_n = \sqrt{4kT/R}$.

Mit dem Widerstand der Photodiode $R_D = 5 \text{ G}\Omega = 10 \text{ V}/2 \text{ nA}$ mit dem Dunkelstrom von 2 nA an 10 V aus dem Datenblatt folgt mit der Rauschspannungsquelle des Diodenwiderstands U_{ND} eine Rauschspannungsdichte über dem Widerstand von $v_n = 9.0 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. eine Rauschstromdichte $i_n = 0.18 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Genauso können diese Größen für den Rückkoppelwiderstand $R_2 = 365 \text{ k}\Omega$ errechnet werden zu $v_n = 0.077 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. $i_n = 0.21 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

- **Stromrauschen** (auch Schrotrauschen oder shot-noise) tritt immer dann auf, wenn sich die Zahl der Ladungsträger im Widerstand oder Halbleiter ändert. Damit ist die Rauschstromdichte eine Funktion des Stromflusses I : $i_n = \sqrt{2eI_{DC}}$ mit der Elementarladung e .
- **1/f-Rauschen** (auch Funkelrauschen oder flicker-noise) wird für Betrachtungen bei niedrigen Frequenzen wegen seines 3dB-Abfalls pro Frequenzdekade zunehmend relevanter. Die Ursachen für dieses Rauschen sind noch ungeklärt, die Größe des Rauschens kann darum nur abgeschätzt werden. Bei Metallfilmwiderständen beträgt die Rauschspannung etwa $0.02 \mu\text{V} - 0.2 \mu\text{V}$ pro Volt und Frequenzdekade (HOROWITZ U. HILL (1980)).

In der hier betrachteten Schaltung (siehe Abbildung 4.13) sind mehrere mögliche Rauschquellen denkbar: das Widerstandsrauschen des Innenwiderstands der Photodiode und des Rückkoppelwiderstands, das Eingangsspannungsrauschen des OPs und das Eingangsstromrauschen des OPs. Zur leichteren Betrachtung und zum Vergleich der Rauschgrößen werden im Folgenden alle Rauschquellen auf Rauschspannungen am OP-Eingang umgerechnet. In der Schaltung eines invertierenden Verstärkers können die Rauscheigenschaften der Bauteile teilweise zusammengefasst werden. So kann die Rauschspannung des Eingangswiderstands des OPs auch zusätzlich zu der des Vorwiderstands R_S addiert und der Rest des OPs als rauschfrei angenommen werden. Diese einzelnen Rauschbeiträge können als statistisch voneinander unabhängig betrachtet werden. Damit ist nach HOROWITZ U. HILL (1980) eine geometrische Addition zur Gesamtrauschspannungsdichte möglich. Die Rauschstromleistungsdichte eines invertierenden Verstärkers setzt sich zusammen aus dem OP-Stromrauschen i_n und

dem thermischen Rauschen des Rückkoppelwiderstands (Abbildung 4.13):

$$\begin{aligned} i_{na} &= \sqrt{i_n^2 + (4kT/R_2)^2} \\ &= \sqrt{(0.2 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}})^2 + (4 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 300 \text{ K}/365 \text{ k}\Omega)^2} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Der zweite Term unter der Wurzel ist in der Größenordnung $10^{-11} \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ und damit kleiner als 1 % von i_n und kann vernachlässigt werden. Damit ist $i_{na} \approx 0.2 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Die Gesamtrauschspannungsdichte v_{na} lässt sich ebenfalls durch eine geometrische Addition der relevanten Rauschspannungsdichten wie OP-Eingangsräuschspannungsdichte v_n und thermischer Rauschspannungsdichte des Eingangswiderstands v_{nr} ermitteln:

$$\begin{aligned} v_{na} &= \sqrt{v_n^2 + v_{nr}^2} = \sqrt{v_n^2 + R_D^2 i_{na}^2} \\ &= \sqrt{(22 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}})^2 + (5 \text{ G}\Omega \cdot 0.2 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}})^2} \\ &\approx 1 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Mit der Bandbreite von $B = 435 \text{ Hz}$ folgt damit für die Gesamtrauschspannung: $V_{\text{noise}} = v_n \cdot \sqrt{B} = 1 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{435 \text{ Hz}} = 20.8 \mu\text{V}$.

Ein maximales Ausgangssignal der Eingangsstufe von 200 mV, das gemäß den zwischen den Projektpartnern vereinbarten Vorgaben für die Sonde in 1000 Teile aufgelöst werden sollte, erfordert eine Auflösung von 200 μV . Also beträgt die rechnerische effektive Rauschspannung etwa 10 % der kleinsten geplanten Auflösung. Damit trägt das Verstärkerrauschen des Impedanzwandlers nicht signifikant zu dem Signalausgang bei.

Der Signal/Rauschabstand SNR in dB ist definiert als:

$$\text{SNR} = 10 \log_{10} \frac{V_{\text{signal}}^2}{V_{\text{noise}}^2} \quad (4.8)$$

Es ergibt sich hier:

$$\text{SNR} = 10 \log_{10} \frac{(200 \mu\text{V})^2}{(20.8 \mu\text{V})^2} = 19.7 \text{ dB}$$

Mit den soeben ermittelten Rauschgrößen kann ein rechnerisches Signal-zu-Rauschverhältnis des Impedanzwandlers von SNR besser als 19 dB errechnet werden. Wegen des Quantisierungsrauschens des ADCs von 12 bit Wortbreite kann der Signal/Rauschabstand des Aufbaus rechnerisch schon nicht höher als 76 dB liegen.

4.6 Zusammenfassung Messgerät

Es wurde der mechanische, optische und elektronische Aufbau des neuen *in situ*-Nephelometers skizziert und Besonderheiten seines Aufbaus aufgezeigt.

Als hochintensive Strahlungsquellen werden im I3 λ -SLM drei Kleinlaser verwendet. Zwei Diodenlaser emittieren mit Wellenlängen von 670 nm und 785 nm und ein diodengepumpter frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm. Die Strahlengänge der drei Laser werden durch wellenlängenselektive Spiegel in Deckung gebracht, um das gleiche Messvolumen auszuleuchten. Die in der Messstrecke erzeugte Streustrahlung wird durch einen elliptischen Hohlspiegel über einen weiten Streuwinkelbereich in Vorwärtsrichtung auf dem Photodetektor gebündelt. Als Photodetektor wird eine PIN-Photodiode eingesetzt. Die Photoströme der Photodiode werden über einen Impedanzwandler in proportionale Spannungen gewandelt und hinter einem Integrator in digitale Werte gewandelt, die abgespeichert werden. Gleichzeitig mit der Messung des Streulichtsignals werden eine Messung des Referenzsignals der Laserstrahlung und eine Dunkelsignalmessung aufgezeichnet. Die Steuerung des Messablaufs geschieht durch den Prozessor eines Datenloggers, der sich aus energetischen Gründen nach der Messung abschaltet. Aus den Streulichtmessungen kann durch eine Kalibrierung mit Suspensionen bekannter Streukoeffizienten der Streukoeffizient $b(\lambda)$ bei den drei Laserwellenlängen erfasst werden.

5 Einsatz des Messgeräts

Zur Erprobung und Kalibrierung des neuen I3 λ -SLM wurden im Labor Testreihen mit verschiedenen in Wasser suspendierten Streumaterialien durchgeführt.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird zunächst der Vorgang der Kalibrierung an den Referenzgeräten beschrieben. Danach werden weitere qualifizierende Messungen mit einer Milchverdünnung und dem Wassertrübungsstandard Formazin vorgestellt und verglichen. Daran anschließend wird ein Vergleich zwischen den errechneten Streustrahlstärken von Latexstreuern bekannten Durchmessers mit den Messwerten hergestellt.

Im zweiten Teil des Kapitels folgt die Darstellung eines Probeeinsatzes während einer Forschungsfahrt in die westliche Grönlandsee im September/Oktober 2002. Hierzu gehört die Auswertung der während dieser Seerprobung erfassten optischen Streulichtdaten und ihre Einordnung in das vorgefundene, durch die ozeanographischen Standardmessdaten beschriebene ozeanographische Umfeld.

5.1 Erprobung und Kalibrierung im Labor

Das I3 λ -SLM wurde mit den Messdaten eines Laboraufbaus zur Attenuationsmessung kalibriert. Dieses in Abbildung 5.1 skizzierte Gerät wird im Folgenden mit (Labor-)Photometer bezeichnet. In einem ersten Schritt wurde zunächst die Tauglichkeit dieses Photometers durch Vergleichsmessungen mit einem Laserrefraktometer verifiziert. In einem zweiten Schritt konnte daran anschließend die weitere Kalibrierung mit dem so qualifizierten Photometer durchgeführt werden.

5.1.1 Verifizierung der Messdaten des Laborphotometers

Das Photometer hat einen Öffnungswinkel von etwa 1°. Es erlaubt, die Lichttransmission $T(\lambda)$ durch eine Messstrecke von 240 mm Länge zu erfassen, die mit dem Probenwasser befüllt werden kann. Daraus kann durch die Anwendung des Lambert'schen Gesetzes der spektrale Attenuationskoeffizient $c_{pw}(\lambda)$ des Wassers und seiner Inhaltsstoffe bestimmt werden:

Der Attenuationskoeffizient $c_{pw}(\lambda)$ einer Suspension entspricht der Summe des Attenuationskoeffizienten des Wassers und des Attenuationskoeffizienten des suspendierten partikulären Materials: $c_{pw}(\lambda) = c_w(\lambda) + c_p(\lambda)$. Um die Attenuationsanteile des suspendierten Materials von denen des Wassers zu trennen, wurde das partikuläre Material herausfiltriert und der Attenuationskoeffizient des filtrierten Wassers $c_w(\lambda)$ be-

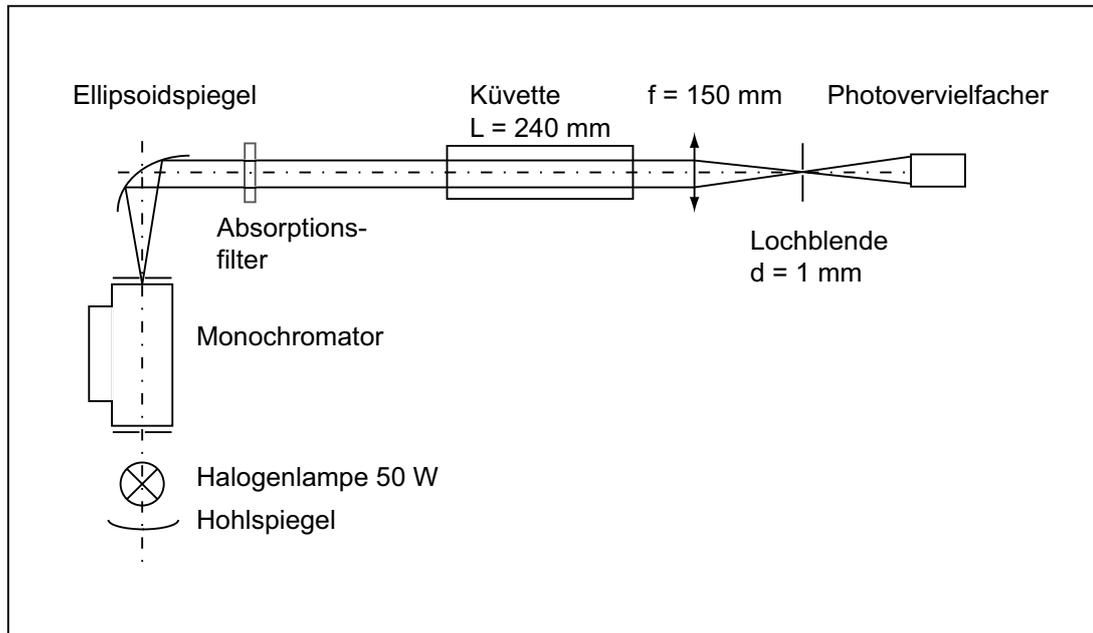


Abbildung 5.1: Skizze des Photometers im Laboraufbau. Das Licht einer Halogenlampe wird von einem Hohlspiegel auf den Eintrittsspalt eines Monochromators gebündelt. Ein Lichtstrahl mit der durch den Monochromator ausgewählten Wellenlänge tritt durch eine Lochblende am anderen Ende aus und wird durch einen außeraxialen Ellipsoidspiegel ins Unendliche abgebildet. Nach Durchlaufen der Glasküvette wird das transmittierte Licht durch eine Linsen-Blenden-Kombination zur Begrenzung des Öffnungswinkels auf einem Photovervielfacher fokussiert. Über Schlauchverbindungen kann die Küvette befüllt, geleert und mit sauberem Wasser gespült werden, ohne sie neu ausrichten zu müssen. Direkt hinter dem Ellipsoidspiegel können Absorptionsfilter zum Abblocken von Wellenlängen höherer Beugungsordnungen des Monochromators eingebracht werden.

stimmt. Durch die darauf folgende Subtraktion der Attenuationskoeffizienten voneinander konnte der spektrale Attenuationskoeffizient des suspendierten Materials $c_p(\lambda)$ ermittelt werden. Diese Subtraktion entspricht einer Division der transmittierten spektralen Strahlungsflüsse. Gleichzeitig fallen durch die Division der Strahlungsflüsse alle durch den Aufbau verursachten spektralen Einflüsse wie die wellenlängenabhängige Transmission des Monochromators, das Emissionsspektrum der Lichtquelle und die spektrale Empfindlichkeit des Detektors heraus. Vorausgesetzt ist hierbei die optische Stabilität des Aufbaus und eine hinreichend homogene durchmischte Suspension während der etwa sechs Minuten dauernden Messung im Labor.

Wird angenommen, dass das suspendierte Material nicht absorbiert $a_p(\lambda) = 0$, ist der Attenuationskoeffizient $c_p(\lambda)$ gleich dem Streukoeffizienten $b_p(\lambda)$.

Die transmittierte Strahlungsdichte durch das filtrierte Wasser

$$I_{tw}(z, \lambda) = I_i \cdot e^{-c_w(\lambda) \cdot z} \quad (5.1)$$

subtrahiert von der transmittierten Strahlungsdichte durch das Wasser zusammen mit

dem suspendierten Material

$$I_{tpw}(z, \lambda) = I_i \cdot e^{-c_{pw}(\lambda) \cdot z} = I_i \cdot e^{-(c_p(\lambda) + c_w(\lambda)) \cdot z} \quad (5.2)$$

ergibt den Attenuationskoeffizienten des partikulären Materials

$$c_p(\lambda) = \frac{1}{z} \ln \frac{I_{tpw}(z, \lambda)}{I_{tw}(z, \lambda)} \quad (5.3)$$

mit der Länge des optischen Weges im Wasser z . Die Menge des suspendierten Materials wurde durch Auswiegen der getrockneten Filter ermittelt. Es wurden Zellulose-Acetat-Filter mit einer Porengröße von $0.2 \mu\text{m}$ verwendet.

Streulicht von Teilchen mit kleinerem Durchmesser, die den Filter passieren, wurde zusammen mit dem Attenuationskoeffizienten des Wassers bei der Nullmessung erfasst und vom Attenuationskoeffizienten der Suspension subtrahiert. Den Filter passierende Teilchen sind kleiner als $0.2 \mu\text{m}$ und damit kleiner als die Wellenlängen des sichtbaren Lichts. Diese kleinen Teilchen haben die charakteristischen kleinen Streuwirkungsquerschnitte der Rayleigh-Streuung und tragen zur gesamten Streuamplitude nur in vernachlässigbarem Umfang bei.

Wird die spektrale Transmission zunächst einer Messprobe gemessen und danach die Transmission derselben filtrierten Probe, können durch Subtraktion der Messwerte voneinander die spektralen Auswirkungen nur des Wassers und gelöster Inhaltsstoffe abgezogen und diejenigen des suspendierten Materials ermittelt werden. Allerdings sind diesem Messprinzip Grenzen gesetzt, die in HAARDT ET AL. (1979) detailliert betrachtet werden. Bei stark verdünnten Suspensionen ist die Transmission der Suspension nahezu gleich der Transmission des filtrierten Wassers. Daraus resultieren nach Abzug zweier nahezu gleichgroßer Transmissionsmesswerte große Fehler. Daher liegt die untere Grenze bei dem beschriebenen Aufbau durch den Streukoeffizienten von reinem Meerwasser bei etwa 0.1 m^{-1} . Bei Suspensionen mit großer Massenkonzentration durch das suspendierte Material tritt neben Mehrfachstreuung des eingestrahlten Lichts auch Absorption des Lichtstrahls auf. Die obere erreichbare Messgrenze des Streukoeffizienten durch Photometermessungen liegt bei einer Küvettenlänge von 250 mm etwa bei 5 m^{-1} .

Das neue Messgerät I3 λ -SLM ist in der Lage, Streukoeffizienten über einen sich über drei Größenordnungen erstreckenden Messbereich zu erfassen. Speziell im Bereich von Streukoeffizienten 10^{-2} m^{-1} bis 10^{-1} m^{-1} wurden die Streukoeffizienten der Tiefseeegewässer erwartet. Damit überlappen sich die Messbereiche des I3 λ -SLM und des Photometers nur teilweise und das Photometer ist mit dieser Küvettenlänge nur bedingt geeignet, um ein Referenzverfahren für das I3 λ -SLM darzustellen. Speziell im Messbereich von kleinen Streukoeffizienten ($< 0.1 \text{ m}^{-1}$) steigt der Fehler der Kalibrierung wegen großer Messwertstreuungen des Photometers an.

5.1.2 Überprüfung der Funktion des Laborphotometers durch Referenzmessungen mit einem Laserrefraktometer

Um das Laborphotometer weiter zu qualifizieren, wurde mit ihm und dem Rohbau des I3λ-SLM am 23. Mai 2002 eine Vergleichsmessung mit einem Laserrefraktometer Galai CIS von LOT-Oriel an dem GKSS Forschungszentrum in Geesthacht durchgeführt. Dieses CIS-Laborgerät kann durch Streulichtmessungen automatisch die Größenverteilung von Teilchen in Suspensionen erfassen. Es misst dazu die Streustrahlstärken von einzelnen Teilchen und errechnet daraus deren Durchmesser im Teilchengrößenbereich von 3 μm bis 100 μm. Ausgegeben wird der relative Volumenanteil einer Teilchengröße an der suspendierten Gesamtfraktion. Durch Division der einzelnen Volumenanteile durch die (kugelförmigen) Teilchenvolumina wurden die relativen Teilchenzahlen der einzelnen Teilchengrößen bestimmt. Aus dem Verlauf der Teilchenzahlen – über dem Teilchenradius aufgetragen – wurde der Junge-Koeffizient der Teilchenverteilung ermittelt und mit dem aus den Daten des Photometers ermittelten Junge-Koeffizienten verglichen.

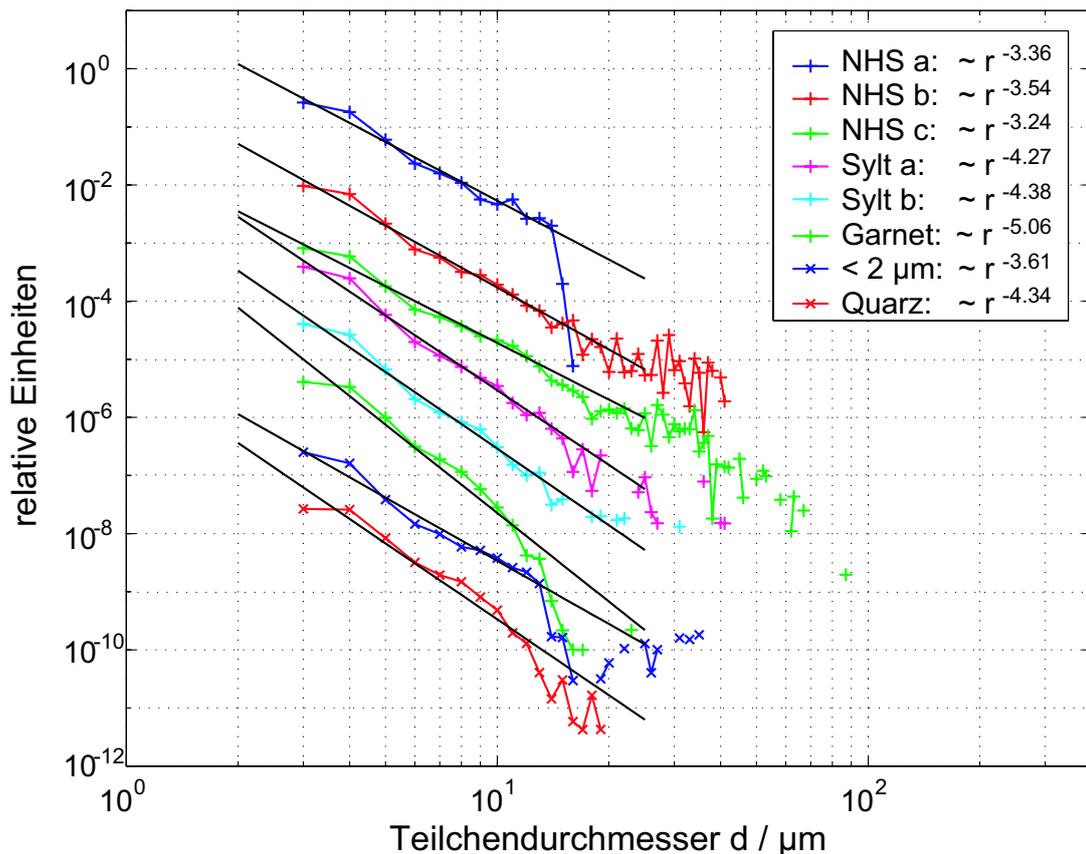


Abbildung 5.2: Teilchengrößenverteilungen der acht CIS-Messungen beim GKSS Forschungszentrum (fünf Proben und drei Verdünnungen). In der Legende sind die hyperbolischen Fitfunktionen der Verteilungen in der Form $y \sim r^{-c_j}$ mit dem Junge-Koeffizienten c_j für Teilchendurchmesser von 3 μm bis 13 μm angegeben. Zur besseren Betrachtung wurden die Kurven jeweils um eine Größenordnung differierend untereinander dargestellt.

Als Proben für diese Vergleichsmessung wurden Teilchensuspensionen unterschiedlicher Herkunft in verschiedenen Konzentrationen hergestellt. Zwei Suspensionen wurden aus natürlichen feinkörnigen Sedimenten vorbereitet, die im Watt bei Neuharlingersiel und Sylt (Probenname: 'Neuharlingersiel' und 'Sylt') aus verschiedenen Sedimenttiefen genommen wurden und deren organischen Anteile zuvor durch eine H_2O_2 -Behandlung herausgelöst wurden. Bei der Probe 'Neuharlingersiel' (NHS) wurde dazu eine Fraktion abfiltriert, gewogen, resuspendiert und damit eine Verdünnungsreihe dreier Proben hergestellt. Bei diesen Proben mit den Bezeichnungen 'a', 'b' und 'c' erhöhte sich die suspendierte Massenkonzentration in der Probe jeweils um den Faktor 3. Die Probe 'Sylt' wurde durch den Projektpartner beim AWI bereitgestellt und während des Versuchs einmal unverdünnt ('Sylt a') und einmal um den Faktor 4 verdünnt ('Sylt b') eingesetzt. Weitere Proben waren: 'Garnet', ein Testgemisch verschiedener Teilchengrößen, und '< 2 μm ' und 'Quarz', zwei extrahierte Teilchengrößen aus natürlichen Proben.

Probenname	durch Filtration bestimmte Massenkonzentration der Suspension / mg/l
Neuharlingersiel a	1.7
Neuharlingersiel b	3.3
Neuharlingersiel c	8.4
Sylt a	11.3
Sylt b	3.5
Garnet	7.2
< 2 μm	1.5
Quarz	2.1

Tabelle 5.1: Proben des Streuversuchs bei der GKSS-Forschungsstelle in Geesthacht und ihre durch Filtration und Wägung ermittelten Massenkonzentrationen in dem Probenvolumen

Je ein Liter dieser Proben wurde nach der Präparation in das CIS-Gerät gegeben, die Teilchenverteilung der Suspension automatisch bestimmt und als Anteil an der Gesamtfraktion ausgegeben. Aus diesen nach ihrer Größe sortierten und aufsummierten Teilchenzahlen konnte je eine Größenverteilungshyperbel mit dem Junge-Koeffizienten $c_{j \text{ CIS}}$ über den Teilchendurchmessern $3 \mu\text{m} < d < 13 \mu\text{m}$ bestimmt werden, wie in Abbildung 5.2 dargestellt. Parallel zu den CIS-Messungen wurden die spektralen Photometertransmissionen derselben Suspensionen im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 800 nm mit einer Auflösung von 10 nm mit dem Laborphotometer bestimmt und daraus ebenfalls über den Hyperbelexponenten γ_{Ph} der Ausgleichshyperbel des spektralen Attenuationskoeffizienten $c_p(\lambda)$ der Junge-Koeffizient $c_{j \text{ Ph}}$ ermittelt.

Nach der Erfassung der optischen Messwerte der Suspensionen durch die Messgeräte wurden die Suspensionen jeweils durch einen Acetatfilter mit der Porengröße $0.2 \mu\text{m}$

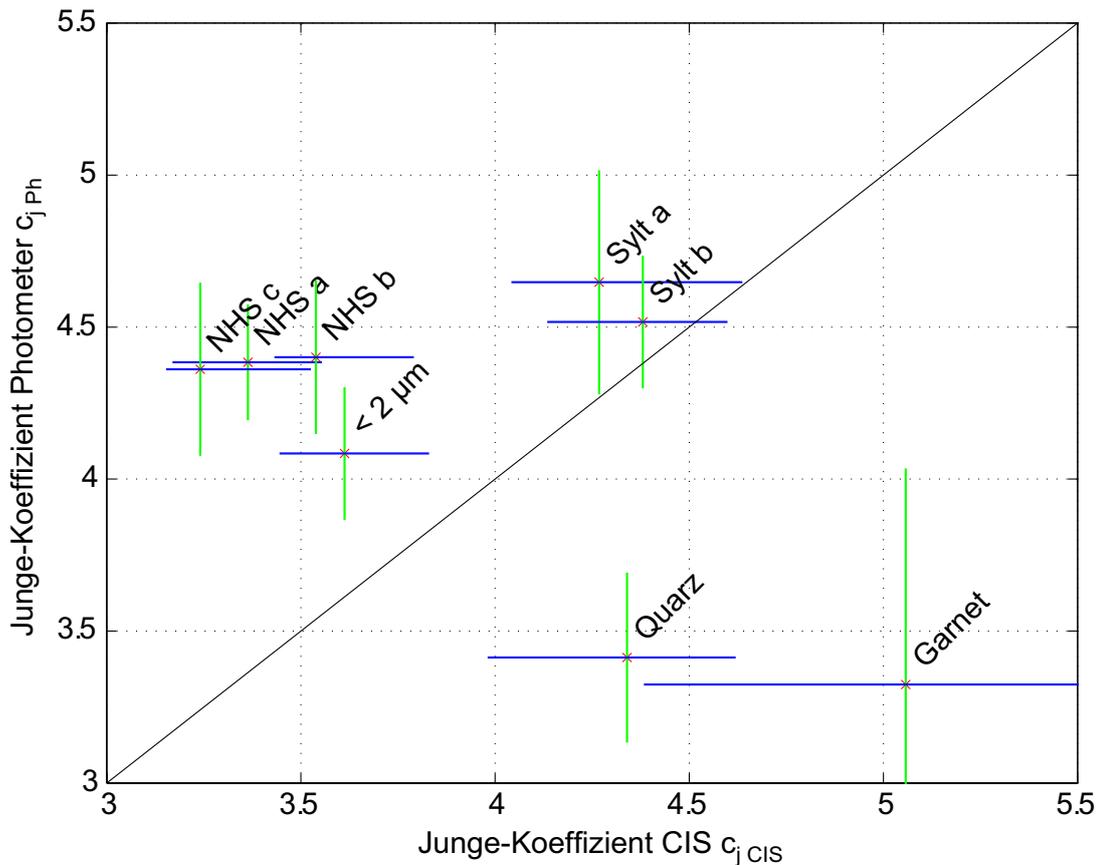


Abbildung 5.3: Vergleich der Junge-Koeffizienten des Photometers $c_{j \text{ Ph}}$ mit den Junge-Koeffizienten des CIS-Geräts $c_{j \text{ CIS}}$.

filtriert und die wahre Massenkonzentration der Suspensionen später durch Wägungen der Filterbeläge bestimmt. In der Tabelle 5.1 sind die so ermittelten suspendierten Massenkonzentrationen der verwendeten Proben zusammengestellt.

Der Vergleich der auf die zwei Arten bestimmten Junge-Koeffizienten c_j der Teilchensuspensionen in Abbildung 5.3 ergibt, dass sich die Junge-Koeffizienten $c_j = 3 - \gamma$ der Verteilungen der Teilchengemenge mit dem Photometer innerhalb der Fehlergrenzen nicht mit dem CIS-Gerät übereinstimmend bestimmen lassen – die Werte liegen nicht auf der Korrelationsgeraden.

Die Steigungen der die Verteilungen beschreibenden Geraden des CIS-Gerätes in Abbildung 5.2 liegen sämtlich zu niedrig. Eine Erklärung hierfür wäre, dass durch das CIS-Gerät nur ein Teil der optisch wirksamen Teilchengrößenverteilungen meßtechnisch erfasst wird: nur Teilchen mit Durchmessern $> 3 \mu\text{m}$ also $r > 1.5 \mu\text{m}$. Der Größenbereich **optisch wirksamer** Teilchen erstreckt sich jedoch bei natürlichen Teilchengrößenverteilungen (vergleiche Abbildung 3.3 in Abschnitt 3.3.2) bis zu sehr viel kleineren Teilchen mit $r \sim 0.1 \mu\text{m}$. Mit dem Photometer werden die Teilchenverteilungen entsprechend ihrer optischen Wirksamkeit bis zur Porengröße der Filter be-

rücksichtigt. Die Porengröße der benutzten Acetatfilter beträgt $0.2 \mu\text{m}$. Beiträge von Teilchen mit kleineren Radien als diese $0.1 \mu\text{m}$ werden durch die Verhältnisbildung der Attenuation vor und nach der Filtration in der Auswertung der Photometerspektren abgezogen. Die voneinander abweichenden Ergebnisse der Geräte bei den gemessenen Junge-Koeffizienten c_j könnten durch die differierenden Empfindlichkeitsbereiche der Geräte erklärt werden. Beispielhaft wird dieser Sachverhalt zur Veranschaulichung in Abbildung 5.4 an den zwei natürlichen Teilchengrößenverteilungen aus Abschnitt 2.4.2 dargestellt.

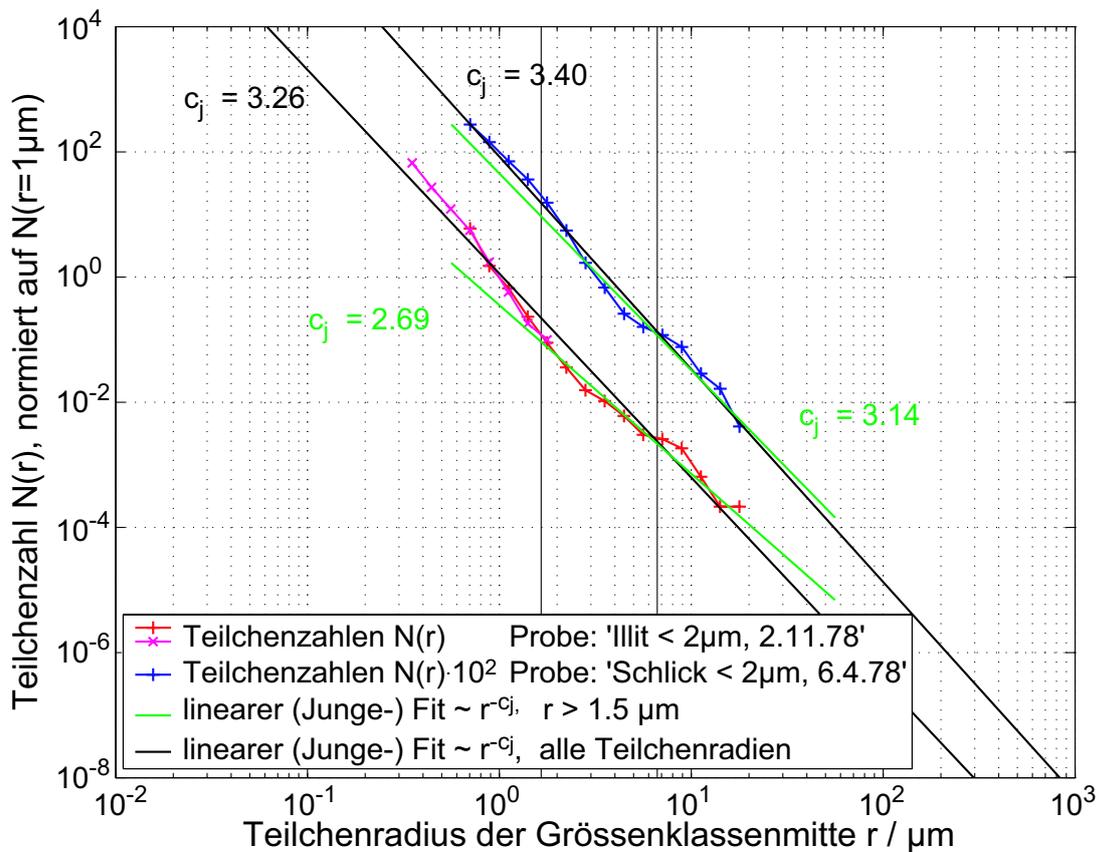


Abbildung 5.4: Der Vergleich der Junge-Koeffizienten c_j zweier natürlicher Proben im gesamten Teilchenradienbereich und in dem eingeschränkten Radienbereich der CIS Auswertung $r > 1.5 \mu\text{m}$ ergibt kleinere Junge-Koeffizienten im eingeschränkten Größenbereich auch dieser Coulter Counter-Messungen.

Mit dieser Erklärung ist die Ursache der differierenden Ergebnisse in dem beschränkten Messbereich des Galai CIS Refraktometers zu suchen, so dass im Folgenden das Photometer zur Kalibrierung des I3 λ -SLM weiter genutzt wurde.

5.1.3 Kalibrierung des I3 λ -SLM Nephelometers

Zur Kalibrierung der Messwerte des neuen Nephelometers wurde die Attenuation verschiedener Suspensionen mit dem Photometeraufbau bestimmt. Über den Vergleich

der so erlangten Attenuationskoeffizienten $c(\lambda)$ mit den Werten des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ des I3 λ -SLM der selben Suspensionen wurde eine Kalibrierung des Streulichtmessgeräts in Streukoeffizienten $b(\lambda)$ erreicht. Dies ist unter der Voraussetzung der Attenuation des Strahlungsflusses durch reine Streuung, also mit vernachlässigbarer Absorption (siehe Abschnitt 5.1.1), möglich.

Gemessen wird mit dem I3 λ -SLM das Verhältnis der in den vorwärtigen Raum gestreuten Strahlstärke zur anregenden Strahlstärke $I_{\text{streu}}(\lambda)/I_i(\lambda)$. Dieses Strahlstärkenverhältnis entspricht in Teilchensuspensionen mit Junge-Größenverteilungen einem bestimmten Streukoeffizienten $b(\lambda)$. Der Streukoeffizient $b(\lambda)$ der gesamten Suspension kann durch eine vorherige Kalibrierung aus dem Streustärkenverhältnis errechnet werden, wenn das vorgefundene Teilchengemisch in mehreren seiner Eigenschaften dem des Teilchengemisches der Kalibrierung entspricht. Folgende Annahmen werden dabei für die Anwendbarkeit der Kalibrierung mit resuspendierten natürlichen Sedimenten vorausgesetzt:

- Es besteht eine bestimmte Form der Teilchengrößenverteilung. Wie in Kapitel 2 beschrieben, kann von einer hyperbolischen Teilchenverteilung ausgegangen werden.
- Es besteht eine konkrete Steigung der Teilchenzahlen über ihrem Durchmesser, diese Steigung wird durch den Junge-Koeffizienten beschrieben, und kann durch Messung des Streukoeffizienten bei verschiedenen Lichtwellenlängen erfasst werden.
- Es besteht eine bekannte und einheitliche Teilchenzusammensetzung. Verschiedene Streumaterialien der suspendierten Teilchen mit unterschiedlichen komplexen Brechzahlen haben direkten Einfluss auf die Genauigkeit der Kalibrierung.
- Es werden zur Kalibrierung dieselben Teilchenformen im Teilchengemisch vorausgesetzt. Homogene Teilchen streuen Licht anders als geschichtete Teilchen oder als in der Natur häufig vorkommende Teilchenaggregate.

Den tatsächlichen Einfluss jedes dieser Faktoren von natürlich vorgefundenen Teilchensuspensionen auf eine aktuelle Kalibrierung zu untersuchen, würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten. Im Folgenden wurde darum die Kalibrierung mit Suspensionen mit hohem Anteil mineralischer Streuer – hauptsächlich Quarze und Illite – wie sie in der westlichen Grönlandsee nach EISMA (1993) und CHESTER (1990) zu erwarten sind, durchgeführt.

Zur Herstellung der für die Kalibrierung des I3 λ -SLM verwendeten Suspensionen wurden sechs aus verschiedenen Tiefen gegrabene Sedimentproben mit hohem Feinmaterialanteil aus dem Rückseitenwatt bei Neuharlingersiel verwendet. Von zwei Proben (Probe Nr. 2 und Nr. 6) wurden zusätzlich Verdünnungsreihen hergestellt.

Nach der Kalibrierung des I3 λ -SLM mit insgesamt vierzehn verschiedenen Proben lassen sich die kalibrierten Messwerte der beiden unterschiedlichen Empfindlichkei-

ten den Referenzmesswerten gegenüberstellen, wie in den Abbildungen 5.5 und 5.6 gezeigt.

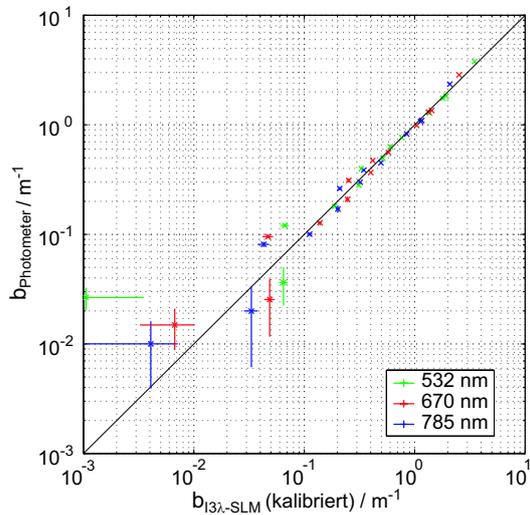


Abbildung 5.5: Kontrolle der Kalibrierung der einfachen Messkanäle des I3 λ -SLM

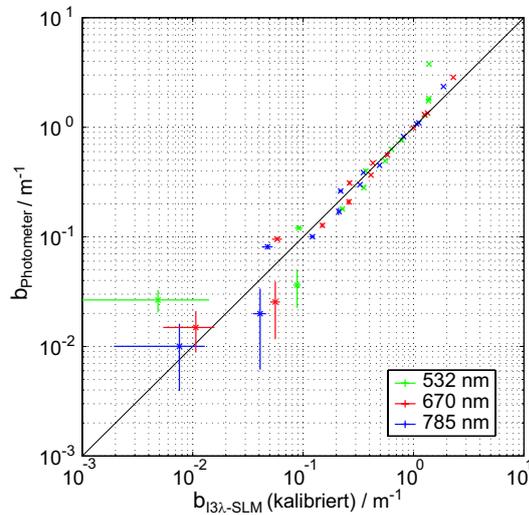


Abbildung 5.6: Kontrolle der Kalibrierung der achtfachen Messkanäle des I3 λ -SLM

Der Messbereich des I3 λ -SLM für Streukoeffizienten erstreckt sich über mehrere Größenordnungen. Um in diesem Messbereich einen funktionalen Zusammenhang herstellen zu können, werden die Messwerte vor ihrer Kalibrierung logarithmiert. Der sich dann ergebende lineare Zusammenhang zwischen den unkalibrierten Messwerten und den wahren Werten des Referenzgeräts lässt sich leicht und mit einem über alle Größenordnungen vergleichbaren Fehler entsprechend Gleichung 4.4 funktional nachbilden. Durch Vergleich der Messwerte ergeben sich die folgenden Kalibrierkoeffizienten der Tabelle 5.2 aus der Kalibrierung vom 29. August 2002 für die Wellenlängen $\lambda=532$ nm, 670 nm und 785 nm und die beiden Messgeräteaflösungen $y = 1$ und $y = 8$ entsprechend Abschnitt 4.5.4:

Fehlerbeschreibung der Kalibrierung: Die Fehler der Kalibrierung sind – besonders im Bereich niedriger Streukoeffizienten – nicht eindeutig dem Photometer oder dem I3 λ -SLM zuzuordnen. Zunächst wird hier angenommen, dass das Referenzgerät fehlerfrei misst. Darum wurde zunächst eine obere Grenze der relativen Fehler in Abhängigkeit von der Größe der Messwerte durch $[\text{Fehler in \%}] = -0.79 * \log_{10}(b)$ abgeschätzt und zusammen mit den relativen Fehlern der Kalibrierung in Abbildung 5.7 dargestellt.

Bei späteren Messungen mit homogenen Streususpensionen wurde jedoch erkennbar, dass die Fehler des Photometers diejenigen des I3 λ -SLM besonders im Wertebereich der kleiner Streukoeffizienten $b < 0.1 \text{ m}^{-1}$ - deutlich übertreffen.

Wellenlänge / nm	Kalibrierkoeffizienten		Regressionskoeffizient r der Kalibrierung
	$a_{1,\lambda}$	$a_{0,\lambda}$	
532	1.021	1.129	0.980
670	0.985	1.054	0.972
785	0.982	1.114	0.979
532	0.906	0.182	0.979
670	0.925	0.140	0.980
785	0.923	0.193	0.982

Tabelle 5.2: Kalibrierkoeffizienten der Kalibrierdaten vom 29. August 2002 für die Messkanäle der einfachen (oben, $y=1$) und der achtfachen (unten, $y=8$) Auflösung.

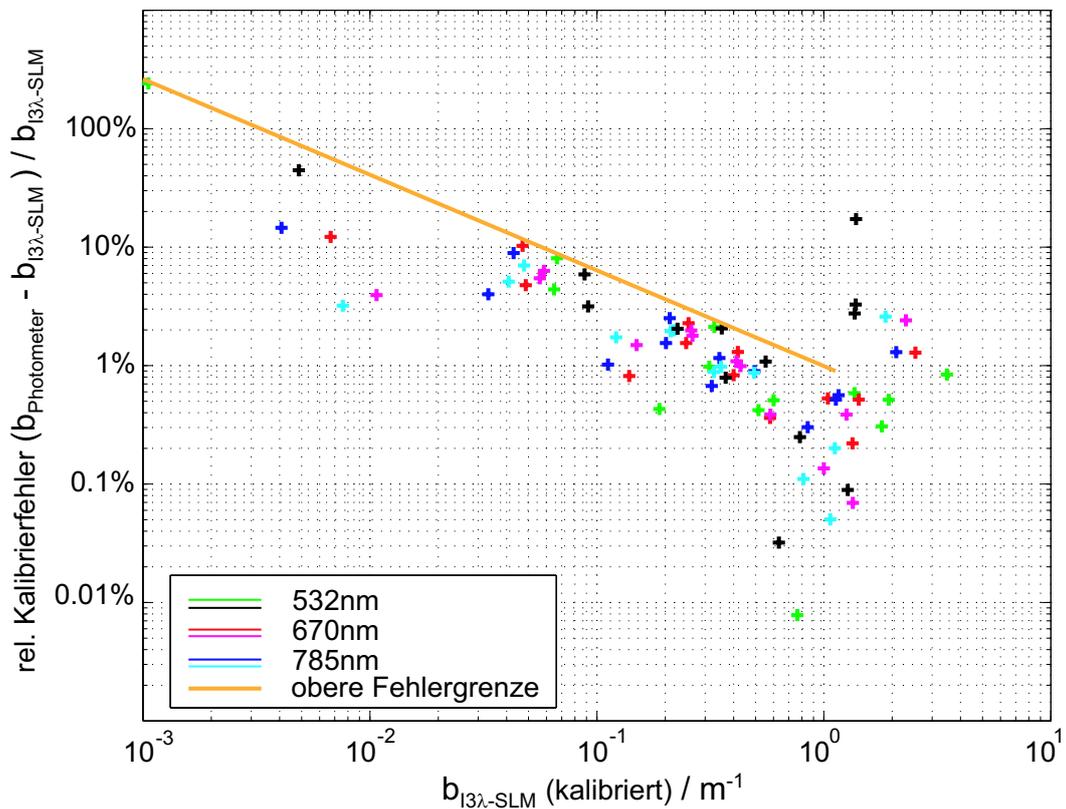


Abbildung 5.7: Fehler der kalibrierten Messwerte des I3 λ -SLM zu den Referenzwerten des Photometers. Die maximalen relativen Fehler im interessanten Messbereich sind in dieser doppellogarithmischen Darstellung durch eine Gerade mit der Steigung -0.79 abschätzbar. Werden Fehler von 50 % der Messwerte zugelassen, kann die untere Grenze des Messbereichs mit $8 \cdot 10^{-3} \text{m}^{-1}$ angegeben werden.

Verdünnungskalibriermessungen: Nach den optischen Messungen wurden die Proben zur Bestimmung ihrer Massenkonzentrationen jeweils mit Acetatfiltern mit $0.2 \mu\text{m}$ Porengröße filtriert und die Massen der getrockneten Filterbeläge mit einer Laborwaage bestimmt. Mit Hilfe dieser bestimmten suspendierten Massen kann dann eine Massenkalisierung auf ein durchschnittliches Materialgemisch erfolgen. Mit dieser Kalibrierung ist es möglich, aus dem durch Messungen bestimmten Streukoeffizienten einer Suspension die Konzentration der suspendierten Masse zu errechnen. Für die beiden hier verwendeten Verdünnungsreihen ergibt sich die Massenkalisierung als Gerade über der logarithmisch aufgetragenen suspendierten Masse.

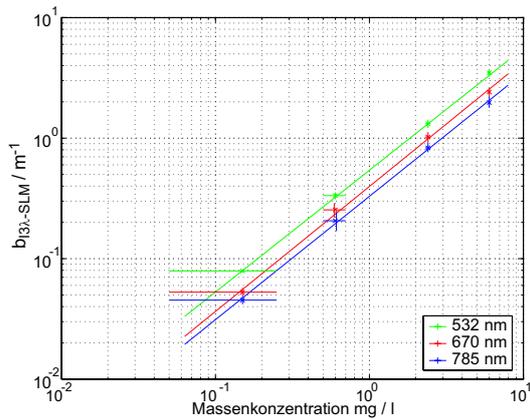


Abbildung 5.8: Kalibrierung der Verdünnungsreihe Probe NHS2

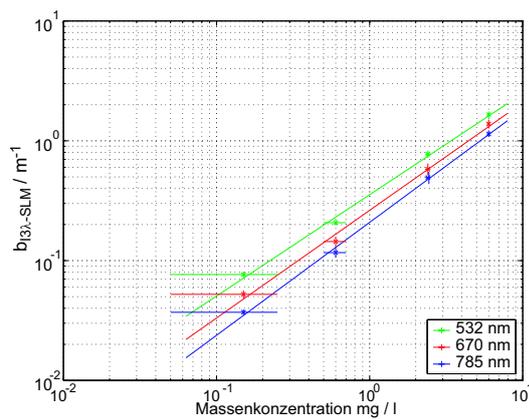


Abbildung 5.9: Kalibrierung der Verdünnungsreihe Probe NHS6

Die Steigung der Massenkalisierungskoeffizienten $m_{1,\lambda}$ in Tabelle 5.3 nahe eins bedeutet, dass die Stärke der Streuung linear mit dem suspendierten Volumen zusammenhängt. Das suspendierte Volumen ist wiederum über den Faktor der Dichte mit der suspendierten Masse gekoppelt. Die mittlere Dichte des suspendierten Materials entspricht in dem logarithmierten Zusammenhang einer additiven Zahl. Die Verläufe der Streukoeffizienten als Funktion der suspendierten Massen sind für die beiden Verdünnungsreihen der Proben 2 und 6 in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt.

Wellenlänge / nm	Kalibrierkoeffizienten		Regressionskoeffizient r der Massenkalisierung
	$m_{1,\lambda}$	$m_{0,\lambda}$	
532	0.928	-0.358	0.9989
670	0.968	-0.490	0.9984
785	0.983	-0.582	0.9992

Tabelle 5.3: Kalibrierkoeffizienten der Kalibrierung der suspendierten Masse aus den Streukoeffizienten $b(\lambda)$

Aus den Messdaten der Verdünnungsreihen der Proben 2 und 6 kann unabhängig von ihrer Teilchenverteilung und der Beschaffenheit der Streuteilchen ein funktionaler Zu-

sammenhang zwischen dem Streukoeffizienten der Suspension $b(\lambda)$ und der Konzentration der suspendierten Masse hergestellt werden. Wie in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt, ist dieser funktionale Zusammenhang linear über logarithmierten Werten. Der über die beiden Proben und die drei Wellenlängen $\lambda=532$ nm, 670 nm und 785 nm gemittelte lineare Zusammenhang wird im Folgenden als Kalibrierung für die Errechnung der suspendierten Masse aus den Streukoeffizienten (Massenkalibrierung) mit den Koeffizienten der Tabelle 5.3 entsprechend Gleichung 4.5 genutzt.

Rechnerische Auflösung

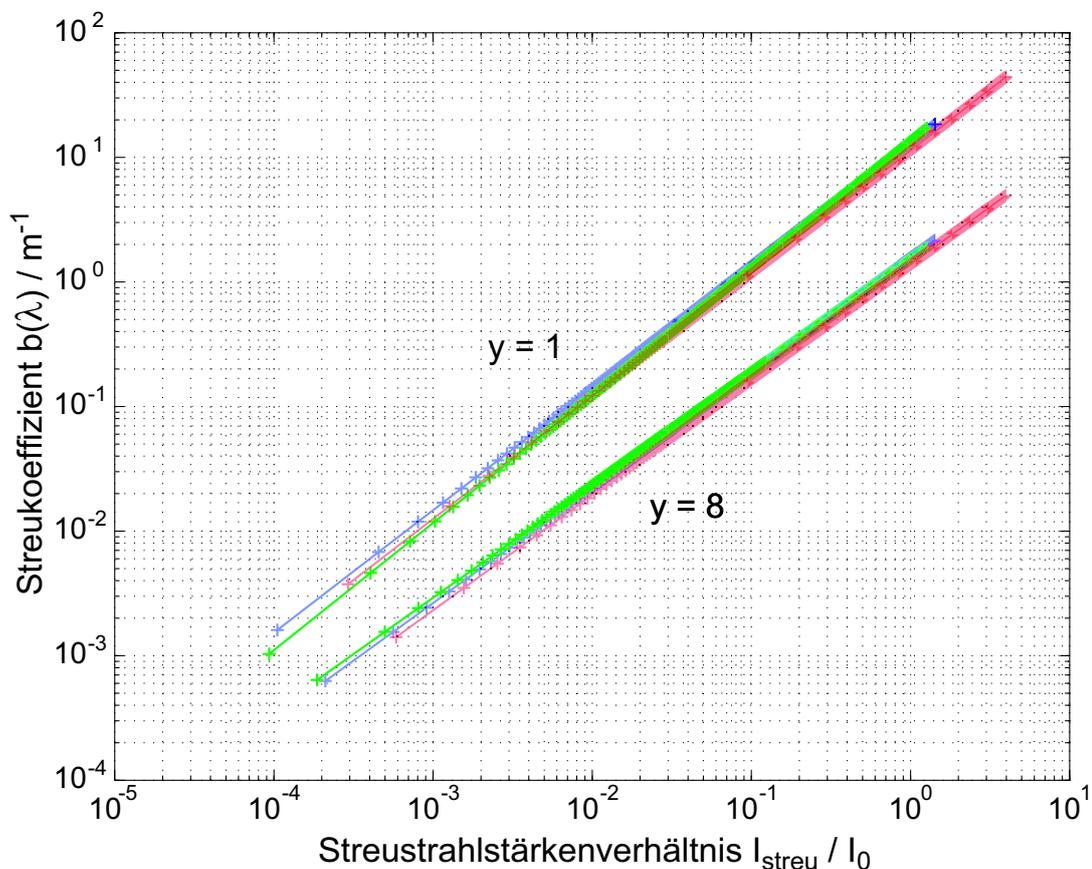


Abbildung 5.10: rechnerischer Messbereich des I3λ-SLM

Um sowohl den rechnerischen Messbereich als auch die Auflösung und Genauigkeit des I3λ-SLM zu ermitteln, wird das in Abschnitt 4.5.4 beschriebene Auswertungsverfahren auf alle möglichen Bitwerte der Messwertverhältnisse $M_{\lambda,y}$ aus Gleichung 4.3 angewandt. Aus der logarithmischen Kalibrierung (Gleichung 4.4 in Abschnitt 4.5.4) ergibt sich, dass die als Ergebnis errechneten Streukoeffizienten b_{mess} logarithmisch äquidistant und nicht linear verteilt sind. Abbildung 5.10 zeigt einen Überblick über die Auflösung des Messgeräts bei den drei betrachteten Wellenlängen und den beiden

Probe	$b(532\text{nm})/\text{m}^{-1}$	$b(670\text{nm})/\text{m}^{-1}$	$b(785\text{nm})/\text{m}^{-1}$	γ
dest. Wasser	0.138	0.126	0.091	-
1/3 Milchstandard	3.034	1.563	0.561	-4.24
2/3 Milchstandard	5.868	3.062	1.066	-4.29
3/3 Milchstandard	8.599	4.578	1.564	-4.29
Regression	0.999914	0.999925	0.99988	-

Tabelle 5.4: Streuversuch Milchverdünnung

unterschiedlichen Empfindlichkeiten sowie deren Quantisierungsfehler. Dabei ergeben sich die beiden rechnerischen Auflösungen des Messgeräts zu $< 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ für die einfache Messgenauigkeit $y = 1$ und $< 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ für die achtfache Messgenauigkeit $y = 8$. Die Messbereiche der beiden Empfindlichkeiten erstrecken sich rechnerisch von $4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bis etwa 2 m^{-1} für die achtfache Messgenauigkeit $y = 8$ und von $3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ bis 20 m^{-1} für die einfache Messgenauigkeit $y = 1$.

5.1.4 Testmessungen

Mit dem kalibrierten Nephelometer wurden Testmessungen mit Milch als leicht verfügbarer Testsubstanz und dem Trübungsstandard Formazin in Verdünnungsreihen durchgeführt und damit die Tauglichkeit des Messprinzips in dem vorgegebenen Empfindlichkeitsbereich überprüft. Zusätzlich wurden Testmessungen mit Latexkugeln definierten Durchmessers durchgeführt und die Messwerte mit den zu erwartenden nachgerechneten Streulichtstrahlstärken verglichen.

Milch

Milch besteht aus einer Emulsion von Fetttröpfchen in Wasser. Der Volumenanteil des Fetts beträgt bei Kuhmilch im Mittel 3.5 %. Die Fetttröpfchen in der Rohmilch haben nach SCHLIMME U. BUCHHEIM (1995) einen Durchmesser von etwa $2.5 - 5 \mu\text{m}$, mit einem Mittelwert von etwa $3 - 4 \mu\text{m}$. Durch die Homogenisierung, die häufig nach dem Prinzip der Hochdruckzerstäubung (100 - 250 bar) der Milch an einer Düse funktioniert, werden die Fetttröpfchen auf einen Durchmesser von etwa $0.3 - 0.8 \mu\text{m}$, mit einem Mittelwert von $0.5 \mu\text{m}$, verkleinert. Dieser Mittelwert ist bei verschiedenen Anbietern von H-Milch relativ stabil (SCHLIMME U. BUCHHEIM (1995)).

Während der Projektlaufzeit wurde zwischen den Partnern des Teilprojekts ein auf homogenisierter Milch basierender Trübungsstandard vereinbart. Er bestand aus einer Verdünnung von H-Milch zu Wasser in einem Verhältnis von 1/10 000.

Messungen an Verdünnungen dieses Milchstandards mit der I3 λ -SLM ergaben eine gute Linearität des Messgeräts (siehe Tabelle 5.4) und einen – im Rahmen der Messgenauigkeit – konstanten Junge-Koeffizienten c_j der Milchsuspensionen. Weil die Form

Messkanal	relative Standardabweichung / %
$\lambda = 532 \text{ nm}, y = 1$	4.4
$\lambda = 670 \text{ nm}, y = 1$	4.7
$\lambda = 785 \text{ nm}, y = 1$	3.1
$\lambda = 532 \text{ nm}, y = 8$	3.3
$\lambda = 670 \text{ nm}, y = 8$	2.7
$\lambda = 785 \text{ nm}, y = 8$	1.9

Tabelle 5.5: Bestimmung der relativen Standardabweichung der sechs Messkanäle

der Tröpfchengrößenverteilung der Milchsuspension nicht hyperbolisch ist, ist mit dem Junge-Koeffizienten c_j hier keine physikalische Aussage über die Teilchengrößenverteilung verbunden. Trotzdem wurde er errechnet und hier zum Beweis seiner Reproduzierbarkeit mit angegeben.

Unter der Annahme, dass wegen der geringen Größe der Fettröpfchen in homogenisierter Milch der Austausch der Tröpfchen im Messvolumen so schnell erfolgt, dass das Messgerät ein kontinuierliches Signal erfasst, lassen sich alle Schwankungen der Messdaten auf Fluktuationen im Messgerät selbst zurückführen. Mit dieser Annahme wurden durch die Messungen der Milchsuspensionen die Standardabweichung der verschiedenen Wellenlängen und Verstärkungen des I3 λ -SLM ermittelt und in Tabelle 5.5 zusammengestellt. Ausgewertet wurden jeweils N=100 Messungen.

Die relativen Standardabweichungen der Messwerte des I3 λ -SLM dieser Messung betragen 4 %. Die Anzahl der Messungen gehen in die Standardabweichung einer Einzelmessung mit dem Faktor \sqrt{N} also hier dem 10-fachen ein, damit beträgt der relative Fehler der Einzelmessung 40 %.

Formazin

Ein auf Lichtstreuung basierender Trübungsstandard, der nach EN ISO 7027 in der Trinkwasserqualitätsbewertung eingesetzt wird, ist die suspendierte Chemikalie namens Formazin ($C_2H_4N_2$). Formazin ist nicht im Handel erhältlich, sondern muss aus den zwei Ausgangschemikalien Hydrazinsulfat ($N_2H_6SO_4$) und Hexamethylentetramin ($C_6H_{12}N_4$) nach einer zum Beispiel in SADAR (1999) beschriebenen Vorschrift stets frisch hergestellt werden. Die Standardlösung wird definiert als eine Lösung einer bestimmten Trübung in Formazintrübungseinheiten TE/F. Hieraus können durch Verdünnen mit streuerfreiem Wasser beliebige weitere definierte Trübungen gemischt werden.

Es gibt zwei in der Trübungsmessung übliche Einheiten, die sich auf Formazinlösungen beziehen: Die Einheit FTU (Formazin Turbidity Unit) bzw. deutschsprachig TE/F (Trübungs-Einheiten Formazin) basiert auf Formazin als Trübungsstandard und gibt keinen Hinweis auf den Messwinkel, unter dem das Streulicht erfasst wurde. Dagegen ist die Einheit NTU (Nephelometric Turbidity Unit) auf eine Streulichtmessung bei

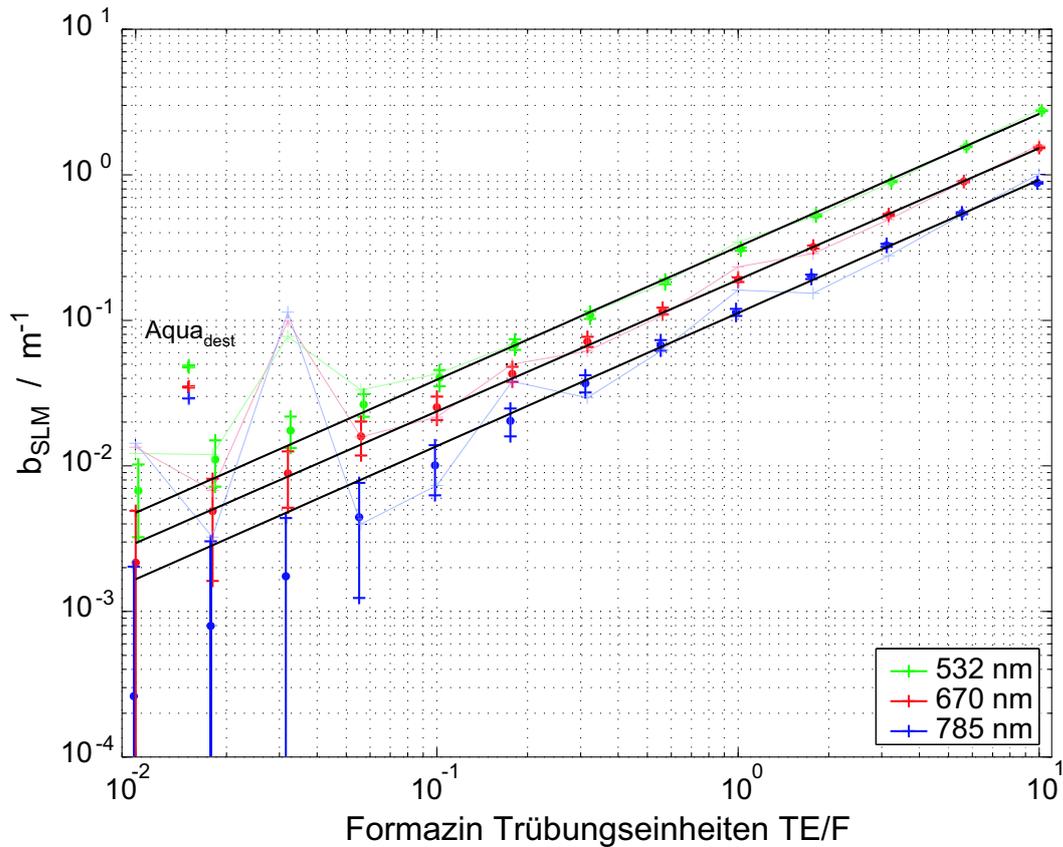


Abbildung 5.11: Testmessung einer Formazin-Verdünnungsreihe, dargestellt sind die Streukoeffizienten $b_{\text{SLM}}(\lambda)$ des kalibrierten I3 λ -SLM mit deren aus der Kalibrierung resultierenden Fehlern über der Trübung der Proben in Formazin Trübungseinheiten TE/F. Zum Vergleich ebenfalls – allerdings schwächer – dargestellt sind die Messdaten des Laborphotometers derselben Formazinsuspensionen. An die Messdaten des I3 λ -SLM wurden lineare Fitkurven in schwarz eingezeichnet angenähert.

einem Messwinkel von 90° festgelegt ($1 \text{ NTU} = 1 \text{ FTU}$ bei 90° Messwinkel).

Es wurden Verdünnungsreihen von dem Formazinstandard in logarithmischen Stufen hergestellt und mit dem I3 λ -SLM und dem Photometeraufbau zum Vergleich vermessen und in Abbildung 5.11 dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass bei der Messung kleiner Streukoeffizienten das I3 λ -SLM im Vergleich zum Photometer kleinere Fehler verursacht.

Latex-Streuer

Darüber hinaus wurden Streuversuche mit Verdünnungen von kommerziell erhältlichen Latexkugelsuspensionen (englisch: polystyrene spheres) durchgeführt. Die Suspensionen bestanden aus im Wasser suspendierten homogenen Latexkugeln mit definierten Durchmessern. Weil die Streuteilchen homogene Kugeln mit bekanntem Durchmesser sind, können ihre richtungsabhängigen Streuamplituden $i_{\parallel}(\Theta, \lambda, r)$ und

$i_{\perp}(\Theta, \lambda, r)$ nach der Mie'schen Theorie errechnet werden. Es wurde für die Berechnungen der Streuamplituden der Kugeln die relative Brechzahl $n_{\text{rel}} = 1.21$ von Latex in Wasser angenommen.

Die richtungsabhängigen Streuamplituden i_{\perp} und i_{\parallel} wurden zunächst mit der normierten Empfindlichkeitsfunktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel E_{Θ} aus Abschnitt 4.2 e) multipliziert, um sie mit den Messwerten des I3 λ -SLM vergleichen zu können. Im Folgenden wurden hieraus mit der Gleichung 2.40 die 'Vorwärtsstreuoeffizienten' $\hat{b}_{\text{vorwärts}}(\lambda, r)$ errechnet. Die Bezeichnung 'Streuoeffizient' ist nur für Jungegrößenverteilte Teilchengemische richtig. Hier wurde in Kauf genommen, dass bei Benutzung des selben Algorithmus keine korrekten Streuoeffizienten, wohl aber ein integrativer Wert der Streustrahlung in Vorwärtsrichtung errechnet wird, dessen Größe durch Aufsummation der Mie'schen Streuamplituden im entsprechenden Winkelbereich modelliert werden kann.

Nach Berücksichtigung der Teilchenzahlen $n(r)$ aus Tabelle 5.6 können die 'Vorwärtsstreuoeffizienten' \hat{b} der Latexkugeln bis auf einen Korrekturfaktor k_f mit den aus Messungen mit dem I3 λ -SLM erlangten Streuoeffizienten $\hat{b}(\lambda)$ verglichen werden.

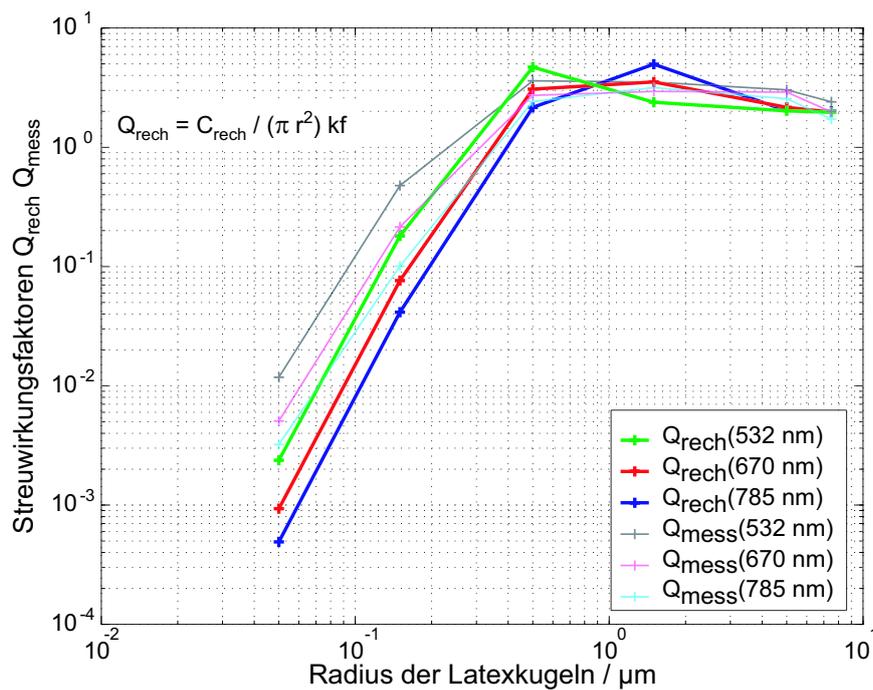


Abbildung 5.12: Nach der Mie'schen Streutheorie errechnete Streuwirkungsfaktoren Q_{rech} im Vergleich zu aus den gemessenen Streuoeffizienten ermittelten Streuwirkungsfaktoren Q_{mess}

In Abbildung 5.12 wurde aus Gründen der Anschaulichkeit die Darstellung der Streuwirkungsfaktoren Q gewählt und die errechneten 'Vorwärtsstreuoeffizienten' $\hat{b}_{\text{vorwärts}}(\lambda, r)$ dazu durch die geometrische Querschnittsfläche der Kugeln $A_q = \pi \cdot r^2$ geteilt.

Die so erhaltenen errechneten Streuwirkungsfaktoren $Q_{\text{rech}}(\lambda, r)$ wurden den durch die Messung des kalibrierten I3 λ -SLM ermittelten Streuwirkungsfaktoren $Q_{\text{mess}}(\lambda, r) = b_{\text{mess}}/(n(r) \cdot A_q)$ mit der Anzahl der Streuteilchen $n(r)$ gegenübergestellt. Grundlage für dieses Vorgehen war Gleichung 2.42:

$$b(r, \lambda) = n(r) \cdot C_{\text{streu}}(r, \lambda) = n(r) \cdot Q_{\text{streu}}(r, \lambda) \cdot A_q$$

Die Streuwirkungsfaktoren Q_{rech} und Q_{mess} konnten durch den Korrekturfaktor k_f so dargestellt werden, dass sie sich für große Teilchenradien dem Wert 2 annähern, jedoch verlaufen die Werte der Q_{rech} und Q_{mess} für kleine Teilchen mit unterschiedlichen Steigungen (vergleiche Abbildung 2.7)

Streukugeldurchmesser ϕ in μm					
0.1	0.3	1.0	3.0	10.0	15.0
$3.64 \cdot 10^8$	$6.74 \cdot 10^6$	$3.64 \cdot 10^5$	$6.74 \cdot 10^3$	$5.47 \cdot 10^2$	$1.62 \cdot 10^2$
Anzahl der Streuer $n(r)$ in 0.5 l Wasser					

Tabelle 5.6: Anzahl der Latex-Streuteilchen im Probenvolumen

Die Latexkugelsuspensionen lagen mit einer auf den Suspensionen angegebenen Konzentration der Streukugelmasse von 0.1 % der Masse des Suspensionsmediums vor. Es wurden Messungen von Verdünnungen der Suspensionen mit sechs verschiedenen Kugeldurchmessern durchgeführt. Mit einer Dichte von Latex von 1.05 g/cm^3 ergaben sich die in der Tabelle 5.6 angegebenen Anzahlen von Streuteilchen in der Verdünnung.

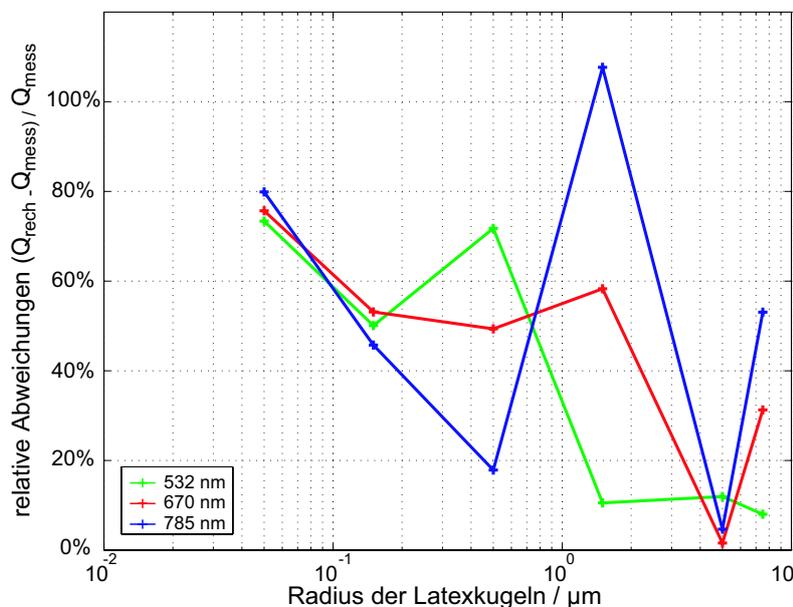


Abbildung 5.13: Relative Abweichungen der nach der Mie'schen Streutheorie errechneten Streuwirkungsfaktoren Q_{rech} zu den gemessenen Streuwirkungsfaktoren Q_{mess}

Es verblieb, den mittleren Faktor k_f zur Anpassung aller nichtberücksichtigter Einflüsse auf die Messung durch Vergleich der Streuwirkungsfaktoren zu bestimmen. Dieser beträgt $4.56 \cdot 10^5$. Mit diesem für alle Messpunkte gleichen Faktor ergaben sich die in Abbildung 5.13 angegebenen relativen Fehler der gemessenen zu den errechneten Streuwirkungsfaktoren Q bei den einzelnen Teilchengrößen. Bis auf den Messwert von Latexkugeln mit einem Radius von $1.5 \mu\text{m}$ gemessen mit 785 nm Wellenlänge ergeben sich relative Fehler der gemessenen zu den errechneten Streuwirkungsfaktoren von kleiner 80% . Mit diesen relativ kleinen Fehlern konnte – trotz der in Teilbereichen fehlerbehafteten Referenzmessung – im Rahmen der Messgenauigkeit der grundsätzliche Nachweis der Korrespondenz zwischen Rechnung und Messung dieses optischen Messprinzips erbracht werden.

Übersicht über die durchgeführten Messungen

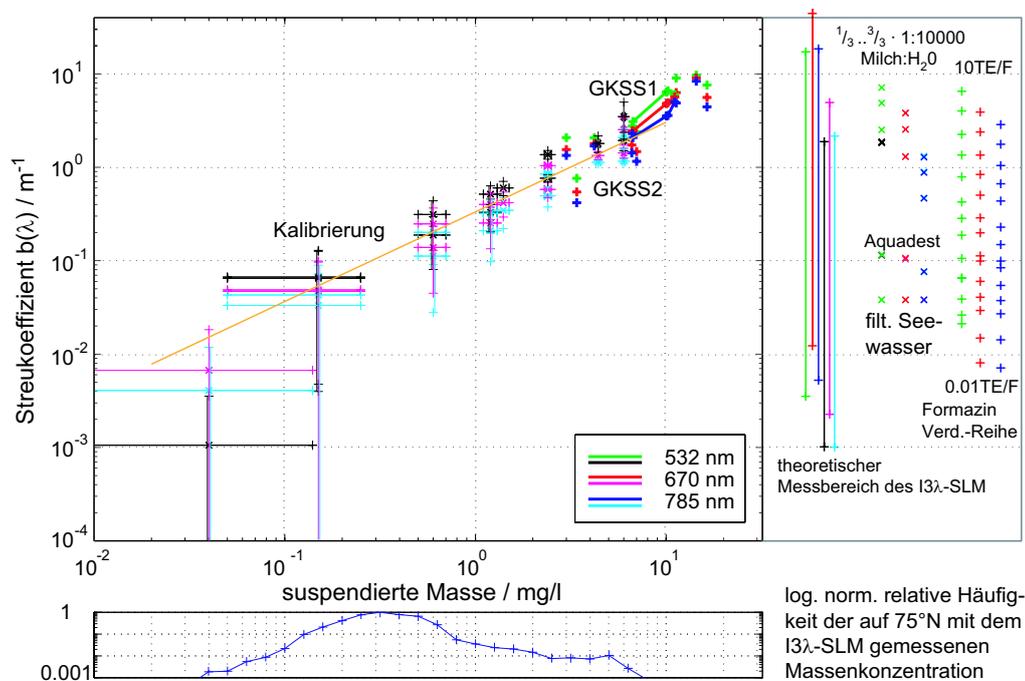


Abbildung 5.14: Übersicht über die Streukoeffizienten verschiedener Suspensionen: Aufgetragen sind die gemessenen Streukoeffizienten b über den durch Filtration und Wägungen ermittelten Massen der während der Kalibrierung verwendeten Suspensionen, die gemittelte Massenkalibrierfunktion sowie die Daten der beiden Versuche beim GKSS Forschungszentrum. Die Streukoeffizienten der Milch- und Formazinverdünnungsreihen wurden zur Orientierung ebenfalls zusammen mit dem rechnerischen Messbereich des I3 λ -SLM dargestellt. Zum Vergleich mit den in der Grönlandsee im Zielgebiet gemessenen Massenkonzentrationen der Partikel im Meerwasser wurden außerdem die normierten Häufigkeiten der Massenkonzentrationen eines Teils der Messdaten aus der Grönlandsee dargestellt. Es ist zu erkennen, dass 90 % der gemessenen Massenkonzentrationen im vorgefundenen Seewasser während der *in situ*-Erprobung zwischen 0.1 mg/l und 0.7 mg/l lagen.

In Abbildung 5.14 sind zur Veranschaulichung der verschiedenen Größenordnungen der Labor- und Feldmessungen einige typische Messwerte der jeweiligen Anwendung aufgetragen. Die Messungen an nichtnatürlichen Sedimentsuspensionen sind rechts neben der Graphik zum Vergleich ebenfalls aufgetragen, allerdings ohne Bezug zur Abszisse.

Durch die hochintensiven Strahlungsquellen der Laser, die Erfassung der Streustrahlung in Vorwärtsrichtung und die Integration der Streustrahlung über einen großen Streuwinkelbereich reicht der Messbereich des Streulichtmessgeräts I3λ-SLM für Streukoeffizienten $b(\lambda)$ von $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bis rechnerisch 2.0 m^{-1} (ohne Korrekturen für Mehrfachstreuung) bei einer nichtlinearen Auflösung bis zu $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Durch die Kalibrierung mit bekannten suspendierten Massen natürlicher Sedimente können Messungen der Masse des suspendierten Materials im Messbereich von 0.1 mg/l bis 30 g/l mit einer nichtlinearen Auflösung von bis zu 0.1 mg/l ausgeführt werden.

5.2 Erprobung auf FS 'Lance'

5.2.1 Reisebericht

Zwischen dem 16. September und dem 12. Oktober 2002 fand eine Forschungsfahrt mit dem Schiff FS 'Lance' des norwegischen Polarforschungsinstituts in Tromsø vor der grönländischen Ostküste bei 75 ° nördlicher Breite statt. Der Reisebericht der Forschungsfahrt von HOLFORT (2002) dokumentiert die ozeanographische Situation zu dem Fahrtzeitpunkt im Zielgebiet.

Ziel der Reise waren die Bergung und Ausbringung von Verankerungen sowie CTD-Untersuchungen (CTD steht für **C**onductivity, **T**emperature und **D**epth und ist eine Kurzbezeichnung für die Messsonde zur Erlangung dieser ozeanographischen Standardmessgrößen) des Seegebietes im Bereich eines Tiefseekanalsystems im Rahmen des Verbundprojekts ARKTIEF II. Dabei konnte das I3λ-SLM *in situ* unter den Bedingungen des Zielgebietes bezüglich der zu erwartenden Temperatur, des Drucks und des Empfindlichkeitsbereichs erprobt werden.

Um in kurzer Zeit viele aussagekräftige Daten zu erlangen, wurde das I3λ-SLM zusammen mit seinem Batteriegehäuse an den Rahmen des CTD-Wasserschöpfers anstelle einer Wasserprobenflasche angebracht (Abbildung 5.15). So konnten die optischen Daten des I3λ-SLM bei profilierenden Messungen direkt mit den Daten der CTD in Beziehung gebracht werden, nachdem eine Zeitsynchronisierung erfolgt war. Die Stromversorgung des I3λ-SLM erfolgte aus der eigenen Batterie, die Messdaten der Tiefenprofile wurden während jedes Profils im Gerät gespeichert und nach jedem Profil an Deck über die serielle Schnittstelle des Geräts ausgelesen.

Das I3λ-SLM wurde bei 90 CTD-Profilen entlang dreier Ost-West-Schnitte und während sechs sogenannter Jojo-Profilen¹ quer zu den Tiefseekanälen erfolgreich eingesetzt. Zusätzlich wurden von den regelmäßig genommenen Wasserproben verschiedener Tiefen etwa 30 Proben filtriert und jeweils vor und nach der Filtration als Referenzproben mit dem I3λ-SLM an Deck untersucht. Die Filterbeläge dieser Filtrationen wurden später gewogen und zur Kalibrierung der suspendierten Massen verwendet.



Abbildung 5.15: Einbau des Nephelometers im CTD-Wasserschöpferrahmen
1: I3λ-SLM, 2: Batteriegehäuse

¹Jojo-Profil sind profilierende Messungen, bei denen die Sonde nach Erreichen des Meeresbodens nur etwa 200 m geholt und dann wiederum gefiert wird. Während das Schiff langsam weiterrückt, können so räumlich relativ hochauflösend Messdaten in Bodennähe gewonnen werden.

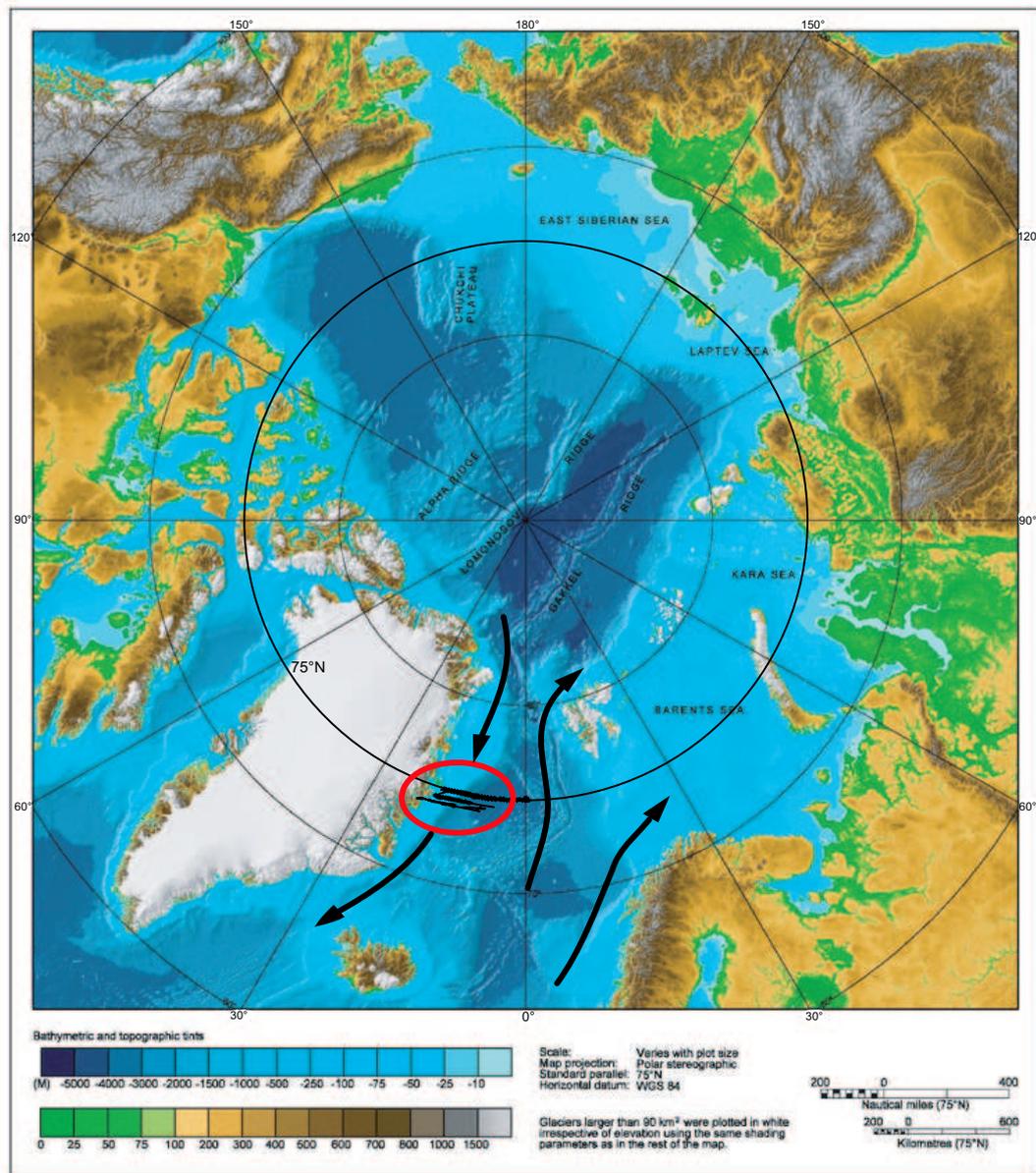


Abbildung 5.16: Arktisches Mittelmeer (Karte des IBCAO-Projektes) mit markiertem Fahrtgebiet der 'Lance'-Expedition 16. September - 12. Oktober 2002. Durch die Pfeile sind Wasserströmungen im Übergang von der Grönlandsee ins arktische Meer skizziert.

5.2.2 Regionale Ozeanographie

Das nördliche Polarmeer nimmt nach TOMCZAK U. GODFREY (1994) etwa 3 % der Meerbedeckung der Erde, dabei aber nur 1 % des Gesamtvolumens der Weltmeere ein. Der Grund hierfür liegt in seiner geringen mittleren Tiefe. Weite Bereiche des Meeresbodens werden durch das Schelfgebiet vor der Küste Sibiriens gebildet. Die Tiefe beträgt in einem Streifen bis zu 800 km von der Küste entfernt oft nur zwischen 30 m bis zu 100 - 150 m. Die Schelfgebiete machen etwa 70 % der Gesamtfläche der Po-

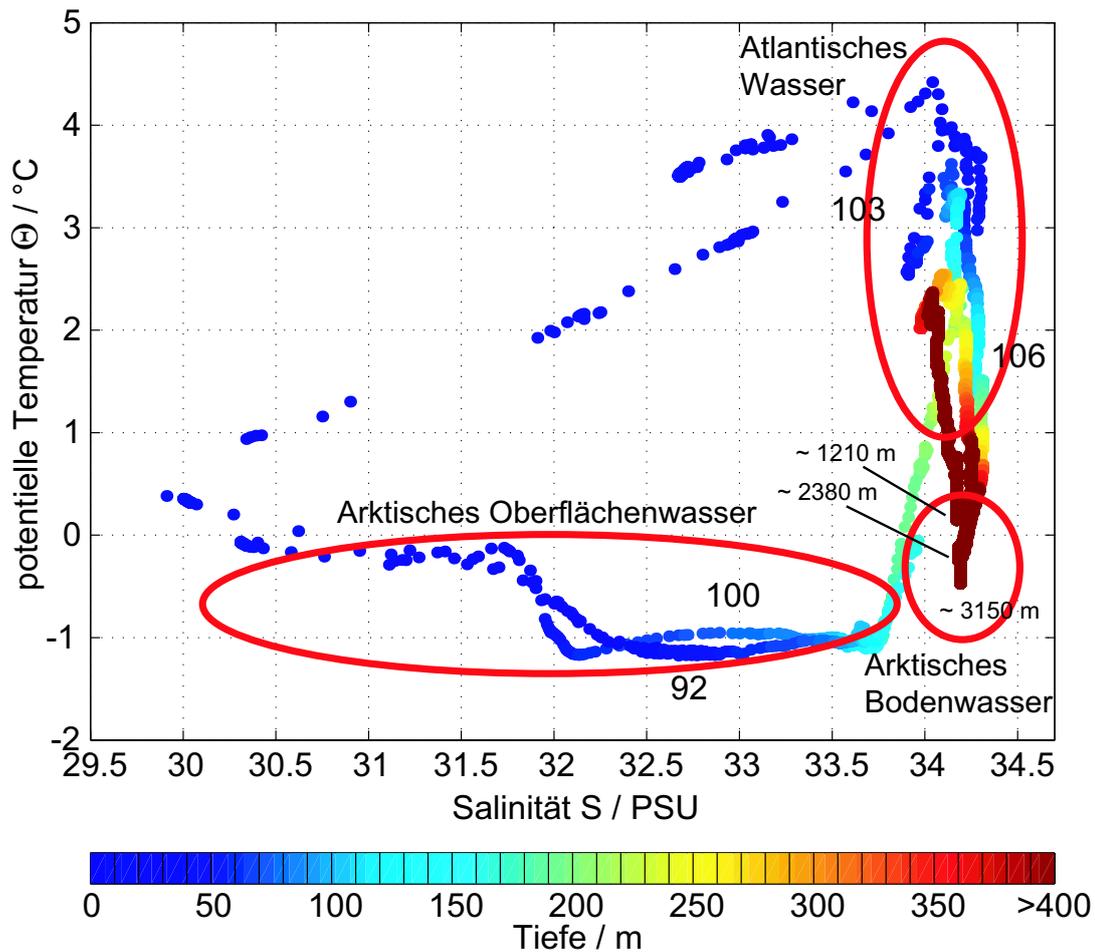


Abbildung 5.17: Θ -S-Diagramm der Messprofile 92, 100, 103 und 106 des 75 °N-Schnitts (siehe Abbildung 5.18). Das Schelfwasser des Messprofils 92 und das Oberflächenwasser von Profil 100 wird vom Arktischen Oberflächenwasser mit seinem salzarmen flachen Oberflächenbereich und seinem steigenden Salzgehalt im tieferen Bereich gebildet. In größerer Entfernung vom Schelf gewinnt das Atlantische Wasser im Oberflächenbereich an Bedeutung: Messprofile 103 und 106. Hier dominiert im Tiefenbereich das Arktische Bodenwasser.

larsee aus. In diesen Bereich hinein ergießen sich die großen sibirischen Ströme Ob, Jennissey und Lena und führen große Mengen an Frischwasser zu. Der übrige Meeresboden des Polarmeeres wird durch Tiefseebecken mit Tiefen bis 3500 m, die durch Schwellen mit Tiefen von etwa 1500 m getrennt sind, gebildet. Die wichtigste Verbindung zum Austausch mit den Ozeanen erfolgt über die Schwellen zur Grönlandsee und zum Nordatlantik. Die Verbindungen zum Pazifischen Ozean durch die Beringstraße und zum Nordatlantik westlich von Grönland tragen durch ihre niedrige Wassertiefe nur wenig zum Wasseraustausch der Tiefseebecken bei, so dass das Nordpolarmeer als Arktisches Mittelmeer bezeichnet werden kann.

Niederschläge führen wegen der weitgehenden Eisbedeckung nicht zu einem Frischwassereintrag, da sie als Schnee auf das Meereis fallen. Die Abflüsse relativ salzarmen

Wassers aus dem Arktischen Mittelmeer führen zu einem Einstrom von salzhaltigem Wasser in mittleren Tiefen über die Schwellen. Hierbei treten zwei Besonderheiten auf: Erstens wird der Ausfluss nach Süden in den Nordatlantik durch die Corioliskräfte nach Westen getragen und findet entlang der grönländischen Ostküste (Ostgrönlandstrom) statt und zweitens breitet sich das einströmende warme Atlantikwasser aufgrund seiner im Vergleich zum Wasser der Tiefseebecken niedrigeren Dichte in den mittleren Tiefen aus.

Dadurch bilden sich drei wesentliche Wassermassen:

Das **Arktische Bodenwasser** (ABW) wird durch zwei Prozesse gebildet. Zum einen wird im Winter durch windinduzierte Wirbel in der Grönlandsee das an der Oberfläche stark gekühlte Wasser bis in große Tiefen durchmischt. Diese Wirbel können über mehrere Wochen bis Monate stabil bleiben und einen Durchmesser von 20 km erreichen. Zum anderen wird in den Schelfgebieten der Arktischen See das Wasser durch die große Oberfläche stark gekühlt und durch die vermehrte Eisbildung salzhaltiger. Der Salzgehalt kann soweit ansteigen, dass das Wasser durch seine hohe Dichte die tiefen Becken ventilert. So hat ABW etwa den Salzgehalt von Atlantischem Wasser bei niedrigerer Temperatur.

Das **Atlantische Wasser** (AW) bildet – durch seinen Einstrom über die Schwellen aus der Grönlandsee – im Polarmeer eine Mittelschicht, die etwa von 150 m bis 900 m reicht. Es ist relativ warm, etwa 3 °C bei Spitzbergen, aber durch seinen hohen Salzgehalt dichter als das Oberflächenwasser. Es fließt durch den Westspitzbergenstrom in Zykloiden entgegen dem Strom des Oberflächenwassers.

Das **Arktische Oberflächenwasser** (ASW) hat in einem Tiefenbereich bis etwa 150 m eine nahezu gleichbleibende Temperatur von weniger als -1.5 °C, lässt sich aber aufgrund seines unterschiedlichen Salzgehalts in einen Oberflächenbereich bis 50 m und einen Bereich darunter einteilen. Der Oberflächenbereich ist im Salzgehalt durch die saisonale Eisbildung bzw. -schmelze bestimmt. Der Unterbereich ist durch die starke Mischung von sibirischem Schelfwasser mit AW gebildet und durch einen Salinitätsgradienten gekennzeichnet. Er trennt das kalte Oberflächenwasser mit dem Eis von den warmen Einflüssen des AW.

Im Zielgebiet von ARKTIEF II sind die verschiedenen Wasserkörper im T-S-Diagramm in Abbildung 5.17 dargestellt. Auf dem Schelf findet sich das durch niedrige Temperatur und durch Schmelzwasser niedrigen Salzgehalt charakterisierte ASW (Messprofil 92). Im Bodenbereich des Schelfs und im Θ -S-Diagramm bis 130 m (Messprofil 100) befindet sich der Unterbereich des ASW mit dem Salzgradienten. In weiterer Entfernung vom Schelf ist das Wasser im Oberflächenbereich bis 500 m mit höherer Temperatur dem AW zuzuordnen. Darunter, mit ähnlichem Salzgehalt, aber niedriger Temperatur schließt sich der weite Tiefenbereich des bis zum Meeresboden reichenden ABW an (Messprofile 103 und 106).

Während der Eisbildung auf dem sibirischen Schelf werden große Mengen an Sedimenten, die durch die sibirischen Flüsse mitgeführt oder während Stürmen im flachen Schelfgebiet aufgewirbelt wurden, in das Meereis eingefroren. Diese Sedimente werden während der Eisschmelze im Sommer vor der ostgrönländischen Küste freigesetzt,

sinken ab und bilden das Sediment im Zielgebiet. Dadurch dominiert hier der lithogene (vom Festland eingetragene) mineralische Anteil des Sediments, das resuspendiert durch das I3 λ -SLM detektiert werden soll.

5.2.3 Datenerfassung und -auswertung

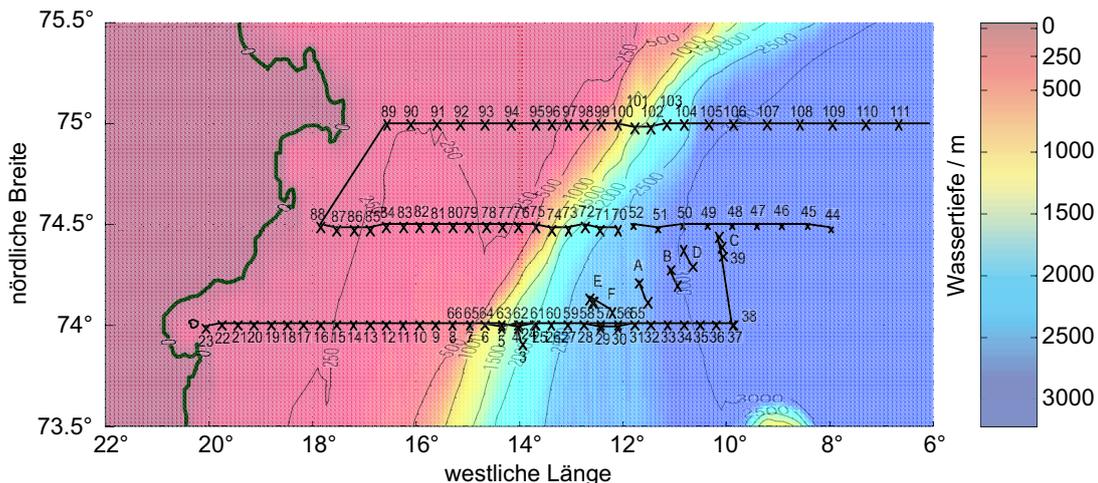


Abbildung 5.18: Teil des Kurses und der Stationsnummern der 'Lance' vor der grönländischen Küste während der Expedition 16. September - 12. Oktober 2002. Die mit Buchstaben benannten Profile kennzeichnen Jojo-Stationen.

Profilierende Messungen

Während der Expedition wurden etwa 90 Profilmessungen mit dem Nephelometer in Form von Tiefenprofilen und Jojo-Profilen im Gebiet eines Tiefseekanals ausgeführt. Einen Überblick über die Messprofile und das Fahrtgebiet im Küstenbereich gibt Abbildung 5.18. Die Profile lagen auf Ost-West-Schnitten entlang der Breitengrade 74 °N, 74.5 °N und 75 °N von der grönländischen Küste ausgehend über die Schelfkante hinaus bis in den Bereich der Tiefsee. Die sechs Jojo-Profile (mit Buchstaben von A bis F bezeichnet) von je sechs bis acht Stunden Dauer wurden quer zum Tiefseekanal gefahren, wie in Abbildung 5.19 detaillierter dargestellt.

Wasserproben

Neben den profilierenden Messungen wurden mit dem I3 λ -SLM auch Wasserproben jeweils filtriert und unfiltriert an Deck ausgemessen. Die Filter, durch die jeweils 1.8 Liter des Meerwassers filtriert wurden, wurden zunächst an Bord eingefroren, getrocknet und die Filterbeläge im Labor an Land gewogen. Hierbei ergab sich die Schwierigkeit der nicht ausreichenden Genauigkeit der Wägung der Filterbeläge. Es wurde jeweils kein ausreichend großes Wasservolumen filtriert, um einwandfrei

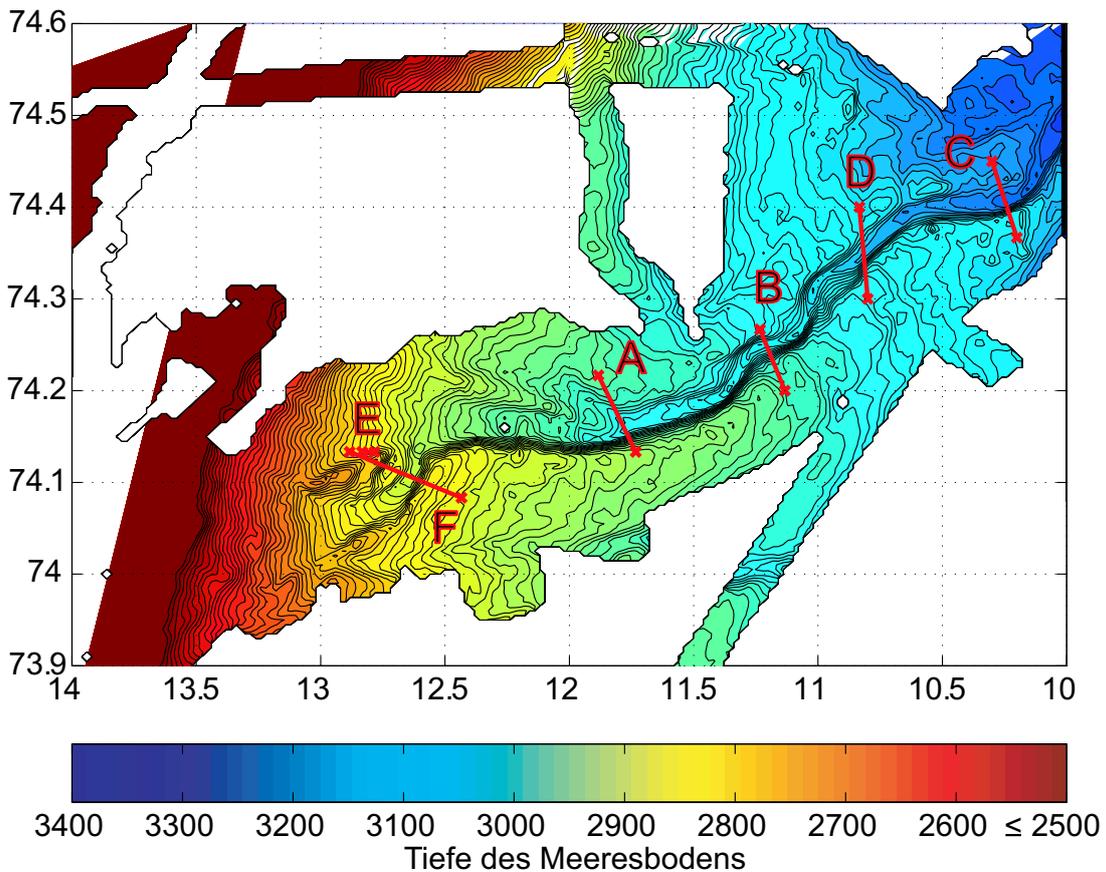


Abbildung 5.19: Tiefseekanal bei 74.2 °N 11.5 °W am Fuß des ostgrönländischen Schelfs im Tiefenlinienplot (10 m) mit Positionen der Jojo-Stationen. Das dargestellte Gebiet erstreckt sich in nord-südlicher Richtung über 42 sm und in ost-westlicher Richtung über 65 sm. Die Tiefendaten wurden während verschiedener Forschungsfahrten mit einem sidescan-Sonar vom Forschungsschiff 'FS Polarstern' in Streifen ermittelt, die weißen Gebiete bezeichnen die nicht erfasste Topographie des Meeresbodens.

wägbare Filterbeläge zu erlangen. Hierdurch ergaben sich große Fehler bei der Bestimmung der Massenkonzentrationen. Abgesehen vom Bereich der Schelfkante – mit suspendierten Massenkonzentrationen stellenweise bis 4 mg/l – ergaben sich nahezu überall im Wasserkörper Massenkonzentrationen von etwa 0.2 mg/l bis 0.7 mg/l.

Datenbearbeitung

Die Streulichtdaten lagen zunächst als Zeitreihen der einzelnen Messkanäle vor und wurden in einem ersten Schritt nach Subtraktion der Hintergrundstrahlung in Intensitätsverhältnisse relativ zu den anregenden Laserstrahlintensitäten – durch die Referenzmesswerte repräsentiert – umgerechnet, entsprechend Abschnitt 4.5.4. Hierauf folgte eine Glättung der Daten durch einen gleitenden gleichgewichtenden Mittelwert

mit einer Fensterbreite von 30 Messwerten. Als nächster Schritt wurde eine Umrechnung des Datenstroms auf einen Datensatz pro Sekunde vorgenommen. Die Streustrahlstärkenverhältnisse I_{streu}/I_0 konnten dann mittels der wellenlängenabhängigen Kalibrierung in den Streukoeffizienten $b(\lambda)$ der drei Wellenlängen umgerechnet werden. Mit den Daten des spektralen Streukoeffizienten wurde ein Hyperbelfit zur Erlangung des Hyperbelexponenten γ und damit des Junge-Koeffizienten c_j durchgeführt. Aus den Daten der Streukoeffizienten $b(\lambda)$ wurde ebenfalls – unter der Annahme einer vergleichbaren Zusammensetzung der festen Inhaltsstoffe der vorgefundenen Suspensionen mit der Zusammensetzung der zur Kalibrierung benutzten Wattsedimente – die Konzentration der suspendierten Massen des Meerwassers bestimmt.

Die Daten der CTD wurden ebenfalls zu einem Datenwert pro Sekunde gemittelt, die beiden Daten der CTD und des I3 λ -SLM zeitrichtig zusammengefügt und im 'Oldenburger Datenformat' als ASCII-Daten abgespeichert. Damit sind die Streulichtdaten über der Wassertiefe und im Verhältnis zur Temperatur und zum Salzgehalt der untersuchten Wassermasse darstellbar. Werden diese optischen Tiefenprofile entlang eines Schnitts entsprechend der Stationsabstände aufgetragen, sind interpolierende Darstellungen zwischen den Profilen möglich.

Datenbetrachtung

Zur Veranschaulichung der Messdaten entlang eines Schnitts bietet es sich an, die Daten abhängig vom Messort und der Wassertiefe zweidimensional aufzutragen. Die Messwerte werden nach einer Interpolation durch die Einfärbung dargestellt. Dazu werden sie hier nach dem Krige-Verfahren – im Kriging-Plot – interpoliert. Das Verfahren ist nach dem Geostatistiker D. C. Krige benannt und hat die Eigenschaft der Minimierung der Varianz des Schätzfehlers der interpolierten Punkte. Dabei bestimmt die Kovarianz aller Datenpunkte im Messfeld die Gewichtung, die die Messwerte in der Nähe eines zu interpolierenden Werts erhalten. Damit wird eine Wichtung der Messwerte nicht nur abhängig von der Distanz der Werte voneinander erreicht, sondern auch abhängig von ihrer räumlichen Verteilung und Lage zueinander (INST.F.GEOSTATISTIK UNI MÜNSTER (2000)). Für die Auswertung von Meeresmessdaten wurde in der Arbeitsgruppe Meeresphysik der Carl von Ossietzky-Universität in Oldenburg früher ein aus Matlab-Scripten bestehendes Softwarepaket geschrieben, dessen Kriging-Routinen hier genutzt werden.

Auffällig ist an den Kriging-Plots des Schnitts entlang 75 °N (Abbildungen 5.27 bis 5.32), dass sich in den Profildaten der Streulichtmessungen von der Bodentopographie unabhängige Strukturen zeigen. Im Bereich über der Schelfkante und auf dem Schelf bodennah sind erhöhte Werte der Streukoeffizienten aller drei Wellenlängen zu erkennen. Mögliche Ursache dafür ist, dass die Dünung Sedimente aufwirbelt. Diese Wirbel mit dem beinhaltenden Sedimenten scheinen langlebig genug zu sein, um das Sediment weiter mit sich mitzutragen, ohne dass es erneut absinkt. Innerhalb dieser Sedimentlinsen wurden Konzentrationen von suspendierten Sedimenten bis 4 mg/l gemessen. Dieses hypothetische Verhalten der Sedimentwirbel kann aus bestimmten Strukturen der Messdaten, die sich von der Schelfkante in den Oberflächenbereich der

Tiefsee ziehen, abgeleitet werden. Um über diese Wirbel Gewissheit zu erlangen, wären jedoch längere Zeitreihen oder 'Verfolgungs'-Messungen von einzelnen Strukturen notwendig. Dies war nicht das Ziel der Seereise.

Die Teilchengrößenverteilung der suspendierten Sedimente nimmt im Bereich der Schelfkante – neben dem sonst vorherrschenden Werten des Junge-Koeffizienten $c_j \cong 4.1$ – deutlich verkleinerte Werte des Junge-Koeffizienten bis zu 3.7 an. Kleinere Junge-Koeffizienten beschreiben Teilchengrößenverteilungen, in denen mehr Teilchen mit größeren Radius als Teilchen mit kleinerem Radius in der Suspension vorkommen. Dies könnte ebenfalls durch die Aufwirbelung auch größerer Teilchen an dieser besonders der Dünung ausgesetzten Stelle bedingt sein.

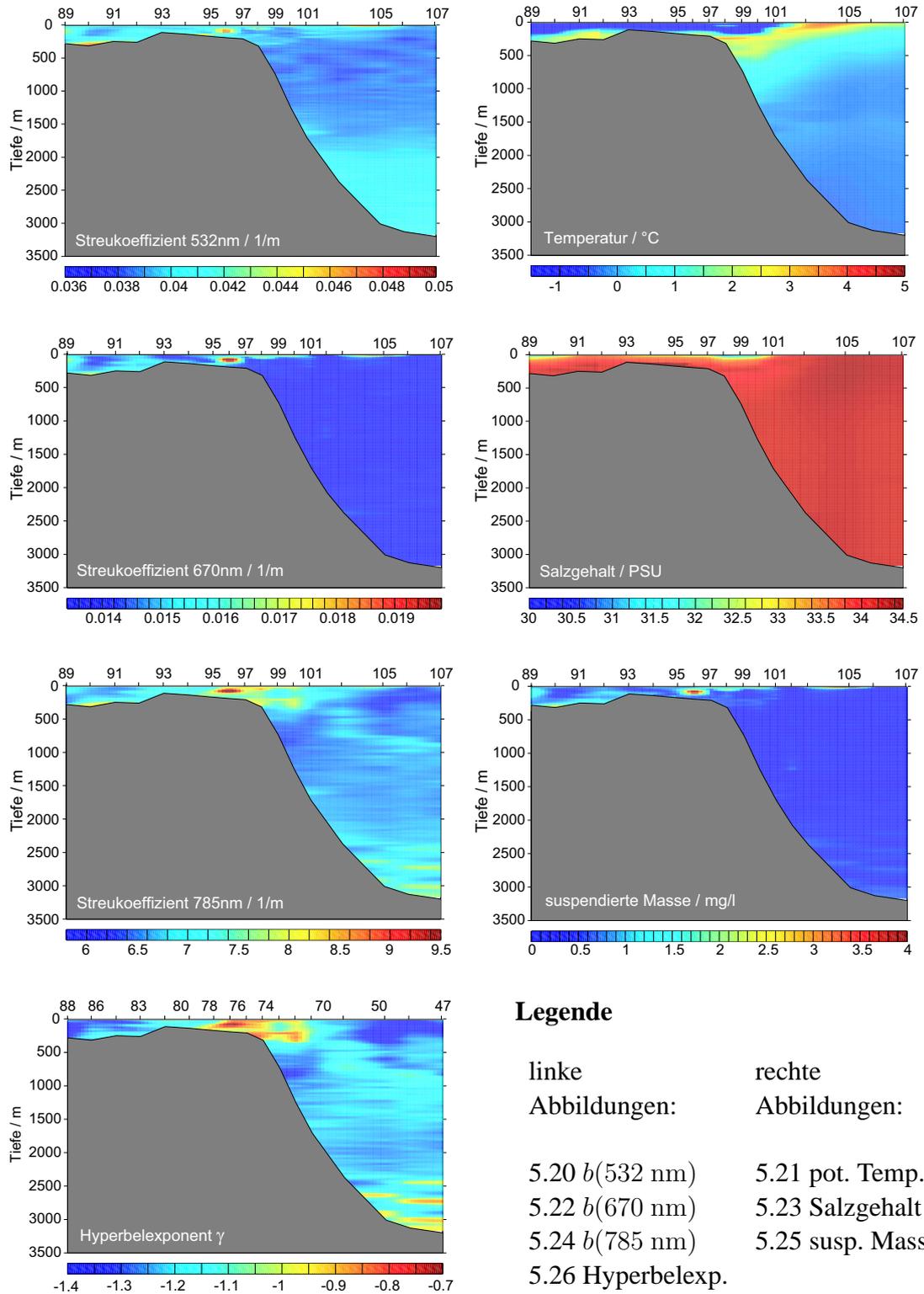
Zum Vergleich der optischen Daten des I3 λ -SLM mit den ozeanographischen Daten der CTD wurde die potentielle Temperatur in Abbildung 5.21 ebenfalls im Kriging-Plot dargestellt. Zu sehen sind im Bereich des Schelfs an der Oberfläche die sehr niedrigen Temperaturen des ASW. Direkt über dem Boden des Schelfs befindet sich auch das wärmere salzreichere AW höherer Dichte, das auch die Oberflächenschicht außerhalb des Schelfs bildet. Das ABW ist in Wassertiefen größer als wenige hundert Meter außerhalb des Schelfs zu identifizieren.

Bei der Betrachtung der Kriging-Plots der Streukoeffizienten quer zum Tiefseekanal (zum Beispiel im Jojo-Profil F, aber auch C und D im Anhang) in den Abbildungen 5.34 bis 5.36 fällt sofort eine Asymmetrie der Streukoeffizienten nördlich und südlich der Rinne auf. Diese könnte durch die vorherrschende Strömung quer zum Kanal erklärt werden. Sedimente, die im Bereich des Kanals suspendiert werden, werden durch die Strömung mitgetragen. Auffallend ist hierbei die Richtung der Strömung. Die Bewegungsrichtung des Schiffs während der Messung war in nordwestlicher Richtung, siehe Fahrtbericht Lance 2002, CTD-Profil Nr. 67, HOLFORT (2002), entsprechend muss die vorherrschende bodennahe Strömung ebenfalls etwa in diese Richtung weisen. Sonst hätten zunächst hohe Sedimentkonzentrationen und gegen Ende des Profils auf der anderen Kanalseite niedrigere oder gleichbleibende Konzentrationen gemessen werden müssen. Diese Beobachtung der Strömungsrichtung steht im Einklang mit den Ergebnissen des Teilprojekts B1 von ARKTIEF II LOGEMANN (2003): Im Rahmen von Simulationen der Abgänge von Suspensionslawinen an der Schelfkante wurden in diesem Teilprojekt bodennahe Strömungen am Fuß der Schelfkante entgegen der vorherrschenden Strömungsrichtung des Ostgrönlandstromes errechnet.

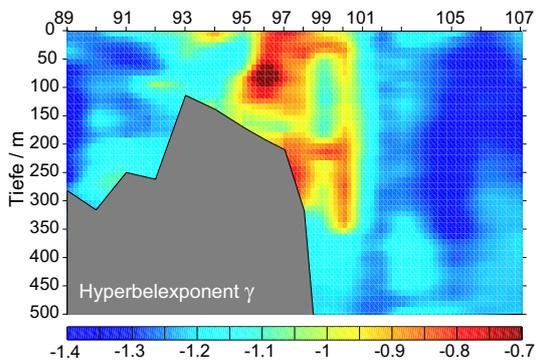
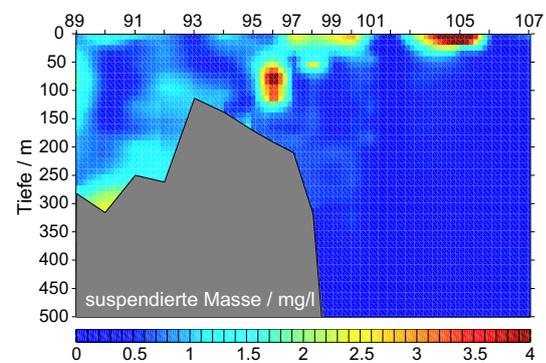
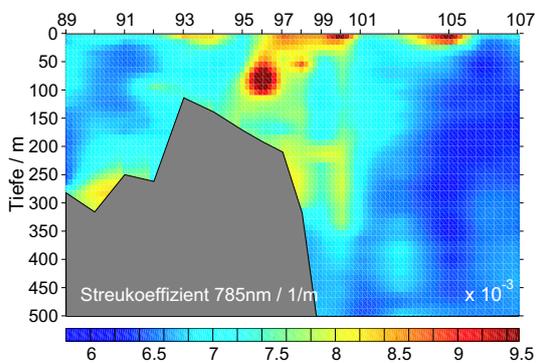
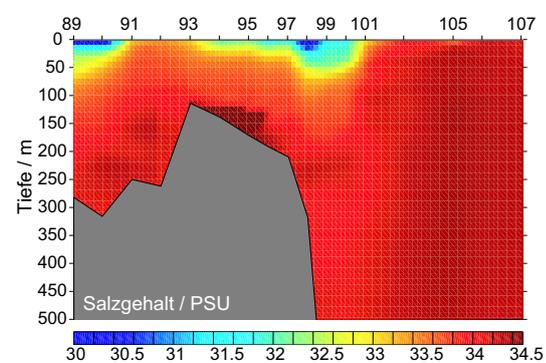
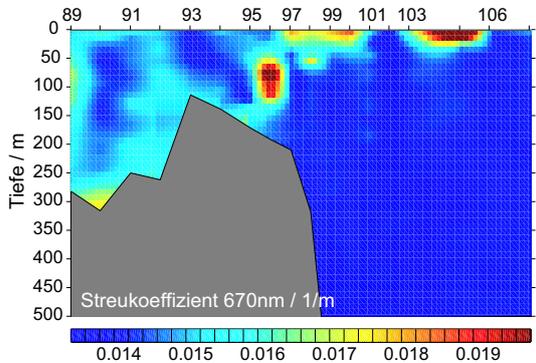
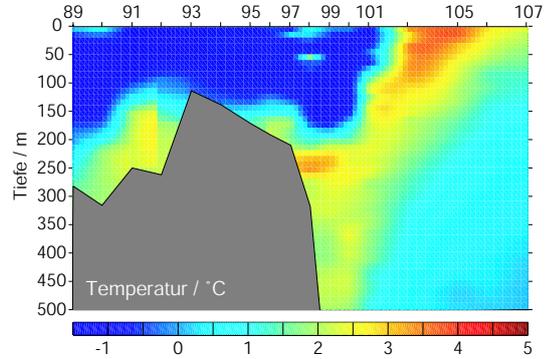
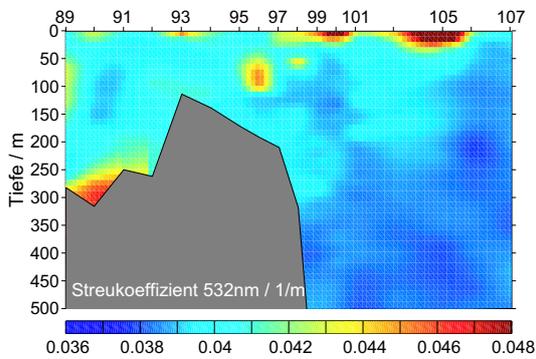
Auffällige Messwerte des Junge-Koeffizienten wurden im Bereich der Tiefseerinne nicht erfasst. Dies könnte daran liegen, dass die Energie der an den Kanalwällen erzeugten Wirbel nicht ausreicht, um so viele größere Teilchen in Suspension zu bringen, dass sie sich nennenswert auf den Junge-Koeffizienten auswirken.

Die Auftragung der potentiellen Temperatur in Abbildung 5.35 zeigt, dass sich im Bereich des Tiefseekanals kälteres Wasser als in der Umgebung befindet, das anscheinend ebenfalls durch die Strömung nach NW mittransportiert wird. Wegen der niedrigeren Temperatur und der damit verbundenen höheren Dichte des Wassers im Kanal liegt die Vermutung nahe, dass dieses Wasser sich im Kanal weiter ausbreitet. Zu diesem interessanten Punkt wird auf die in Kürze zu erwartende ozeanographische Auswertung der Expeditionsdaten verwiesen.

Tiefsee-Interpolationsplots nach Krige der Stationen **89** bis **107** entlang des **75 °N**-Schnitts:



Interpolationsplots nach Krige der Stationen **89** bis **107** entlang des **75 °N**-Schnitts
Messbereich Tiefe 0 - 500 m :



Legende

linke
Abbildungen:

rechte
Abbildungen:

5.27 $b(532 \text{ nm})$

5.28 pot. Temp. Θ

5.29 $b(670 \text{ nm})$

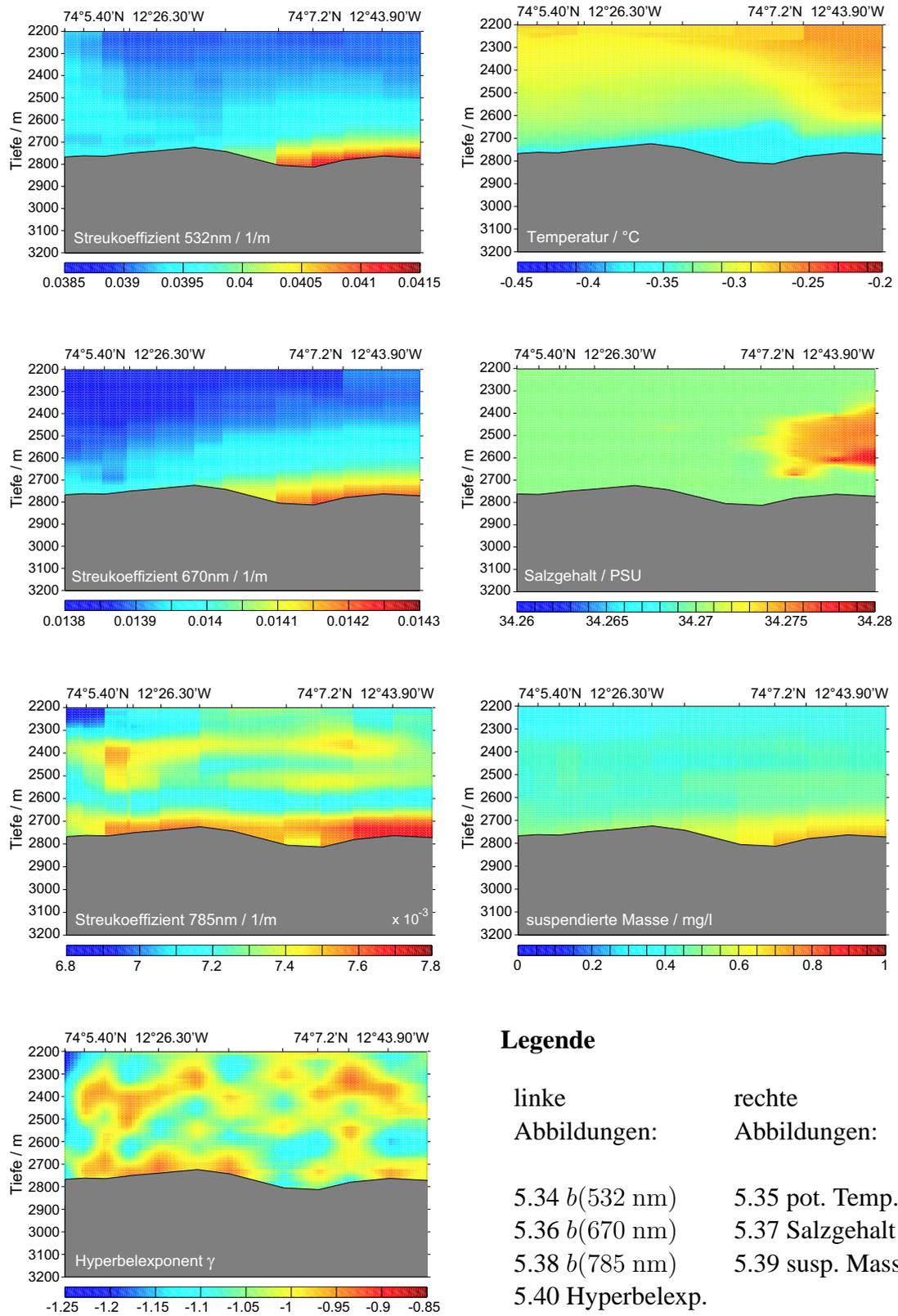
5.30 Salzgehalt S

5.31 $b(785 \text{ nm})$

5.32 susp. Masse

5.33 Hyperbelexp.

Interpolationsplots nach Krige der bodennahen **Jojo-Station F**:



Legende

linke	rechte
Abbildungen:	Abbildungen:
5.34 $b(532 \text{ nm})$	5.35 pot. Temp. Θ
5.36 $b(670 \text{ nm})$	5.37 Salzgehalt S
5.38 $b(785 \text{ nm})$	5.39 susp. Masse
5.40 Hyperbelexp.	

Messdatenqualität

Für die Beurteilung der Qualität der Messdaten stand während der Forschungsfahrt kein Referenzmessgerät oder Kalibriernormal zur Verfügung, so dass eine a-posteriori-Fehlerabschätzung der Daten der Streulichtmessungen durchgeführt wurde.

Die Streukoeffizienten der drei unterschiedlichen Wellenlängen stehen in einem funktionalen Verhältnis zueinander, das entsprechend Abschnitt 3.3.5 durch den hyperbolischen Verlauf des spektralen Streukoeffizienten $b(\lambda) \sim \lambda^\gamma = \lambda^{3-c_j}$ beschrieben wird. Die Abweichung von diesem idealen hyperbolischen Verlauf wurde als Maß für die Qualität der Messungen genutzt. Der Hyperbelfit wurde als lineare Regression an den doppellogarithmisch aufgetragenen Messdaten ausgeführt. Der zugehörige Korrelationskoeffizient r wurde für jede Messung der drei Streukoeffizienten errechnet und für die Profile entlang 75°N und das **Jojo-Profil F** als Kriging-Plot dargestellt.

Aus der Abbildung 5.41 ergibt sich bei dem Profilschnitt bei 75°N ein minimaler Wert des Korrelationskoeffizienten r von 0.65. Wird diese schlechteste Korrelation mit dem rechnerisch zu erwartenden Korrelationskoeffizienten aus fehlerbehafteten Messdaten – dargestellt in Abbildung 3.13 – verglichen, kann rückwärts aus dem Korrelationskoeffizienten auf die minimalen relativen Messfehler der Messwerte von -23% und $+30\%$ geschlossen werden.

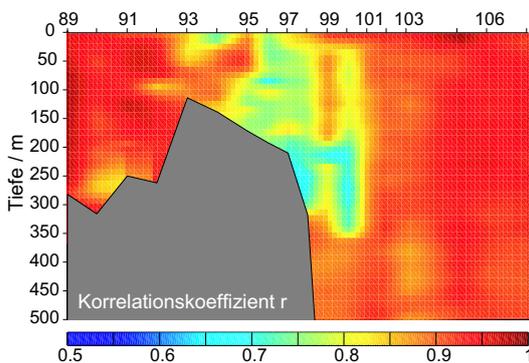


Abbildung 5.41: 75°N , 0-500 m, Korrelationskoeffizient r

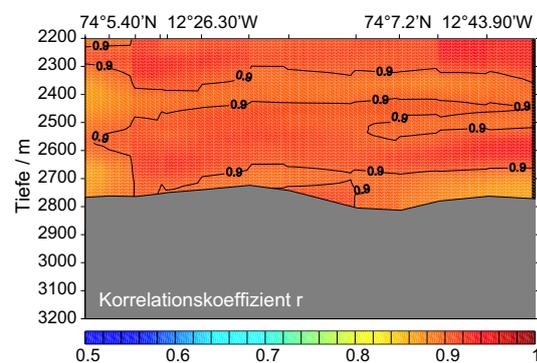


Abbildung 5.42: Jojo-Profil F, Korrelationskoeffizient r

5.3 Zusammenfassung Einsatz des Messgeräts

In diesem Kapitel wurde die Kalibrierung des $I3\lambda$ -SLM mit resuspendierten mineralischen Sedimenten aus dem Rückseitenwatt beschrieben. Zur Kalibrierung wurden 6 Sedimentproben mit unterschiedlichen Konzentrationen in 14 Messungen verwendet. Dadurch ergab sich ein kalibrierter Messbereich des $I3\lambda$ -SLM für Streukoeffizienten $b(\lambda)$ von $8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bis 2 m^{-1} . Der Streukoeffizient ist für eine Suspension mit bekannter Materialzusammensetzung durch Materialdichte direkt korreliert mit der suspendierten Massenkonzentration der Suspension. Durch Filtrationen und Wägungen der Kalibriersuspensionen konnte eine Kalibrierung des Streukoeffizienten auf die sus-

pendierte Masse in den Suspensionen im Messbereich von 0.1 mg/l bis 6 mg/l erfolgen. Zur Qualifikation des zur Kalibrierung genutzten Laboraufbaus zur Attenuationsmessung wurden zuvor Testmessungen mit diesem Aufbau am GKSS Forschungszentrum in Geesthacht durchgeführt.

Mit dem kalibrierten I3λ-SLM wurden Testmessungen in Verdünnungsreihen mit dem leicht verfügbaren Streumedium Milch und dem Trübungsstandard Formazin durchgeführt. Mit Messungen an Suspensionen aus Polystyrene- oder Latex-Kugeln bekannten Durchmesser ließ sich die rechnerische Reproduzierbarkeit der Messdaten mit einem mittleren Fehler von etwa 50 % zeigen.

Gerätevergleich der *in situ*-Nephelometer:

Hersteller: Gerät	Messprinzip	Messbereich	Auflösung
Haardt: Backscat Option 1101LF	Rückstreuung	0 - 1.25 %	0.001 %
Bürkel, AG Meer: Ellipsoid-Rückstreuungsmessgerät	winkelintegrierte Rückstreuung	$b_b = 0.015 \text{ m}^{-1} - 0.77 \text{ m}^{-1}$ $c = 0.38 \text{ m}^{-1} - 17 \text{ m}^{-1}$	Fehler: < 14 %
Sequoia: LISST-100	Kleinwinkel-Vorwärtsstreuung - Attenuation	suspendierte Massenkonz.: 6.3 mg/l - 397 mg/l	1.3 mg/l
diese Arbeit: I3λ-SLM	winkelintegrierte Vorwärtsstreuung	$b_f = 8 \cdot 10^{-3} - 2 \text{ m}^{-1}$ suspendierte Massenkonz.: 0.1 mg/l - 30 mg/l	$2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ 0.1 mg/l

Mit diesen erreichten Messbereichen und Auflösungen ist das I3λ-SLM besonders für die niedrigen Schwebstoffgehalte des freien Ozeans und der Tiefsee geeignet.

Während einer Forschungsfahrt im Spätsommer 2002 konnte das I3λ-SLM vor der Ostküste Grönlands bei 75 °N unter den Bedingungen seines späteren Einsatzes erfolgreich getestet werden. Während 90 Profil-Messungen wurden die Streukoeffizienten der Wassersäule bis Tiefen von 4400 m ermittelt. Die Auswertung der Daten lässt erkennen, dass im oberflächennahen Bereich der Schelfkante, nahe des Meeresbodens und im Bereich des untersuchten Tiefseekanals erhöhte Werte des Streukoeffizienten zu finden waren. Die Massenkonzentrationen des Seewassers lagen in einigen Bereichen nahe der Schelfkante bis maximal 4 mg/l, während sie in der Wassersäule meist Werte von 0.2 mg/l bis 0.7 mg/l aufwiesen.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Prinzip der Erfassung des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ durch eine winkelintegrierende Streulichtmessung in Vorwärtsrichtung vorgestellt. Es wurde ein neues *in situ*-Nephelometer zur Langzeiterfassung von Teilchensuspensionen in der Tiefsee konzipiert, gebaut und im Zielgebiet getestet. Dieses Gerät basiert auf dem Prinzip der Streustrahlungserfassung in Vorwärtsrichtung bei gleichzeitiger Ausblendung des anregenden Lichtstrahls (ausschließliche Streustrahlungserfassung) und der Integration dieser Streustrahlung über einen großen Winkelbereich. Wegen der zu erwartenden niedrigen Teilchenzahldichte im Ozean wurden Kleinlaser als Lichtquellen hoher Strahldichte verwendet. Damit trotz niedriger Streustrahlungsstärke ein messbares Streulichtsignal erfasst werden kann, wurde das Streulicht durch einen elliptisch geformten Hohlspiegel über einen weiten Winkelbereich integriert. Das Gerät wird darum mit dem Namen 'Winkelintegrierendes-3-Wellenlängen(λ)-Streulichtmessgerät', kurz I3 λ -SLM bezeichnet. Es wurde einschließlich Energieversorgung für die Einsatzdauer in Verankerungen von über einem Jahr konzipiert, ist jedoch durch das leicht auswechselbare Speichermedium und das Batteriepaket einfach modifizierbar. Die Messdaten werden während des Einsatzes mit einer Zeitmarke versehen intern gespeichert und können nach Bergung des Gerätes ausgelesen und mit den Strömungsdaten der weiteren Messumgebung korreliert werden. Mit diesen kombinierten Daten können dann Aussagen über die vom Wasser transportierten suspendierten Schwebstofffrachten getroffen werden.

Testmessungen mit dem I3 λ -SLM im Zielgebiet in der Grönlandsee haben gezeigt, dass es sowohl den mechanischen Anforderungen eines Einsatzes in der Tiefsee als auch den an die Messtechnik zu stellenden Anforderungen genügt. Damit sind die Voraussetzungen für eine Langzeiterprobung erfüllt.

Mit dem I3 λ -SLM steht ein zeitlich hochauflösendes und optisch empfindliches Messgerät für den Langzeiteinsatz in der Tiefsee zur Verfügung, das über die Messung des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ Aussagen über Teilchenvorkommen und deren Größenverteilung ermöglicht. Der Messbereich des I3 λ -SLM für den Streukoeffizienten $b(\lambda)$ erstreckt sich wellenlängenabhängig von $8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bis rechnerisch 20 m^{-1} (ohne Korrekturen für Mehrfachstreuung) bei einer nichtlinearen Mindestauflösung von $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Durch eine Kalibrierung mit bekannten suspendierten Massen natürlicher Sedimente können Messungen der Masse des suspendierten Materials im Messbereich von 0.1 mg/l bis 30 g/l mit einer nichtlinearen Auflösung von besser als 0.1 mg/l ausgeführt werden. Diese Auflösung bei der Messung der Konzentration der suspendierten Massen wird – wie auch die Möglichkeit dieses Langzeiteinsatzes – von aktuell etablierten *in situ*-Nephelometern mit Größenbestimmung der Teilchen (zum Beispiel von Fa. Sequoia) zur Zeit noch nicht geleistet.

Mögliche Einsatzgebiete des neuen I3 λ -SLM sind in Zukunft die schwer zugänglichen Bereiche der Tiefsee, in denen über einen langen Zeitraum die bodennahen Teilchensuspensionen erfasst werden sollen.

Weiterentwicklungen Bei dem beschriebenen Messprinzip ist festzustellen, dass die Empfindlichkeit bei hoher Hintergrundstrahlung wegen des beschränkten Aussteuerbereichs der Analogelektronik absinkt. Im geplanten Einsatz in der Tiefsee ist dies kein Hindernis. Sollte die Sonde aber auch profilierend oder in kleinen Tiefen mit Tageslichteinfall eingesetzt werden, empfiehlt sich eine Abschattung des Messvolumens. Diese Abschattung kann durch relativ einfache Maßnahmen erreicht werden, die jedoch immer den Wasseraustausch im Messvolumen beeinträchtigen. Ein Verlegen des Messvolumens in den Sondeninnenraum mit zusätzlichem Pumpen des Wassers ist eine mögliche Alternative. Jedoch muss durch kleine Austauschvolumen und geeignete Führung des Mediums darauf geachtet werden, dass keine zusätzlichen Zeitkonstanten eingeführt werden.

Bei einer gleichzeitigen Erfassung der Attenuation bzw. der Streuung unter 0° können Aussagen über die Absorption der Inhaltstoffe des Wassers getroffen werden. Diese Messdaten könnten auch genutzt werden, um bei einem Langzeiteinsatz die Effekte durch die Verschmutzung und den Bewuchs der Fenster besser abzuschätzen zu können.

In naher Zukunft werden auch Laser mit kürzeren Wellenlängen – zum Beispiel verdoppelte Nd:YAG-Laser mit Wellenlängen von 473 nm oder Diodenlaser mit Wellenlängen bis in ultraviolette Wellenlängen – kostengünstig zu erstehen sein. Besonders zur Erfassung kleinerer Teilchen ist die Erweiterung des Messprinzips zu kürzeren Wellenlängen bedeutsam. Hierbei wird erst bei Wellenlängen kleiner als 350 nm die erhöhte Absorption des Wassers zu kleineren Wellenlängen zu beachten sein. Eine bessere Beschreibung der Teilchenverteilungen gerade bei kleineren Teilchendurchmessern, die wegen ihrer großen Anzahl im Meerwasser einen sehr starken Einfluss auf die Lichtstreuung haben, ist zur genaueren Beschreibung der Form der Größenverteilung der Inhaltstoffe im Ozean interessant.

Die Schwierigkeit beim Erfassen der vorwärtsgerichteten Streustrahlung ist die Separation der Streustrahlung vom anregenden Lichtstrahl unter kleinen Winkeln. Die Intensität der Streustrahlung über den Streuwinkel doppellogarithmisch aufgetragen verläuft über große Winkelbereiche weitgehend linear, d.h. dass sie näherungsweise exponentiell abfällt. Es erfordert einen optisch sehr stabilen Aufbau, um die Streustrahlung bei kleinen Winkeln von dem erzeugenden Strahl zu separieren. Zusätzlich tritt, wie bei der Rotation von Sender und Empfänger umeinander (JERLOV (1976)), die Problematik des sich unter verschiedenen Betrachtungswinkeln verschiedenen Messvolumens auf. Auch hieraus ergibt sich die Notwendigkeit eines starren Aufbaus, wie er im dem in dieser Arbeit vorgestellten Ansatz verfolgt wurde.

Ausblick Messsysteme, die ein weit entferntes Messen möglich machen, wie LIDAR oder bildgebende Systeme, setzen sich zur Zeit durch. Bei diesen Systemen befinden sich Sender und Empfänger am gleichen Ort im Flugzeug oder Satelliten. Betrachtet

wird damit die Rückstreuung unter kleinen Winkeln, während bei der Vorwärtsstreuung ein Aufbau mit dem Messmedium zwischen Sender und Empfänger oder zumindest eine Strahlumlenkung notwendig ist. Geräte, die die Vorwärtsstreuung von Licht im Medium nutzen, werden darum wahrscheinlich auch in Zukunft *in situ*-Geräte sein. Diese Art Geräte wird jedoch trotz des Aufwands der Messung vor Ort für die Referenzierung und Kalibrierung der schnelleren Systeme, deren Messprinzip auf der Rückstreuung basiert, unabdingbar bleiben.

7 Anhang

7.1 Messdaten Lance Expedition

Lance - Tiefseeschnitt 74°N:

Die beiden links und rechts dargestellten Teilschnitte von potentieller Temperatur in den Abbildungen 7.1 und 7.2 und von Salzgehalt in den Abbildungen 7.3 und 7.4 wurden auf unterschiedlichen Transekten auf dem 74-ten Breitengrad ausgeführt (siehe die Stationsübersicht in Abbildung 5.18). Die unterschiedliche Steigung des Meeresbodens an der gleichen Position bei den Stationen 7 und 65 rührt von der Skalierung der unterschiedlichen Länge der Teilschnitte her.

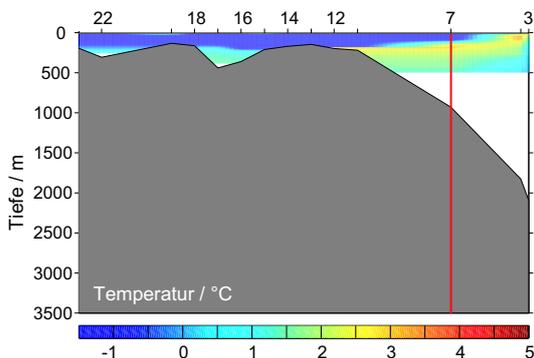


Abbildung 7.1: Tiefseeschnitt 74°N, potentielle Temperatur Θ

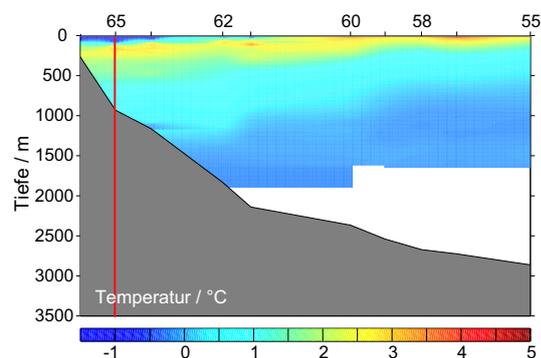


Abbildung 7.2: Tiefseeschnitt 74°N, potentielle Temperatur Θ

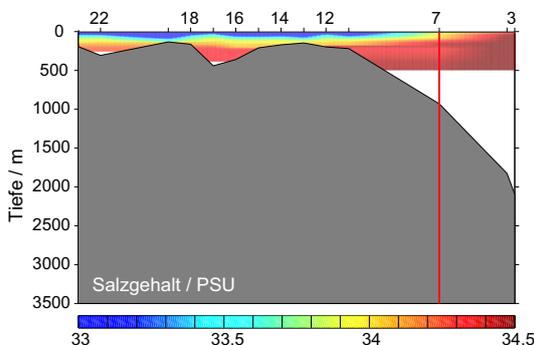


Abbildung 7.3: Tiefseeschnitt 74°N, Salzgehalt S

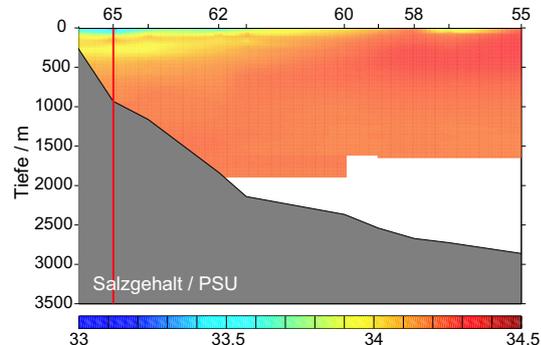
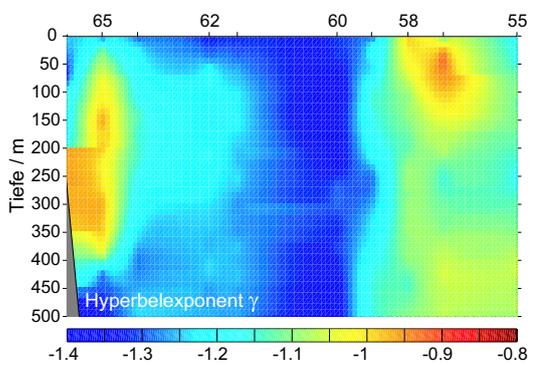
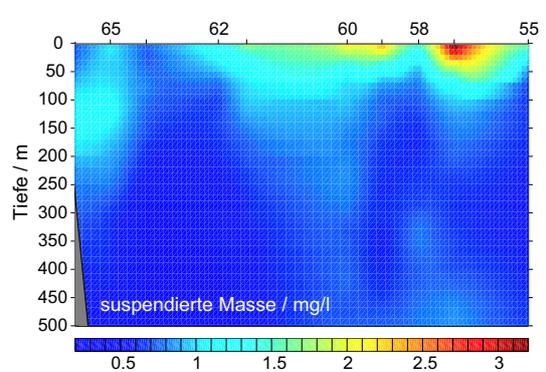
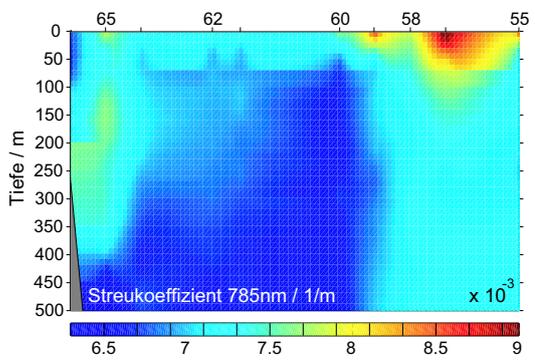
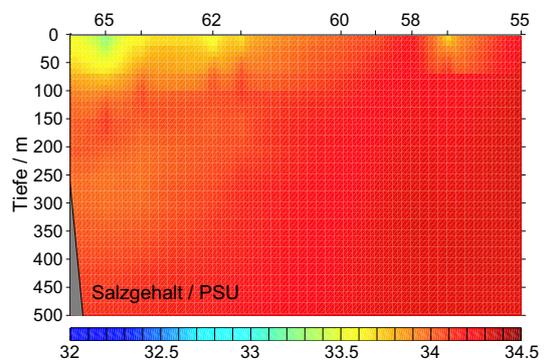
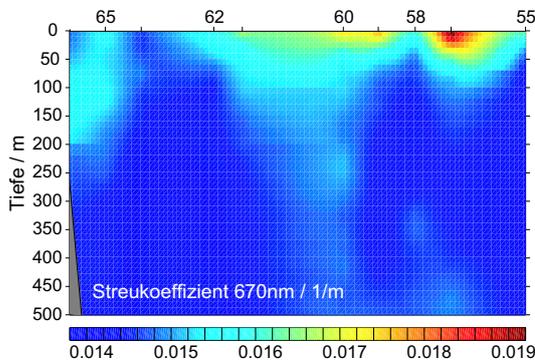
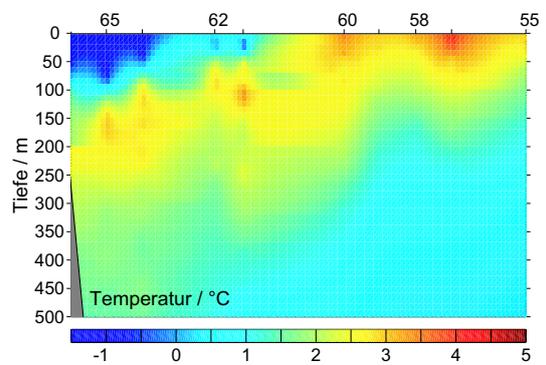
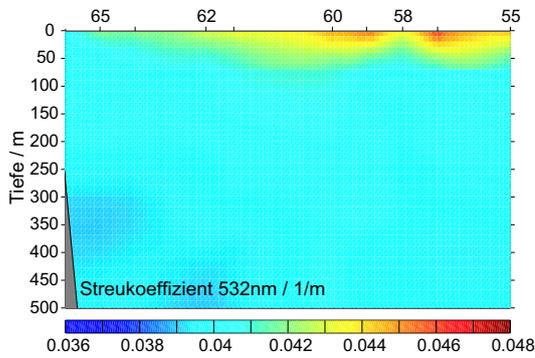


Abbildung 7.4: Tiefseeschnitt 74°N, Salzgehalt S

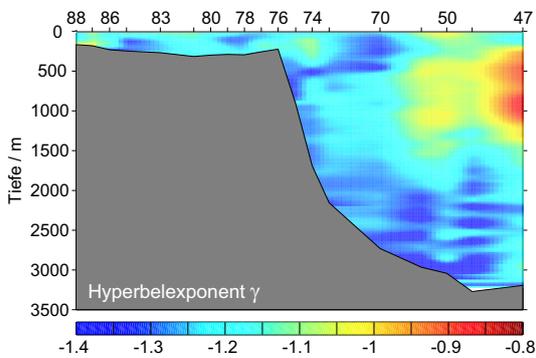
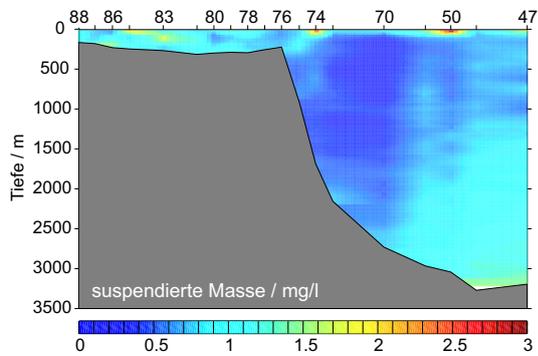
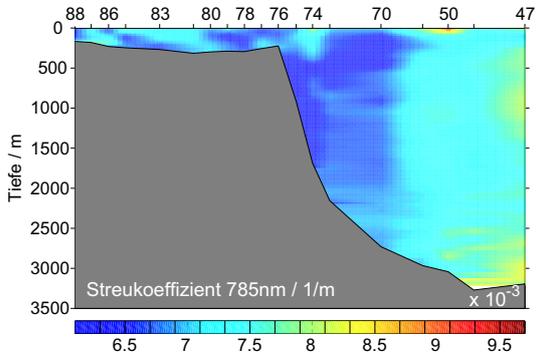
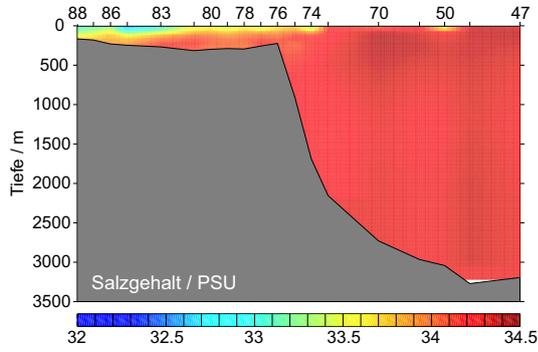
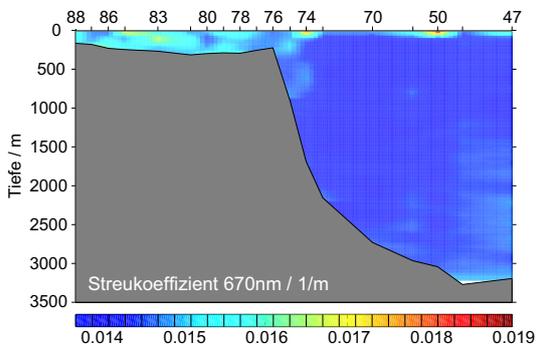
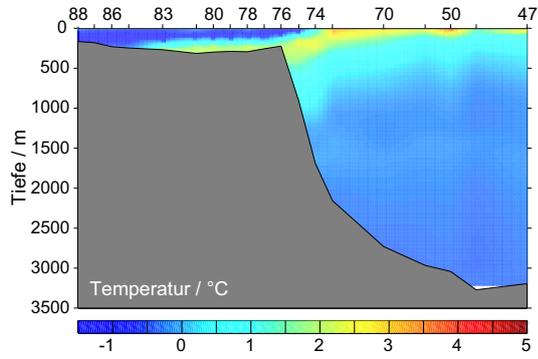
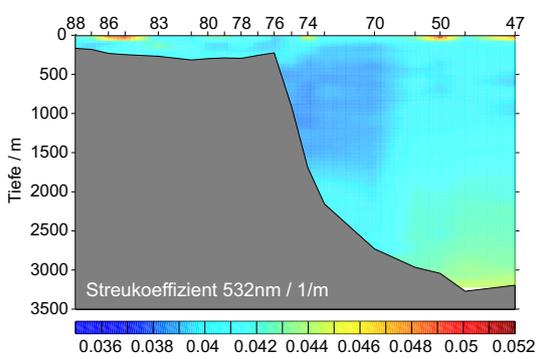
Lance - Schnitt 74°N:



Legende

- | | |
|-------------------------|-------------------------|
| linke | rechte |
| Abbildungen: | Abbildungen: |
| 7.5 $b(532 \text{ nm})$ | 7.6 pot. Temp. Θ |
| 7.7 $b(670 \text{ nm})$ | 7.8 Salzgehalt S |
| 7.9 $b(785 \text{ nm})$ | 7.10 susp. Masse |
| 7.11 Hyperbelexp. | |

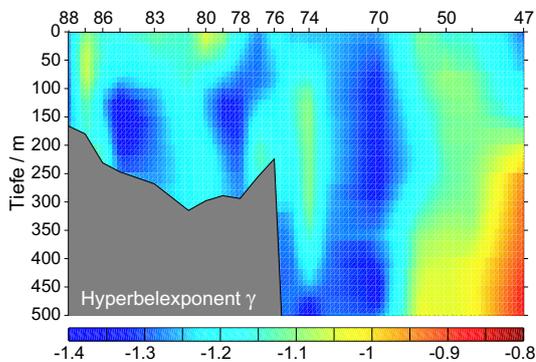
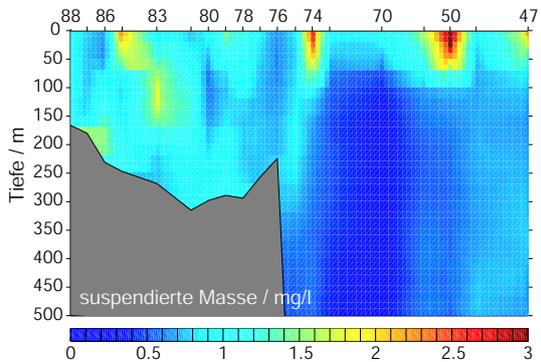
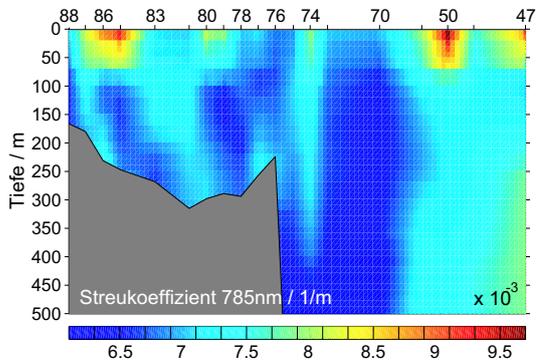
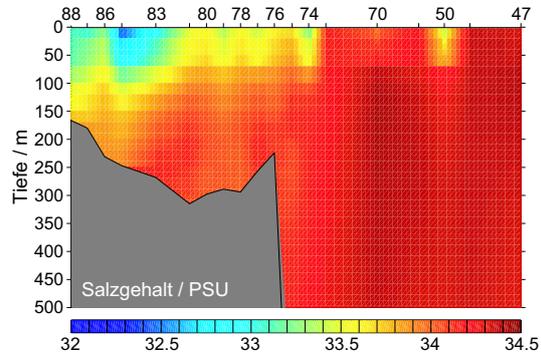
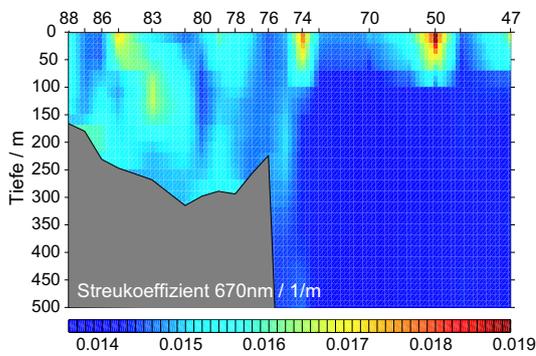
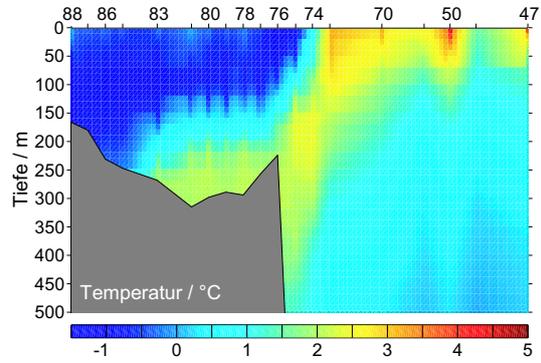
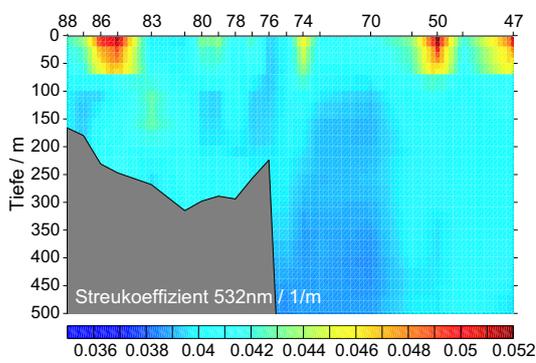
Lance - Tiefseeschnitt 74.5°N:



Legende

linke	rechte
Abbildungen:	Abbildungen:
7.12 $b(532 \text{ nm})$	7.13 pot. Temp. Θ
7.14 $b(670 \text{ nm})$	7.15 Salzgehalt S
7.16 $b(785 \text{ nm})$	7.17 susp. Masse
7.18 Hyperbelexp.	

Lance - Schnitt 74.5°N:



Legende

linke
Abbildungen:

rechte
Abbildungen:

7.19 $b(532 \text{ nm})$

7.20 pot. Temp. Θ

7.21 $b(670 \text{ nm})$

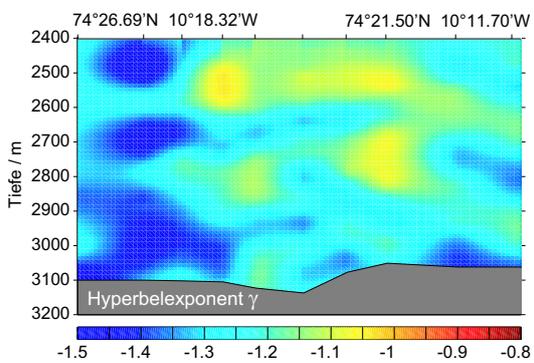
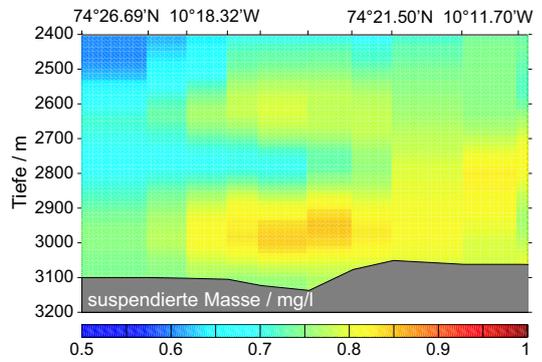
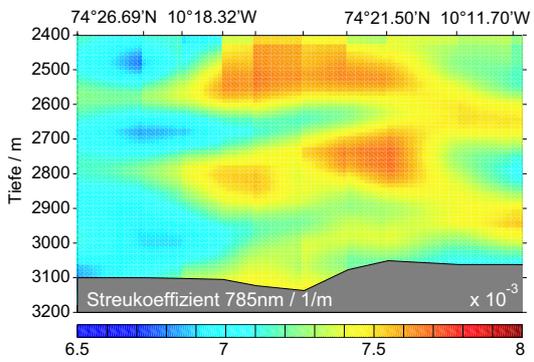
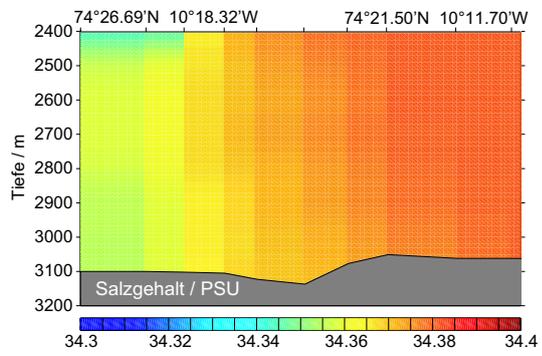
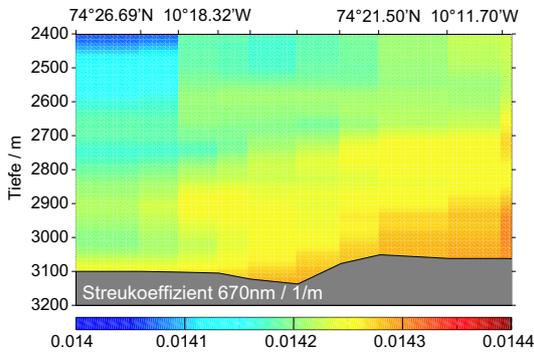
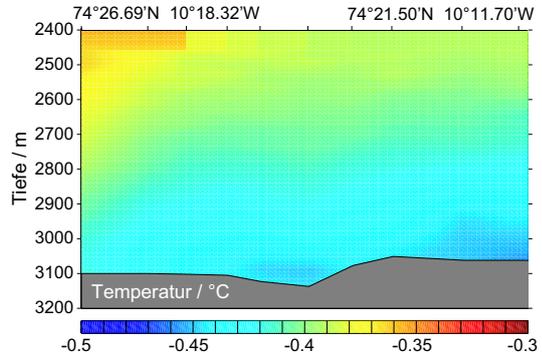
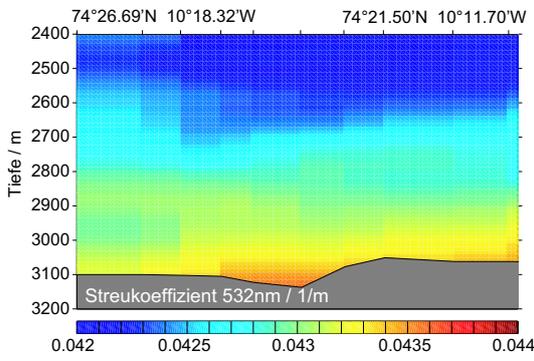
7.22 Salzgehalt S

7.23 $b(785 \text{ nm})$

7.24 susp. Masse

7.25 Hyperbelexp.

Jojo - Station C:



Legende

linke
Abbildungen:

rechte
Abbildungen:

7.26 $b(532 \text{ nm})$

7.27 pot. Temp. Θ

7.28 $b(670 \text{ nm})$

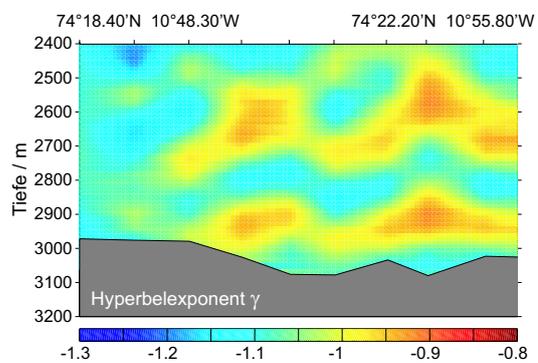
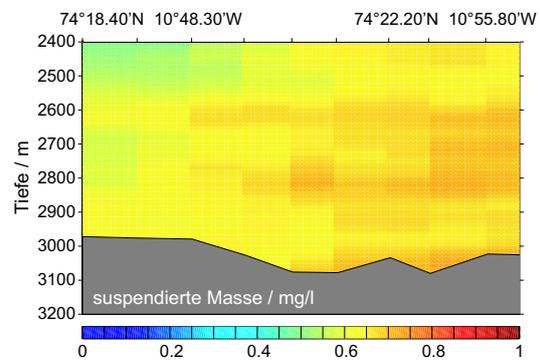
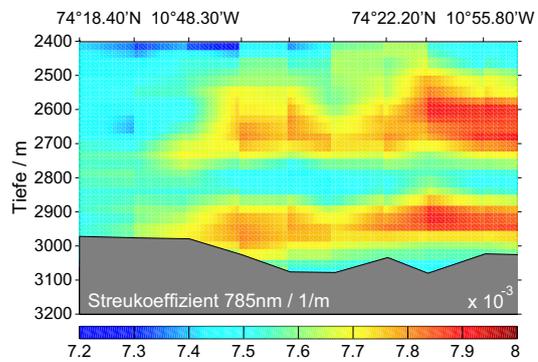
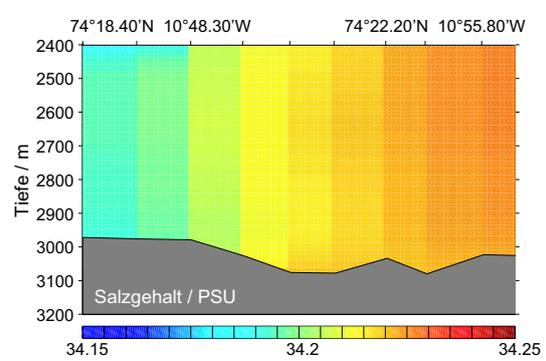
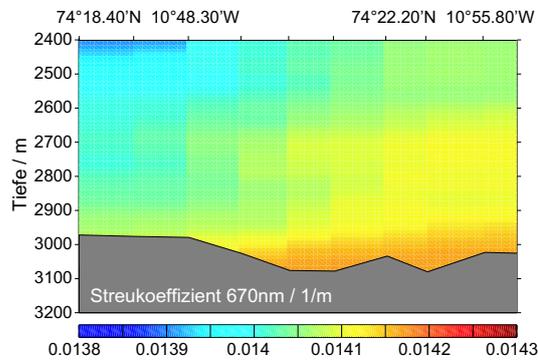
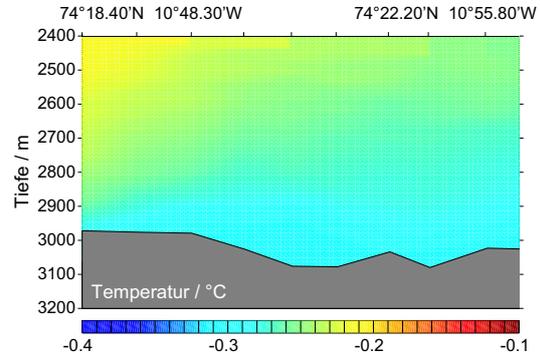
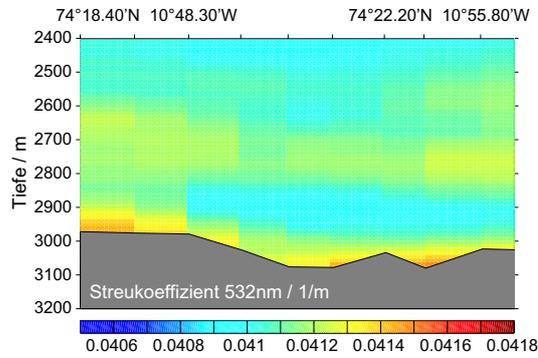
7.29 Salzgehalt S

7.30 $b(785 \text{ nm})$

7.31 susp. Masse

7.32 Hyperbelexp.

Jojo - Station D:



Legende

- | | |
|--------------------------|--------------------------|
| linke | rechte |
| Abbildungen: | Abbildungen: |
| 7.33 $b(532 \text{ nm})$ | 7.34 pot. Temp. Θ |
| 7.35 $b(670 \text{ nm})$ | 7.36 Salzgehalt S |
| 7.37 $b(785 \text{ nm})$ | 7.38 susp. Masse |
| 7.39 Hyperbelexp. | |

Korrelationskoeffizienten der Profilschnitte 74°N, 74.5°N, Jojo-C und Jojo-D

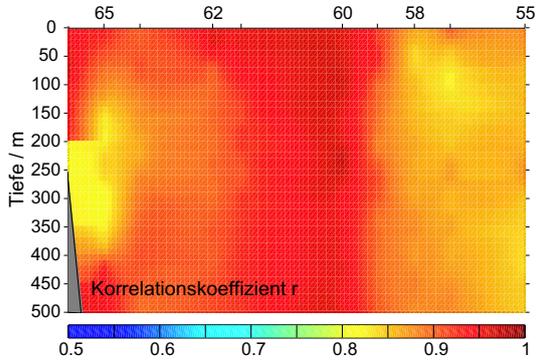


Abbildung 7.40: 74°N, 0-500m, Korrelationskoeffizient r

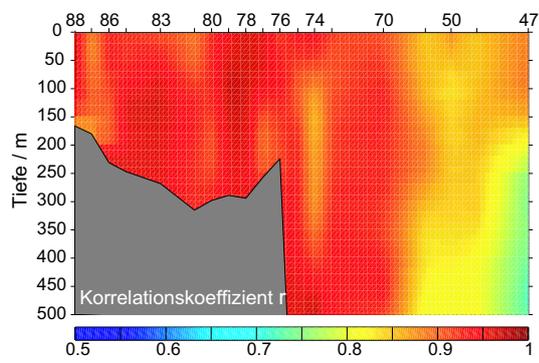


Abbildung 7.41: 74.5°N, 0-500m, Korrelationskoeffizient r

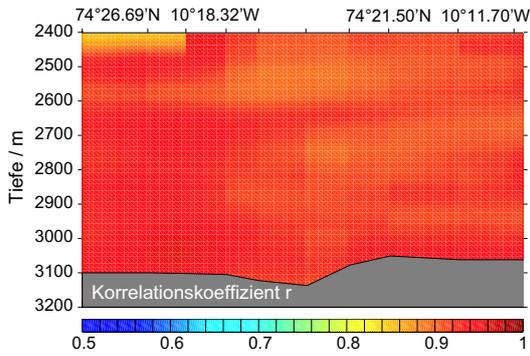


Abbildung 7.42: Jojo-Profil C, Korrelationskoeffizient r

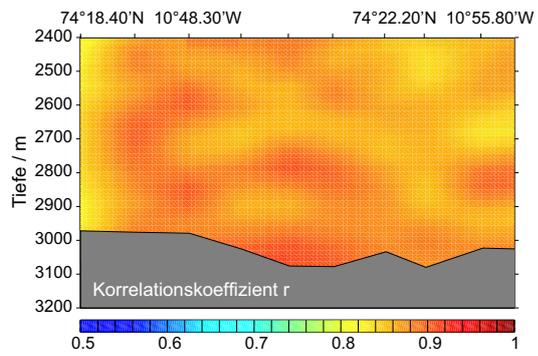


Abbildung 7.43: Jojo-Profil D, Korrelationskoeffizient r

7.2 Schaltbilder

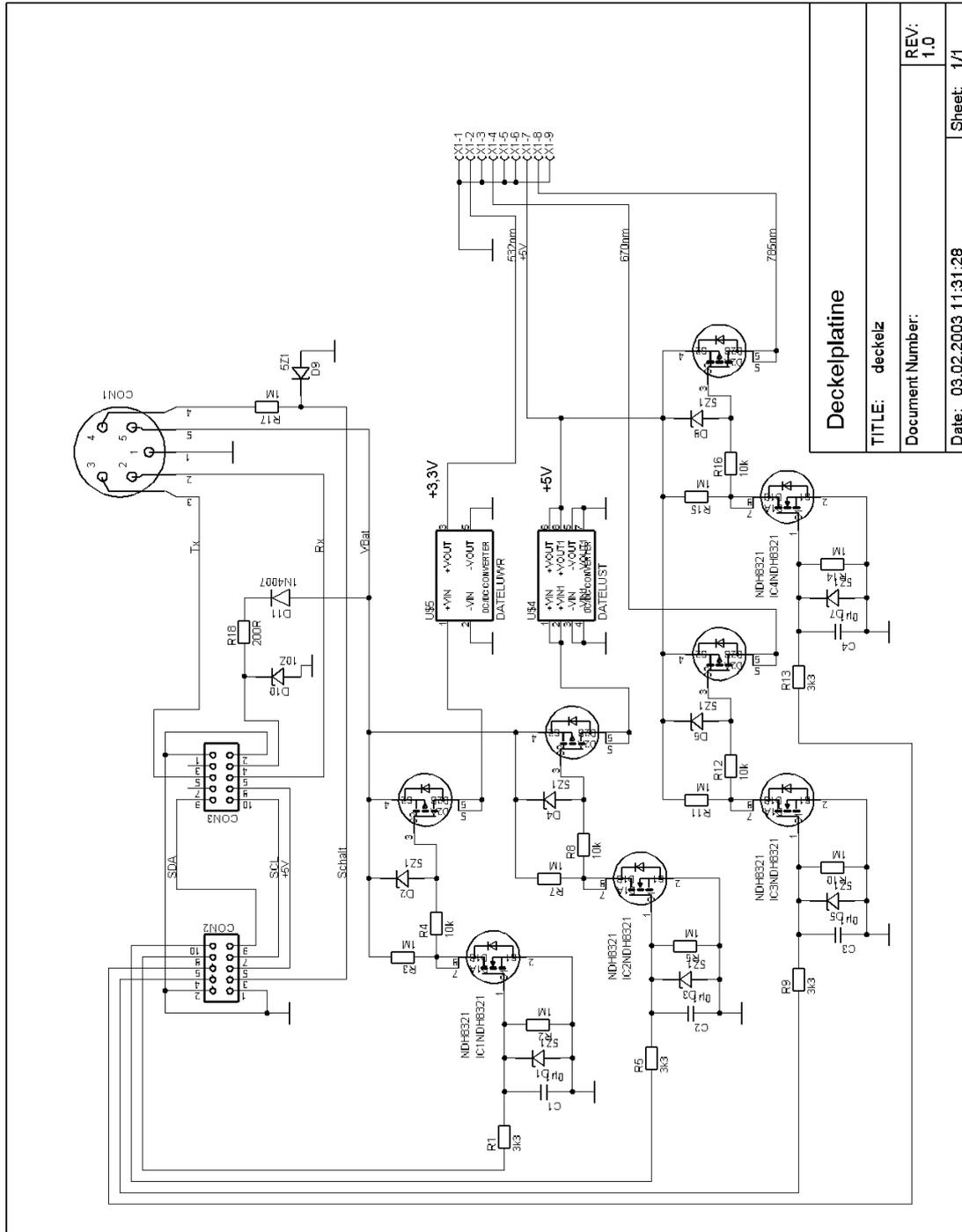


Abbildung 7.44: Schaltung der Deckelplatine zur Spannungswandlung und -verteilung und zur Leistungsschaltung der Laserströme

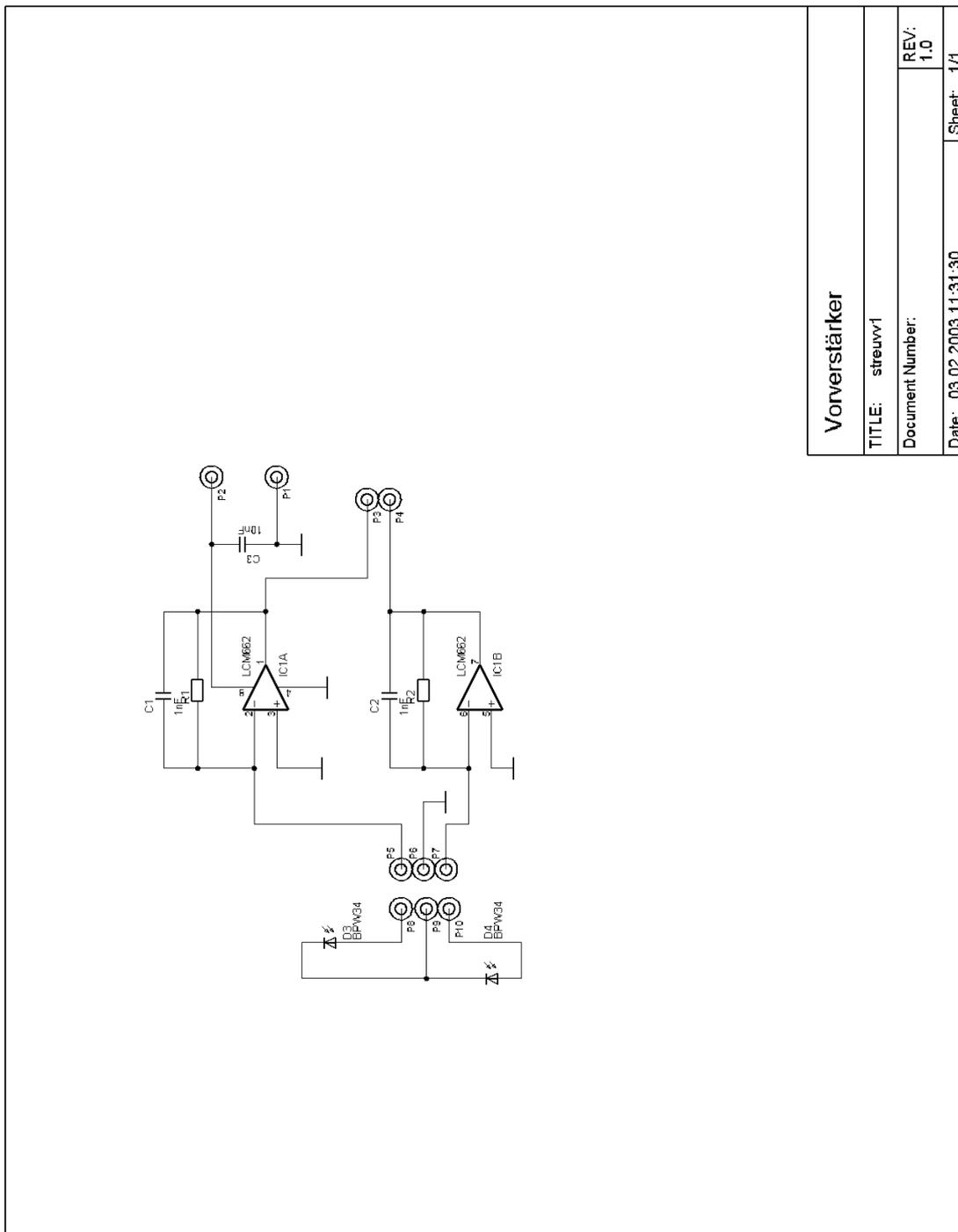
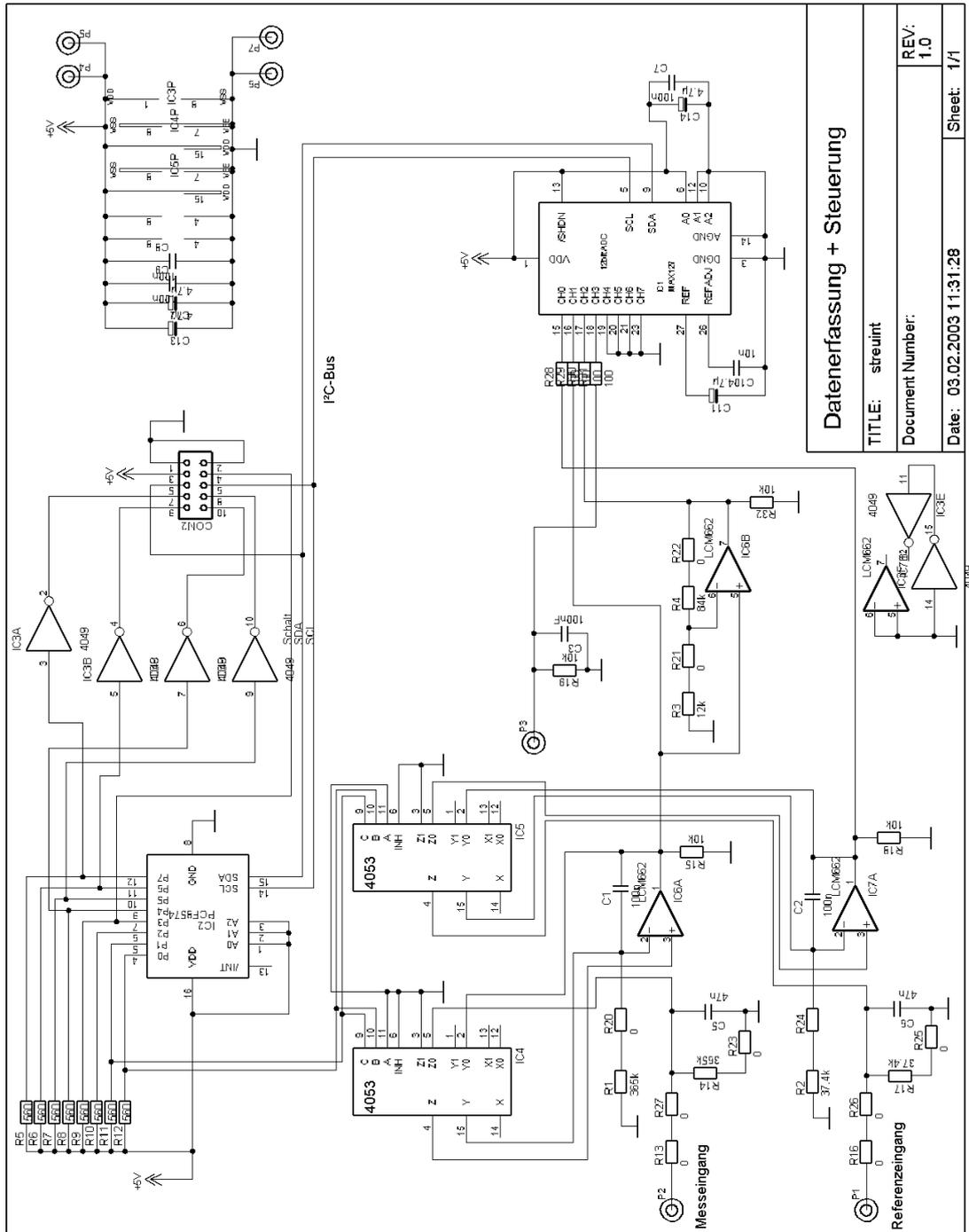


Abbildung 7.45: Schaltung des Impedanzwandlers



Datenerfassung + Steuerung	
TITLE:	streint
Document Number:	
Date:	03.02.2003 11:31:28
REV:	1.0
Sheet:	1/1

Abbildung 7.46: Schaltung zur Signalintegration des Messkanals und des Referenzkanals, Analog-Digitalwandler und I²C-Parallelwandler

7.3 Software Datenlogger

```

; log6t85.hcf
; Makroprogramm für Trios Datenlogger für einen einmaligen Messlauf (timergesteuert)
; 50fache Messung mit drei Lasern für SMD-Elektronik
; PCF-Schalter:
; Bit 0 : Kondensator entladen (Zeit E)
; Bit 1 : Messen/Halten (Zeit M)
; Bit 2 : nc
; Bit 3 : nc
; Bit 4 : nc
; Bit 5 : Laser1 (532)
; Bit 6 : Laser2 (670)
; Bit 7 : Laser3 (785)
; Integrationszeit: $99dd = 50ms
; $ba6a = 60ms
; - Entladen, Halten aus, Integrationszeit abwarten, Halten, Messen,
; - Entladen, L1 an, Halten aus, Integrationszeit abwarten, Halten, L1 aus, Messen,
; - Entladen, L2 an, Halten aus, Integrationszeit abwarten, Halten, L2 aus, Messen,
; - Entladen, L3 an, Halten aus, Integrationszeit abwarten, Halten, L3 aus, Messen,

; Messen: ADC Kanal 0: Refkanal wandeln, auslesen
; ADC Kanal 1: Messkanal wandeln, auslesen
; ADC Kanal 2: Messkanal*8 wandeln,auslesen

; Vorbereitung des Scriptablaufes
00 00 80 08 00 01 ; Programmcounter auf $00
00 00 80 08 00 03 ; Workregister auf 00 (enthält HighAdr vom CmdEEPROM)

; Programmsequenz
00 00 80 80 a0 00 ; Set ProgrammModus
00 00 50 08 04 01 ; 00: goto Init
00 00 80 08 08 01 ; 01: goto Start
00 00 80 08 14 01 ; 02: goto autonomous
00 00 80 08 54 01 ; 03: goto profiling

00 00 80 80 a0 18 ; Set ProgrammModus
00 00 50 60 80 00 ; 04: SetAdr COM-Proz.
00 00 50 58 60 8f ; 05: AdrInit SCM1 Ser.-Nr.$608f Hilfsproz.
00 00 52 60 12 00 ; 06: SetAdr SCM1 auf 12
00 00 80 f8 00 00 ; 07: nop

00 00 80 80 a0 30 ; Set ProgrammModus
00 00 80 20 01 01 ; 08: Power on COM (selbthalten)
00 00 80 20 00 01 ; 09: Power on MMC
00 00 80 08 00 03 ; 0a: Work = $00 für write-Zugriff
00 00 80 e8 a2 04 ; 0b: Reset Alarmflag

00 00 80 80 a0 48 ; Set ProgrammModus
00 00 80 68 00 00 ; 0c: nächste Alarmzeit
00 00 80 f8 00 00 ; 0d: nop
00 00 80 f8 00 00 ; 0e: nop
00 00 80 08 10 05 ; 0f: setze Zähler auf #10

00 00 80 80 a0 60 ; Set ProgrammModus
00 00 80 40 fe fe ; 10: warte
00 00 80 18 05 00 ; 11: Wartezeit schon um?
00 00 80 08 11 01 ; 12: nein: Rücksprung
00 00 80 78 03 00 ; 13: get config

; autonomous
00 00 80 80 a0 78 ; Set ProgrammModus
00 00 80 c8 00 00 ; 14: Init Speicherkarte

```

```
00 00 80 78 02 01 ; 15: Datalogging an
00 00 80 08 00 03 ; 16: Work = $00 für write-Zugriff
00 00 80 90 a2 08 ; 17: hole RTC-Daten

00 00 80 80 a0 90 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f8 00 00 ; 18: nop
00 00 80 08 32 05 ; 19: Lade Zähler mit 50
00 00 80 f0 7e fe ; 1a: Entladeschalter schließen ; Dunkelmessung
00 00 80 40 80 00 ; 1b: Entladezeit abwarten

00 00 80 80 a0 a8 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f0 7e fd ; 1c: Entladeschalter öffnen; Messschalter schließen
00 00 80 40 ba 6a ; 1d: Integrationszeit abwarten
00 00 80 f0 7e ff ; 1e: Messschalter öffnen = Halten
00 00 80 f0 5e 88 ; 1f: ADC Kanal 0 Referenzkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 c0 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 20: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e 98 ; 21: ADC Kanal 1 Messkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown
00 00 80 88 5e 08 ; 22: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e a8 ; 23: ADC Kanal 2 Messkanal*8 wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 d8 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 24: ADC auslesen
00 00 80 f0 7e df ; 25: Schalter alle öffnen, Laser 1 an
00 00 80 f0 7e de ; 26: Entladeschalter schließen
00 00 80 40 80 00 ; 27: Entladezeit abwarten

00 00 80 08 01 03 ; Workregister auf 01 (enthält HighAdr vom CmdEEPROM)

00 00 80 80 a0 00 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f0 7e dd ; 28: Entladeschalter öffnen; Messschalter schließen
00 00 80 40 ba 6a ; 29: Integrationszeit abwarten
00 00 80 f0 7e df ; 2a: Messschalter öffnen = Halten
00 00 80 f0 5e 88 ; 2b: ADC Kanal 0 Referenzkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 18 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 2c: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e 98 ; 2d: ADC Kanal 1 Messkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown
00 00 80 88 5e 08 ; 2e: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e a8 ; 2f: ADC Kanal 2 Messkanal*8 wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 30 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 30: ADC auslesen
00 00 80 f0 7e bf ; 31: Schalter alle öffnen, Laser 2 an
00 00 80 f0 7e be ; 32: Entladeschalter schließen
00 00 80 40 80 00 ; 33: Entladezeit abwarten

00 00 80 80 a0 48 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f0 7e bd ; 34: Entladeschalter öffnen; Messschalter schließen
00 00 80 40 ba 6a ; 35: Integrationszeit abwarten
00 00 80 f0 7e bf ; 36: Messschalter öffnen = Halten
00 00 80 f0 5e 88 ; 37: ADC Kanal 0 Referenzkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 60 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 38: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e 98 ; 39: ADC Kanal 1 Messkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown
00 00 80 88 5e 08 ; 3a: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e a8 ; 3b: ADC Kanal 2 Messkanal*8 wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 78 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 3c: ADC auslesen
00 00 80 f0 7e 7f ; 3d: Schalter alle öffnen, Laser 3 an
```

```
00 00 80 f0 7e 7e ; 3e: Entladeschalter schließen
00 00 80 40 80 00 ; 3f: Entladezeit abwarten

00 00 80 80 a0 90 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f0 7e 7d ; 40: Entladeschalter öffnen; Messschalter schließen
00 00 80 40 ba 6a ; 41: Integrationszeit abwarten
00 00 80 f0 7e 7f ; 42: Messschalter öffnen = Halten
00 00 80 f0 5e 88 ; 43: ADC Kanal 0 Referenzkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 a8 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 44: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e 98 ; 45: ADC Kanal 1 Messkanal wandeln, 0-5V, noPowerDown
00 00 80 88 5e 08 ; 46: ADC auslesen
00 00 80 f0 5e a8 ; 47: ADC Kanal 2 Messkanal*8 wandeln, 0-5V, noPowerDown

00 00 80 80 a0 c0 ; Set ProgrammModus
00 00 80 88 5e 08 ; 48: ADC auslesen
00 00 80 f0 7e ff ; 49: Schalter alle öffnen
00 00 80 18 05 00 ; 4a: Schleifenwiederholungen fertig?
00 00 80 08 1a 01 ; 4b: goto $1a

00 00 80 80 a0 d8 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f8 00 00 ; 4c: nop
00 00 80 78 02 00 ; 4d: Datalogging aus
00 00 80 40 fe fe ; 4e: warte ein bisschen
00 00 80 20 00 00 ; 4f: Power off MMC

00 00 80 08 02 03 ; Workregister auf 02 (enthält HighAdr vom CmdEEPROM)

00 00 80 80 a0 00 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f8 00 00 ; 50: nop
00 00 80 20 01 00 ; 51: Power off COM - selbst ausschalten
00 00 80 a8 00 02 ; 52: Set Control RS232
00 00 80 08 52 01 ; 53: goto $52

; profiling = RS232
00 00 80 80 a0 18 ; Set ProgrammModus
00 00 80 f8 00 00 ; 54: nop
00 00 80 a8 00 02 ; 55: Set Control RS232
00 00 80 08 55 01 ; 56: goto $55
00 00 80 f8 00 00 ; 57: nop
```

7.4 Hyperbelexponent c_j der Junge-Verteilung analytisch

Im folgenden wird die van de Hulst'sche Approximation für die Wirkungsfaktoren der Querschnitte bei sphärischen Streuern in das Integral zur Summation über die mit der Junge-Verteilung gewichteten Teilchenradien von $0.001 \mu\text{m}$ bis $350 \mu\text{m}$ eingesetzt. Die Integrationen wurden für die Werte der Junge-Koeffizienten 3,0, 4,0 und 5,0 analytisch gelöst und die numerischen Lösungen für den angegebenen Teilchengrößenbereich errechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.11 aufgetragen.

Die van den Hulst'sche Approximation für den Streuwirkungsfaktor absorptionsfreier Streuung ist nach VAN DE HULST (1981):

$$Q(\rho)_{\text{streu}} = 2 + \frac{4}{\rho} \sin \rho - \frac{4}{\rho^2} (1 - \cos \rho)$$

mit dem Laufzeitunterschied ρ der gebeugten Welle: $\rho = 2\alpha(m - 1) = h \cdot \alpha$, mit $h = 2(m - 1)$:

$$Q(\alpha)_{\text{streu}} = 2 + \frac{4}{h\alpha} \sin(h\alpha) - \frac{4}{(h\alpha)^2} (1 - \cos(h\alpha))$$

Damit ergibt sich der mittlere Streuquerschnitt der Verteilung für Teilchen mit Radien von r_{\min} bis r_{\max} zu:

$$C_{\text{streu}} = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) \cdot Q(r) \cdot \pi r^2 \cdot dr$$

Die Teilchengrößenverteilung sei als eine Jungeverteilung $n(r) = a \cdot r^{-c_j}$ mit $c_j = 3,0 - 5,0$ angenommen.

Schreibt man das Integral des Streuquerschnitts auf den relativen Größenparameter $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r = k \cdot r$ um, folgen die speziellen Lösungen der Integrale mit:

$$\frac{d\alpha}{dr} = \frac{2\pi}{\lambda} \longrightarrow dr = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot d\alpha \quad \text{und} \quad r = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \alpha$$

$$\begin{aligned} C_{\text{streu}}(c_j = 3,0) &= \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) \cdot Q(r) \cdot \pi r^2 \cdot dr = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} a \cdot r^{-3+2} \cdot Q(r) \cdot \pi \cdot dr \\ &= \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} a \cdot \frac{2\pi}{\alpha\lambda} \cdot Q(\alpha) \cdot \pi \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot d\alpha = a \cdot \pi \cdot \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \alpha^{-1} \cdot Q(\alpha) \cdot d\alpha \\ &= a \cdot \pi \cdot \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \alpha^{-1} \cdot \left[2 - \frac{4}{h\alpha} \sin(h\alpha) + \frac{4}{h\alpha^2} - \frac{4}{h\alpha^2} \cdot \cos(h\alpha) \right] \cdot d\alpha \\ &= a \cdot \pi \cdot \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \left[2 \cdot \alpha^{-1} - \frac{4}{h\alpha^2} \sin(h\alpha) + \frac{4}{h\alpha^3} - \frac{4}{h\alpha^3} \cdot \cos(h\alpha) \right] \cdot d\alpha \\ &= a \cdot \pi \cdot \left[2 \cdot \ln \alpha - \frac{2}{h^2 \alpha^2} - \frac{4}{h} \left(-\frac{\sin(h\alpha)}{\alpha} + h \text{Ci}(h\alpha) \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left. -\frac{4}{h^2} \left(-\frac{\cos(h\alpha)}{2\alpha^2} - \frac{h}{2} \left(-\frac{\sin(h\alpha)}{\alpha} + h\text{Ci}(h\alpha) \right) \right) \right]_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \\
& = \dots = \\
& = a \cdot \pi \left[2 \cdot \ln \alpha - \frac{2}{h^2 \alpha^2} (1 - \cos(h\alpha)) + \frac{2}{h\alpha} \sin(h\alpha) - 2 \cdot \text{Ci}(h\alpha) \right]_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \\
C_{\text{streu}}(c_j = 4, 0) & = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) \cdot Q(r) \cdot \pi r^2 \cdot dr = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} a \cdot r^{-4+2} \cdot Q(r) \cdot \pi \cdot dr \\
& = \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} a \cdot \frac{2\pi}{\alpha^2 \lambda} \cdot Q(\alpha) \cdot \pi \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot d\alpha \\
& = a \cdot \frac{2\pi^2}{\lambda} \cdot \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \alpha^{-2} \cdot Q(\alpha) \cdot d\alpha \\
& = \dots = \\
& = \frac{2a\pi^2}{\lambda} \cdot \left[-\frac{2}{\alpha} - \frac{4}{3h^2\alpha^3} (1 - \cos(h\alpha)) + \frac{4}{3h\alpha^2} \sin(h\alpha) \right. \\
& \quad \left. + \frac{4}{3\alpha} \cos(h\alpha) + \frac{4}{3} h \cdot \text{Si}(h\alpha) \right]_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \\
C_{\text{streu}}(c_j = 5, 0) & = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) \cdot Q(r) \cdot \pi r^2 \cdot dr = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} a \cdot r^{-5+2} \cdot Q(r) \cdot \pi \cdot dr \\
& = \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} a \cdot \frac{(2\pi)^2}{\alpha^3 \lambda^2} \cdot Q(\alpha) \cdot \pi \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot d\alpha \\
& = a\pi \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \alpha^{-3} \cdot Q(\alpha) \cdot d\alpha \\
& = \dots = \\
& = \frac{4a\pi^3}{\lambda^2} \cdot \left[-\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{h^2\alpha^4} (1 - \cos(h\alpha)) + \frac{1}{h\alpha^3} \sin(h\alpha) + \frac{1}{2\alpha^2} \cos(h\alpha) \right. \\
& \quad \left. - \frac{h}{2\alpha} \sin(h\alpha) + \frac{h^2}{2} \cdot \text{Ci}(h\alpha) \right]_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}
\end{aligned}$$

Hierbei bedeuten $\text{Ci}(x)$ der Integralcosinus und $\text{Si}(x)$ der Integralsinus:

$$\text{Ci}(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt \quad \text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$$

deren Werte mit einem in PRESS ET AL. (1992) angegebenen Algorithmus numerisch errechnet wurden.

7.5 Verschiedenes

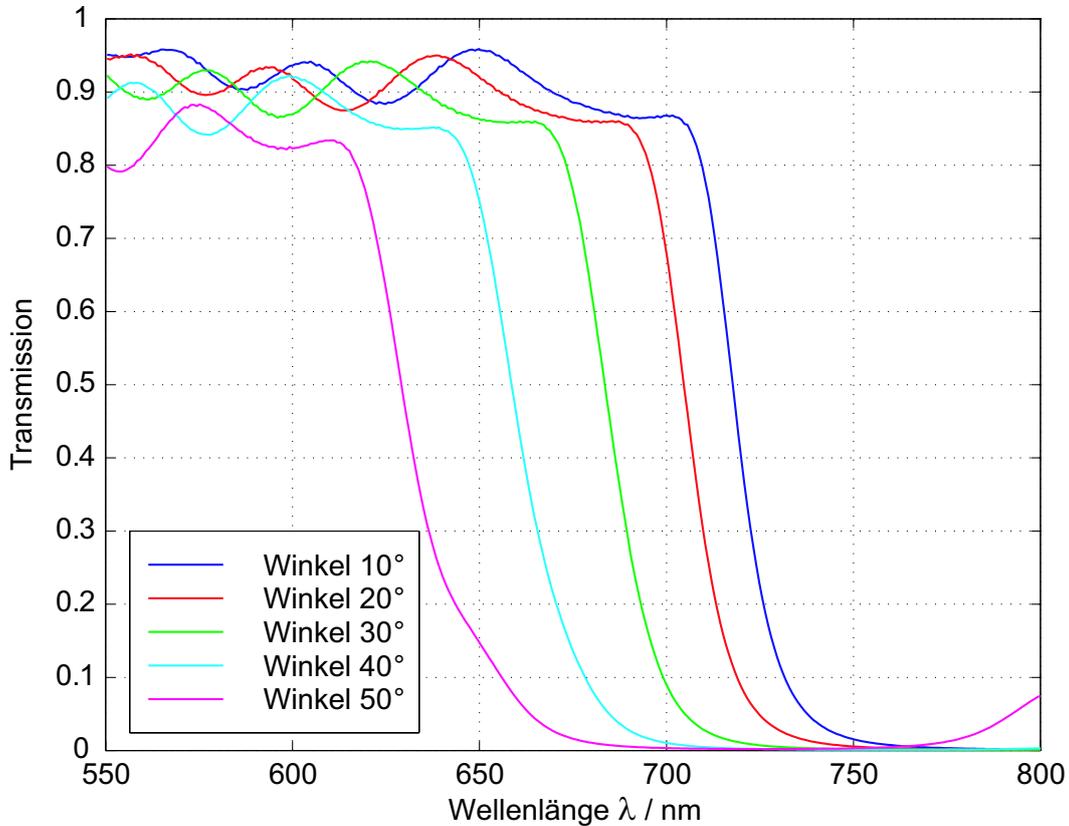


Abbildung 7.47: Spektrale Transmission eines Dichroitens mit der Grenzwellenlänge 665 nm beim Einfallswinkel von 45° unter verschiedenen Transmissionswinkeln

Laserdaten nach Datenblättern

Diodengepumpter Festkörperlaser Nd:YAG, frequenzverdoppelt, LCM-T-11ccs, ser.No.12149, optische Ausgangsleistung: 3mW Dauerstrich, TEM₀₀-Mode, Wellenlänge: $\lambda=532$ nm, Strahldurchmesser: $\phi=1.1\pm 0.2$ mm ($1/e^2$), Strahldivergenz: 0.6 ± 0.1 mrad, Lin. Polarisationsgrad: 90%, Kohärenzlänge: 0.3-0.5 cm, Elektr. Versorgung: $U=3.5$ V, $I=1.1$ A

GaAs-Laserdiode, Power Technology inc., PTG-PM03 670-5-CLD, ser.No.M010612, optische Ausgangsleistung: 35 mW, Wellenlänge $\lambda=670$ nm, Brennebenenabstand: 175 ft (etwa 53 m), Lin. Polarisationsgrad: 94%, Kohärenzlänge: ca. 50 cm, Elektr. Versorgung: $U = 5.0$ V, $I = 50$ mA

GaAs-Laserdiode, Power Technology inc., PTG-PM35 785-50-CLD, ser.No.M010629, optische Ausgangsleistung: 47mW, Wellenlänge $\lambda=785$ nm, Brennebenenabstand: 175 ft (etwa 53 m), Lin. Polarisationsgrad: 75%, Kohärenzlänge: 200-300 cm, Elektr. Versorgung: $U = 5.0$ V, $I = 115$ mA

Verwendete elektronische Bauteile

Bauteil	Typ	Eigenschaften / Funktionen
Photodiode	BPW34	Dunkelstrom: 2 nA, Effektivität: 0.7 A/W, spektrale Effektivität: bei 532 nm: 47%; bei 670 nm: 73%; bei 785 nm: 94%
FET-Operationsverstärker	LMC662	Eingangsruhestrom: 2 fA, Eingangsstromrauschen($f=1$ kHz): $0.2 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, Eingangsoffsetspannung: 3 mV, Eingangsoffsetspannungsdrift: $1.3 \text{ } \mu\text{V}/\text{K}$, Eingangsspannungsrauschen ($f=1$ kHz): $22 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, Verlustleistung: 3.5 mW, Verstärkungs-Bandbreitenprodukt: 1.4 MHz, Rail-to-rail-Aussteuerung: 0.15 V - 4.8 V, Betriebsspannung: 4.75 - 16 V, Stromaufnahme (5 V): 1.3 mA
FET-Schalter	CD4053	'Ein'-Widerstand: 200 Ω , 'Aus'-Widerstand: > 50 M Ω bei 5 V Betriebsspannung
Inverter/Treiber	CD4049	6 invertierende Treiber
Analog-Digital-Wandler	MAX127	12 bit (0 V - 5 V), Wandelfehler: 1/2 LSB, Sukzessive Approx., 8 Eingänge, interne Referenzspannung, Samplezeit: 8 μs , I ² C-Bus, Eingangswiderstand: 10 k Ω
Buswandler	PCF8574	8 digitale Ein- bzw. Ausgänge, I ² C-Bus
FET-Leistungsschalter	NDH8321C	'Ein'-Widerstand: 0.03 Ω , 'Aus'Leckstrom: 100 nA
DC-Wandler 5 V	UST-5/500-D12	Eingangsspannungsbereich: 9 V - 18 V, Ausgangsspannung: 5 V, max. Ausgangsstrom: 500 mA
DC-Wandler 3.3 V	UWR-3.3/2500-D12	Eingangsspannungsbereich: 9 V - 18 V, Ausgangsspannung: 3.3 V, max. Ausgangsstrom: 2.5 A

Abbildungsverzeichnis

1.1	'ARKTIEF II', Juni 2000 – Januar 2002, Teilprojektgruppen und Szenarien des Verbundprojekts in der westlichen Grönlandsee. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Teilprojekts B5.	9
2.1	Lichtausbreitung im inhomogenen Medium	12
2.2	Absorptions- und Streukoeffizienten von reinem Meerwasser	15
2.3	Skizze eines Messgeräts zur Messung der Attenuation entlang einer Messstrecke	16
2.4	Skizze eines Attenuationsmessgeräts mit variabel einstellbarer Messstrecke.	17
2.5	Streuwinkelabhängiger Verlauf der Rayleigh-Streustrahlung für Teilchen kleiner $1/30 \lambda$	22
2.6	Logarithmisch dargestellte Streuintensitätsfunktion i_{\parallel} als Funktion der Wellenlänge λ , des Teilchenradius r und des Streuwinkels Θ	23
2.7	Vergleich der wahren Streuwirkungsfaktoren Q_{streu} mit der van de Hulst'schen Näherung Q_{vdH}	27
2.8	Skizze eines Messgeräts zur Messung der winkelaufgelösten Streuung durch einen beweglichen Empfänger	28
2.9	Skizze eines Messgeräts zur Messung der integrierten Streustrahlung über einen Streuwinkelbereich von Θ_1 bis Θ_2	28
2.10	Skizze eines Messgeräts zur Messung der winkelaufgelösten Streuung durch ein rotierendes Perioskop-Prisma	29
2.11	Skizzen zweier Messgeräte zur Messung der Kleinwinkelstreuung	29
2.12	Skizze eines Messgeräts zur Messung der integrierten Rückstreustrahlung mit einem ellipsoidförmigen Hohlspiegel zur Streulichtintegration	30
2.13	Natürliche Teilchengrößenverteilung der Sedimentprobe 'Schlick < 2 μm , 6.4.78' mit Junge-Teilchengrößenverteilungen	32
2.14	Natürliche Teilchengrößenverteilung der Sedimentprobe 'Illit < 2 μm , 2.11.78' mit Junge-Teilchengrößenverteilungen	33
2.15	Natürliche Teilchengrößenverteilung der Sedimentprobe 'Schlick < 2 μm , 6.4.78' und mögliche Näherungen	35
2.16	Natürliche Teilchengrößenverteilung einer Sedimentprobe 'Illit < 2 μm , 2.11.78' und mögliche Näherungen	36
3.1	Verlauf von Brennpunktstrahlen einer Ellipse	39

3.2	Teilchenzahlen und Streuwirkungsquerschnitte als Funktion der Teilchenradien r bei den Teilchengrößenverteilungen c_j	42
3.3	Produkte von Teilchenzahlen und Streuwirkungsquerschnitten verschiedener Junge-Verteilungen c_j	43
3.4	Anteil der vorwärtsgerichteten Streuung $b_{\text{vorwärts}}(r, \lambda = 532 \text{ nm})$ an der Gesamtstreuung $b(r, \lambda = 532 \text{ nm})$ als Funktion des Teilchenradius r	44
3.5	Anteil der vorwärts- und rückwärtsgerichteten Streuung an der Gesamtstreuung $b(r, \lambda, c_j)$ der Teilchenverteilungen $c_j = 3.0$ bis 5.0	45
3.6	Polardarstellung der mittleren Streuintensitätsfunktionen i der Teilchengrößenverteilungen mit $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0	46
3.7	Polardarstellung der mittleren Streuintensitätsfunktionen i multipliziert mit der winkelabhängigen Empfindlichkeit des Ellipsoiden E_{Θ}	46
3.8	Anteil der vorwärtsgerichteten durch den Ellipsoiden empfangenen Streuung an der Gesamtstreuung $b(r, c_j)$ der Teilchengrößenverteilungen $c_j = 3.0$ bis 5.0	47
3.9	mittlerer Streuwirkungsquerschnitt $C_{\text{streu}}(\lambda, c_j)$ als Funktion der Teilchengrößenverteilung c_j	48
3.10	Spektraler Streukoeffizient $b(\lambda, c_j) \sim \lambda^{\gamma} = \lambda^{3-c_j}$ als Funktion der Teilchengrößenverteilung $c_j = 3.0, 4.0$ und 5.0	49
3.11	Hyperbelexponent γ des spektralen Streukoeffizienten als Funktion der Teilchenverteilung c_j	50
3.12	Beurteilung der Qualität des Hyperbelfits	51
3.13	Auswirkung einzelner Messfehler bei der Messung des Streukoeffizienten auf den Korrelationskoeffizienten r des Hyperbelfits	52
3.14	Überblick über das Konzept der Messung und Auswertung	53
4.1	modellierter dreidimensionaler Streustrahlungsverlauf im Ellipsoiden	58
4.2	Empfindlichkeit des Ellipsoiden als Funktion des Streuorts z und des Streuwinkels Θ	59
4.3	Empfindlichkeitsfunktion E_z des Ellipsoiden als Funktion des Streuorts z integriert jeweils über alle Streuwinkel $0^{\circ} < \Theta < 90^{\circ}$	61
4.4	Empfindlichkeitsfunktion E_{Θ} des Ellipsoiden als Funktion des Streuwinkels Θ integriert jeweils über die Positionen $-25 \text{ mm} < z < 10 \text{ rmmm.}$	61
4.5	Strahlverlauf der Strahlzusammenführung	63
4.6	Optischen Aufbau der Streulichtsonde	64
4.7	Strahlverlauf beim Durchtritt durch das Fenster in das Medium	65
4.8	Detail der Streulichtintegration	66
4.9	Mechanischer Aufbau der Streulichtsonde	67
4.10	Blockschaltbild der Messelektronik	69
4.11	Impedanzwandler mit Ersatzschaltbild der PIN-Photodiode	71
4.12	Schaltbild der Integratorstufe	73
4.13	Impedanzwandler mit Ersatzschaltbild der PIN-Photodiode und der auftretenden Rauschquellen	79

5.1	Skizze des Photometers im Laboraufbau	84
5.2	Teilchengrößenverteilungen der acht CIS-Messungen bei der GKSS Forschungsstelle	86
5.3	Vergleich der Junge-Koeffizienten des Photometers und des CIS	88
5.4	Vergleich der Junge-Koeffizienten c_j zweier natürlicher Proben in verschiedenen Radienbereichen	89
5.5	Kontrolle der Kalibrierung der einfachen Messkanäle des I3 λ -SLM	91
5.6	Kontrolle der Kalibrierung der achtfachen Messkanäle des I3 λ -SLM	91
5.7	Fehler der kalibrierten Messwerte des I3 λ -SLM	92
5.8	Kalibrierung der Verdünnungsreihe Probe NHS2	93
5.9	Kalibrierung der Verdünnungsreihe Probe NHS6	93
5.10	rechnerischer Messbereich des I3 λ -SLM	94
5.11	Testmessung einer Formazin-Verdünnungsreihe	97
5.12	Errechnete Streuwirkungsfaktoren Q_{rech} im Vergleich zu aus den Messdaten ermittelten Streuwirkungsfaktoren Q_{mess}	98
5.13	Relative Abweichungen der errechneten zu den gemessenen Streuwirkungsfaktoren Q	99
5.14	Übersicht über Streukoeffizienten verschiedener Suspensionen	100
5.15	Einbau des I3 λ -SLM im CTD-Wasserschöpferrahmen	102
5.16	Arktisches Mittelmeer mit markiertem Fahrtgebiet der 'Lance'-Expedition 16. September - 12. Oktober 2002	103
5.17	Θ -S-Diagramm der Wasserkörper der westlichen Grönlandsee	104
5.18	Kurs und Stationsnummern der 'Lance'-Expedition vor der ostgrönländischen Küste 16. September - 12. Oktober 2002	106
5.19	Tiefseekanal bei 74.2 °N im Tiefenlinienplot (10 m) mit Positionen der Jojo-Stationen (Ausdehnung etwa 40 × 65 sm)	107
5.20	75 °N, 0-3500m, Streukoeffizient 532nm	110
5.21	75 °N, 0-3500m, potentielle Temperatur Θ	110
5.22	75 °N, 0-3500m, Streukoeffizient 670nm	110
5.23	75 °N, 0-3500m, Salzgehalt	110
5.24	75 °N, 0-3500m, Streukoeffizient 785nm	110
5.25	75 °N, 0-3500m, suspendierte Masse	110
5.26	75 °N, 0-3500m, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	110
5.27	75 °N, 0-500m, Streukoeffizient 532nm	111
5.28	75 °N, 0-500m, potentielle Temperatur Θ	111
5.29	75 °N, 0-500m, Streukoeffizient 670nm	111
5.30	75 °N, 0-500m, Salzgehalt	111
5.31	75 °N, 0-500m, Streukoeffizient 785nm	111
5.32	75 °N, 0-500m, suspendierte Masse	111
5.33	75 °N, 0-500m, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	111
5.34	Jojo-Profil F, Streukoeffizient 532nm	112
5.35	Jojo-Profil F, potentielle Temperatur Θ	112
5.36	Jojo-Profil F, Streukoeffizient 670nm	112

5.37	Jojo-Profil F, Salzgehalt S	112
5.38	Jojo-Profil F, Streukoeffizient 785nm	112
5.39	Jojo-Profil F, suspendierte Masse	112
5.40	Jojo-Profil F, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	112
5.41	75 °N, 0-500 m, Korrelationskoeffizient r	113
5.42	Jojo-Profil F, Korrelationskoeffizient r	113
7.1	Tiefseeschnitt 74°N, potentielle Temperatur Θ	119
7.2	Tiefseeschnitt 74°N, potentielle Temperatur Θ	119
7.3	Tiefseeschnitt 74°N, Salzgehalt S	119
7.4	Tiefseeschnitt 74°N, Salzgehalt S	119
7.5	74°N, 0-500m, Streukoeffizient 532nm	120
7.6	74°N, 0-500m, potentielle Temperatur Θ	120
7.7	74.5°N, 0-500m, Streukoeffizient 670nm	120
7.8	74°N, 0-500m, Salzgehalt	120
7.9	74°N, 0-500m, Streukoeffizient 785nm	120
7.10	74°N, 0-500m, suspendierte Masse	120
7.11	74°N, 0-500m, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	120
7.12	74.5°N, 0-3500m, Streukoeffizient 532nm	121
7.13	74.5°N, 0-3500m, potentielle Temperatur Θ	121
7.14	74.5°N, 0-3500m, Streukoeffizient 670nm	121
7.15	74.5°N, 0-3500m, Salzgehalt	121
7.16	74.5°N, 0-3500m, Streukoeffizient 785nm	121
7.17	74.5°N, 0-3500m, suspendierte Masse	121
7.18	74.5°N, 0-3500m, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	121
7.19	74.5°N, 0-500m, Streukoeffizient 532nm	122
7.20	74.5°N, 0-500m, potentielle Temperatur Θ	122
7.21	74.5°N, 0-500m, Streukoeffizient 670nm	122
7.22	74.5°N, 0-500m, Salzgehalt	122
7.23	74.5°N, 0-500m, Streukoeffizient 785nm	122
7.24	74.5°N, 0-500m, suspendierte Masse	122
7.25	74.5°N, 0-500m, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	122
7.26	Jojo-Profil C, Streukoeffizient 532nm	123
7.27	Jojo-Profil C, potentielle Temperatur Θ	123
7.28	Jojo-Profil C, Streukoeffizient 670nm	123
7.29	Jojo-Profil C, Salzgehalt S	123
7.30	Jojo-Profil C, Streukoeffizient 785nm	123
7.31	Jojo-Profil C, suspendierte Masse	123
7.32	Jojo-Profil C, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	123
7.33	Jojo-Profil D, Streukoeffizient 532nm	124
7.34	Jojo-Profil C, potentielle Temperatur Θ	124
7.35	Jojo-Profil D, Streukoeffizient 670nm	124
7.36	Jojo-Profil D, Salzgehalt S	124

7.37	Jojo-Profil D, Streukoeffizient 785nm	124
7.38	Jojo-Profil D, suspendierte Masse	124
7.39	Jojo-Profil D, Hyperbelexponent $\gamma = 3 - c_j$	124
7.40	74°N, 0-500m, Korrelationskoeffizient r	125
7.41	74.5°N, 0-500m, Korrelationskoeffizient r	125
7.42	Jojo-Profil C, Korrelationskoeffizient r	125
7.43	Jojo-Profil D, Korrelationskoeffizient r	125
7.44	Schaltung der Deckelplatine	126
7.45	Schaltung des Impedanzwandlers	127
7.46	Schaltung zur Signalintegration und digitalen Wandlung	128
7.47	Spektrale Transmission eines Dichroiten bei verschiedenen Transmissions- winkeln	134

Literatur

- Abromowitz, Milton; Stegun, Irene: 'Handbook of Mathematical Functions', Dover Publications Inc., New York, 1970 2.3.2, 2.3.2
- Agrawal, Y.C.; Pottsmith, H.C.: 'Instruments for particle size and settling velocity observations in sediment transport', Marine Geology, 168, p: 89-114, Elsevier, 2000 2.3.4
- Barth, Hans: 'Substanzspezifische Analyse spektraler Attenuationskoeffizienten und ihr Einfluss auf das Strahlungsfeld im Meer', Univ.Diss., FB 8, Oldenburg, 1999 2.2.3, 2.3
- Barth, Hans; Grisard, Klaus; Holtsch, Kurt; Reuter, Rainer; Stute, Uwe: 'Polychromic transmissometer for in situ measurements of suspended particles and gelbstoff in water', Appl.Opt., Vol. 36, No. 30, Op.Soc. of Am., 1997 2.2.3
- Bohren, Craig; Huffman, Donald: 'Absorption and Scattering of light by small particles', Wiley science paperback ser., Wiley & sons, New York, 1998 2.3.1
- Boss, Emmanuel; Pegau, W. Scott; Gardner, Wilford D.; Zaneveld, J. Ronald V.; Barnard, Andrew H.; Twardowski, Michael S.; Chang, G.C.; Dickey, T.D.: 'Spectral particulate attenuation and particle size distribution in the bottom boundary layer of a continental shelf', J. of Geoph. Res., Vol. 106, p: 9506-9516, 2001 2.4.2, 2.4.2
- Boss, Emmanuel; Twardowski, Michael S.; Herring, Sean: 'Shape of the particle beam attenuation spectrum and its inversion to obtain the shape of the particulate size distribution', Appl.Opt., Vol. 40, No. 27, p: 4885-4893, Op.Soc. of Am., 2001 3.3.5
- Bürkel, Nils: 'Ein neues Messverfahren zur Bestimmung des Rückstreuoeffizienten von Licht im Meer', Dipl.Arbeit, FB 8, Univ. Oldenburg, 1998 2.3.4, 4.1
- Chester, Roy: 'Marine geochemistry', Academic division of Unwin Hyman Ltd, London, 1990 2.4.1, 5.1.2
- Datenblatt BPW34; Telefunken-Vishay: 'BPW34 Silicon PIN Photodiode', Doc. No. 81521, Rev. 2, Heilbronn, 1999 4.5.2, 4.5.2
- Diehl, P.; Haardt, H.: 'Measurement of the spectral attenuation to support biological research in a 'plankton tube' experiment', Oceanologica Acta, Vol. 3, p: 89-96, 1980 2.4.2, 2.4.2

- Ennos, A.E.: 'Speckel Interferometry' in: 'Laser Speckle and Related Phenomena', p: 207, ed: Dainty, J.C., Topics in Applied Physics, Vol. 9, 2nd ed., Springer, Heidelberg, Berlin, New York, 1984 4.3.4
- Eisma, D.: 'Suspended matter in the aquatic environment', Springer, Berlin, 1993 2.4.2, 5.1.2
- Fahrbach, Eberhard; Meincke, Jens; Østerhus, Svein; Rohard, Gerd; Schauer, Ursula; Tverberg, Vigdis; Verduin, Jenifer: 'Direct measurements of volumetric transports through Fram Street', Polar research 20(2), p: 217-224, 2001 1
- Fahrbach, Eberhard: 'Bericht zum 2. Statusseminar des BMBF-Verbundprojekts Arktief II am 24.1.02 in Bremerhaven', Veröffentlichungen des AWI, Bremerhaven, 2002 1
- Freking, Benno; Klattenhoff, Jürgen; Reuter, Rainer: 'Investigations of marine hydrosols by light scattering', DPG(VI), 19, p: 1546-1558, 1984 2.4.2
- Fragstein, C. von: 'dtv-Lexikon der Physik', Deutscher Taschenbuch Verlag, München, 1970 2.1.2
- Gartner, Jeffery W.; Cheng, Ralph T.; Wang, Pei-Fang; Richter, Kenneth: 'Laboratory and field evaluations of the LISST-100 instrument for suspended particle size determinations', Marine Geology, p: 199-219, Elsevier, 2001 4.1
- Gordon, Howard R., Brown, Otis B.: 'A theoretical Model of Light Scattering by Sargasso sea particulates', J.Limn.Oc., 17, p: 826-833, 1972 2.3
- Haardt, H.; Diehl, P.; Knoppers, B.: 'Messungen des spektralen Attenuationskoeffizienten an Latexsuspensionen, Phytoplanktonkulturen und natürlichen Wasserproben aus der Ostsee', Reports Sonderforschungsbereich 95 Wechselwirkung Meer - Meeresboden Nr. 52, Universität Kiel, Kiel, 1979 2.3, 2.4.2, 5.1.1
- Haltrin, Vladimir I.; Lee, Michael E.; Martynov, Oleg V.: 'Polar Nephelometer for sea truth measurements', proceedings of the Second International Airborne Remote sensing Conference and Exhibition: Technology, Measurement and Analysis, Vol. II, Environmental Research Institute of Michigan, San Francisco, 1996 2.3.4
- Hauswirth, Thomas: 'Ein neues Instrument für die in-situ Messung der Rückstreuung von Licht im Meer', Dipl.Arbeit, FB 8, Univ. Oldenburg, 1999 2.3.4, 4.1
- Hecht, Eugen: 'Optik', 3. Aufl., Oldenbourg, München, 2001 2.1.1
- Holfort, Jürgen: 'Reisebericht Forschungsreise Lance 2002', Hamburg, 2002, zur Zeit nur im Internet: <http://www.ifm.uni-hamburg.de/~wwwro/cruises/Lance02/CruiseReport.html> 5.2.1, 5.2.3
- Horowitz, Paul; Hill, Winfield: 'The Art of Electronics', 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, 2001 4.5.6

- Link zum Kriging-Verfahren: http://ifgivor.uni-muenster.de/vorlesungen/Num_Modellierung/Raum_Interpol/KrigingSemiar_1_Teil.html, .../KrigingSemiar_2_Teil.html und .../KrigingSemiar_3_Teil.html 5.2.3
- Jerlov, N.G.: 'Marine Optics', 2nd ed., Elsevier Oceanography series, 14, Elsevier, Amsterdam, 1976 2.3.4, 6
- Junge, C.E.: 'Atmospheric chemistry and radioactivity', Academic Press, New York, 1963 2.4.2
- Kennett, James P.: 'Marine Geology', Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1982 2.4.1
- Kerker, Milton: 'The scattering of light and other electromagnetic radiation', Vol. 16, Phys. Chem., Ed: Loeb, Academic Press, New York, 1969 2.3.1, 2.3.1, 2.3.2, 2.4.2, 3.2
- Kirdorff, C.: 'Organischer Kohlenstoff und Biomarker in Oberflächensedimenten vom ostgrönländischen Kontinentalhang', Dipl.Arbeit, Universität Köln, 2001 2.2.2
- Kirdorff, C.: 'Sedimentation von organischem Material in der Grönlandsee', Seminarvortrag, Abschlussseminar ARKTIEF II, AWI Bremerhaven, 26. März 2003 2.4.1
- Klotz, Rainer: 'Untersuchungen über Streufunktionen im optischen Spektralbereich an künstlichen und natürlichen marinen Partikelsuspensionen mit Beispielen aus der Kieler Bucht', Report Sonderforschungsbereich 95 Wechselwirkung Meer-Meeresboden, Nr. 64, Univ. Kiel, Kiel, 1978 2.3.4, 2.4.2, 2.4.2, 2.4.2, 2.4.2
- Kreyszig, Erwin: 'Statistische Methoden und ihre Anwendungen', 7. Aufl., Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 1991 3.3.5
- Lehmann, Jürgen: 'Was tut Wasser in Plexiglas?', Firma Röhm GmbH & Co KG, Darmstadt, Fax: Nr. 292, 8.5.2001 4.4.2, 4.4.2
- Logemann, Kai: 'Modellierung hangnormaler Randtransporte als Beitrag zum Vertikalaustausch in der Grönlandsee', Seminarvortrag, Abschlussseminar ARKTIEF II, AWI Bremerhaven, 26. März 2003 5.2.3
- McCartney, Earl: 'Optics of the atmosphere, Scattering of Molecules and Particles', Wiley series in pure and applied optics, John Wiley & Sons, New York, 1976 2.3.1, 2.3.1
- Mie, Gustav: 'Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen', Ann. Phys., Vol. 25, Leipzig, 1908 2.3.1, 2.3.2, 2.3.2, 2.3.2
- Mikkelsen, Ole Aarup; Pejrup, Morten: 'The use of a LISST-100 laser particle sizer for in-situ estimates of floc size, density and settling velocity', Geo-Marine Letters 20, p: 188-195, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001 4.1

- Mobley, Curtis D.: 'Light and Water', Academic Press, San Diego, 1994 2.3.1
- Morel, André: 'Diffusion de la lumière par les eaux. Résultats expérimentaux et approach théorique', in: NATO, AGARD Lecture No. 61: 'Optics of the sea, Interface and in-water transmission and imaging', Technical Editing and Reproduction Ltd., London, 1973; Auszüge in: Tyler, J. E.: 'Light in the sea'; Dowden Hutchkinson & Ross Inc., Stroudsburg, Pennsylvania, 1976 2.3, 2.4.2
- Petzold, Theodore J.: 'Volumen scattering function for selected ocean waters', in: Tyler, J. E.: 'Light in the sea'; Dowden Hutchkinson & Ross Inc., Stroudsburg, Pennsylvania, 1976 2.3.4
- Preisendorfer, R.W.: 'Application of Radiative Transfer Theory to Light Measurements in the Sea', Benchmark Papers in Optics / 3: in: Tyler, J. E.: 'Light in the Sea', Dowden Hutchinson & Ross Inc., Stroudsburg, Pennsylvania, 1976 2.1.1
- Press, W.; Teukolski, S.; Vetterling, W.; Flannery, B.: 'Numerical recipes in C: the art of scientific programming', 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1992 7.4
- Lord Rayleigh: 'On the light from the sky, its polarisation and color' (p: 107-120, 274-279), 'On the scattering of light by small particles' (p: 447-454), Phil. Mag. 41, 1871; und in 'The scientific papers of Lord Rayleigh', Vol.1, Dover, NewYork, 1964 2.3.1
- Reuter, Rainer: 'Charakterisation of marine particle suspensions by light scattering: I. Numerical predictions from Mie theory', Oceanologica Acta, Vol. 3, 3, p: 317-324, 1980 2.3.4
- Reuter, Rainer: 'Charakterisation of marine particle suspensions by light scattering: II. Experimental results', Oceanologica Acta, Vol. 3, 3, p: 325-332, 1980 2.3.4, 2.4.2, 2.4.2, 3.2
- Reuter, Rainer: 'Lidar investigations of hydrosols: notes on the determination of scattering matrix elements', Appl. Opt., Vol. 21, No. 20, p: 3762-3765, 1982 3.2
- Risović, Dubravko: 'Two-component model of sea particle size distribution', Deep Sea Res., paper 40 (7); p: 1459-1473, 1993 2.4.2, 2.4.2
- Risović, Dubravko; Martinis, Mladen: 'A comparative analysis of sea-particle-size distribution models', in: FIZIKA B No. 2, Vol. 4, Croatian physical society, p: 111-120, Zagreb, 1995 2.4.2
- Firma Röhm GmbH & Co KG: 'Technische Information – Lichttechnik – Richtwerte und Anwendungen Plexiglas GS, Plexiglas XT, Makrolon', Kenn-Nr. 211-3, Darmstadt, 1997 4.3.1

- Firma Röhm GmbH & Co KG: 'Produktbeschreibung Plexiglas GS Grundsorten 233, 222, 221', Darmstadt, Mai 2000 4.4.2, 4.4.2
- Sadar, Mike: 'Turbidity Standards', Technical Information series - Booklet No. 12, Hach company, Loveland, Co, USA, 1999 5.1.4
- Smith, Raymond.C.; Baker, Karen S.: 'Optical properties of the clearest natural waters (200 - 800 nm)', Appl. Op., Vol. 20, Nr. 2, p: 177 ff, 1981 1, 2.2
- Svelto, Orazio: 'Principles of lasers', European ed. by Heyden & Sons Ltd., Plenum Press, New York, 1976 4.3.4
- Schlimme, Eckhard; Buchheim, Wolfgang: 'Milch und ihre Inhaltsstoffe', Th.-Mann-Verlag, Gelsenkirchen, 1995 5.1.4
- Tomczak, Matthias; Godfey, J.Stuart: 'Regional oceanography: an introduction', Pergamon, Buttler & Tann Ltd., London, 1994 5.2.2
- Twardowski, Michael S.; Boss, Emmanuel; MacDonald, Jacob; Pegau, W.Scott; Bannard, Andrew; Zaneveld, J.Ronald V.: 'A model for estimating bulk refractive index from the optical backscattering ratio and the implications for understanding particle composition in case I and case II waters', J. of geophysical res., Vol. 106, p: 14, 129 - 14, 142, 2001 2.2.3
- Traykovski, Peter; Latter, Rebecca J.; Irish, James D.: 'A laboratory evaluation of the laser in situ scattering and transmissometry instrument using natural sediments', Marine Geology (159), Elsevier, p: 355-367, Amsterdam, 1999 4.1
- Van de Hulst, H.C.: 'Light scattering by small particles', Dover Publications Inc., New York, 1981 2.3, 2.3.1, 2.3.3, 2.7, 3.2, 7.4
- WET labs Inc.: 'AC-9 protocol document', Manual for ac-9, Rev. 1, Philomath, Oregon, 2004 2.2.3
- Wried, Thomas: 'Using T-matrix method for light scattering computations by non-axisymmetric particles: superellipsoids and 'real' particle', Bremen, 2001, Workshopunterlagen Mie-Seminar, Bochum, 2001 3.2
- Young, Matt: 'Optics and lasers', 5. Aufl., Springer, Heidelberg, 2000 4.3.4

Kurzzusammenfassung

Im flachen Nordpolarmeer wird während der Eisbildung Sediment, das vom Meeresboden aufgewirbelt oder vom Festland durch die Flüsse eingetragen wurde, in das Meereis als mineralisches Material eingefroren. Wind und Meeresströmungen transportieren das Meereis durch das Nordpolarmeer zur Ostküste Grönlands. Während der Eisschmelze vor der Ostküste Grönlands im Frühjahr und Sommer wird das mineralische Material wieder ins Wasser freigesetzt, sinkt ab und bildet das Sediment des Tiefseebodens der westlichen Grönlandsee.

Im Verbundprojekt ARKTIEF I wurde festgestellt, dass in diesem Bereich der tiefen Grönlandsee bodennah sporadische Strömungsmaxima auftreten, deren Ursache und Auswirkungen im Folgeprojekt ARKTIEF II geklärt werden sollen. Daneben wurden am Fuß des Kontinentalschelfs östlich von Grönland Rinnensysteme gefunden, deren Herkunft mit den Strömungsmaxima in Verbindung gebracht wird. Mit den Strömungsereignissen ist eine Aufwirbelung des Sediments verbunden. Als Ursache für die Strömungsmaxima sind tiefreichende windgetriebene Wirbel denkbar. Wenn die absinkenden Sedimente eine instabile Schichtung an der Schelfkante bilden, besteht zusätzlich die Möglichkeit des Abgangs von Suspensionslawinen. Eine Suspensionlawine kann kurzzeitige Strömungsmaxima und die einhergehenden Suspensionwolken verursachen.

Um Aussagen über die Art der Strömungsereignisse und des aufgewirbelten Sediments machen zu können, wurde während des Projekts Arktief II im Rahmen dieser Arbeit in der Arbeitsgruppe Meeresphysik der Carl von Ossietzky-Universität in Oldenburg ein *in situ*-Nephelometer entwickelt, das im Rinnensystem in 3300 m Tiefe zeitlich hochauflösend (stündlich) über den Zeitaum eines Jahres den Streukoeffizienten $b(\lambda)$ erfassen kann. Durch eine Kalibrierung des Streukoeffizienten auf natürliche Sedimente kann die jeweilige Konzentration des Sediments in der Suspension errechnet werden. Zusätzlich kann aus der spektralen Messung des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ der Exponent einer hyperbelförmigen Teilchengrößenverteilung – der Junge-Koeffizienten c_j – der Suspension bestimmt werden.

Das Gerät erfasst durch einen elliptisch geformten Streulichtspiegel die in den vorwärtigen Halbraum im Winkel zwischen 5° und 70° (90%-Grenzen) gestreute Streustrahlung. Daraus lässt sich der Streukoeffizient b ermitteln. Durch die Messung bei drei verschiedenen Wellenlängen wird der spektrale Verlauf des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ erfasst. Aus dem Exponenten des für Junge-größenverteilte Suspensionen hyperbelförmigen spektralen Verlaufs des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ ist der Junge-Koeffizient c_j bestimmbar. Das Messgerät wird entsprechend dieser Eigenschaften mit dem Namen 'WinkelIntegrierendes-3Wellenlängen(λ)-Streulichtmessgerät' (I3 λ -SLM) bezeichnet.

Der innere Aufbau des I3 λ -SLM stellt sich im Detail folgenderweise dar: Es werden Diodenlaser mit den Vakuumwellenlängen 670 nm und 785 nm sowie ein diodengepumpter verdoppelter Nd:YAG-Laser mit 532 nm eingesetzt. Die Strahlen der Laser werden durch eine Optik mit halbdurchlässigen Spiegeln überlagert und fallen durch die – zur Vermeidung von Ablagerungen senkrechten – Fenster und die Meerwasserstrecke zur Empfangsoptik. Nach Durchlaufen der Messstrecke werden die kollimierten Laserstrahlen durch eine Strahlfalle aufgefangen. Die Laserstrahlen durchlaufen zuvor einen der zwei Brennpunkte des rotationssymmetrischen elliptischen Hohlspiegels. Das im Bereich des ersten Brennpunkts durch die Laserstrahlen induzierte Streulicht wird durch die optische Abbildung des Ellipsoidhohlspiegels auf dem Photodetektor im zweiten Brennpunkt gebündelt. Der Strom des Photodetektors wird in entsprechende Spannung umgewandelt, integriert und nach einer Analog-Digitalwandlung als 12-bit-Messwerte abgespeichert. Zusätzlich werden die Messwerte nochmals um den Faktor 8 verstärkt und ebenfalls abgespeichert, um die Dynamik des Aufbaus um weitere 3 bit zu erhöhen.

Durch die Streulichtintegration über einen weiten Streuwinkelbereich und den Einsatz von Lasern als hochintensive Strahlungsquellen ist das I3 λ -SLM in der Lage, Streukoeffizienten $b(\lambda)$ von $8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bis rechnerisch 20 m^{-1} (ohne Korrektur für Mehrfachstreuung) bei einer nichtlinearen Mindestauflösung von $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ zu erfassen. Mit der Kalibrierung des Streukoeffizienten $b(\lambda)$ auf die suspendierten Massen natürlicher Sedimente können Massenkonzentrationen der Suspensionen von 0.1 mg/l bis 30 g/l mit einer nichtlinearen Auflösung besser als 0.1 mg/l errechnet werden.

Das I3 λ -SLM wurde während einer Forschungsreise mit dem Forschungsschiff 'Lance' in der westlichen Grönlandsee im September/Oktober 2002 getestet. Während dieser vierwöchigen Fahrt wurde das Gerät zusammen mit den ozeanographischen Messgerätschaften profilierend eingesetzt. Dabei wurden etwa 90 Tiefenprofile von Streukoeffizienten gewonnen. Diese Tiefenprofile lagen auf den Breitengraden 74°N, 74.5°N und 75°N und führten von der grönländischen Küste bis in den Tiefseebereich hinein. Zusätzlich wurde das Nephelometer in Jojo-Tiefenprofilen zur Untersuchung des Rinnengebiets eingesetzt.

Die Messdaten des I3 λ -SLM lassen Gebiete mit erhöhten Werten suspendierter Sedimente nahe der Schelfkante mit Konzentrationen des suspendierten Materials bis 6 mg/l und bodennah bis 1 mg/l erkennen. Die sich im freien Meerwasser einstellende suspendierte Massenkonzentration beträgt 0.5 mg/l und weniger. Diese Messdaten legen die Vermutung nahe, dass suspendierte Sedimentwolken mit sich von der Schelfkante ablösenden Wasserwirbeln mitgeführt werden.

Durch die hohe Messempfindlichkeit konnten auch im Bereich der Tiefseerinnen erhöhte Streukoeffizienten erfasst werden. Mit diesen Streukoeffizienten ist eine Konzentration suspendierter Massen im Rinnensystem bis 0.8 mg/l verbunden.

Des Weiteren können aus dem spektralen Verlauf des Streukoeffizienten im Bereich der Schelfkante kleinere Junge-Koeffizienten ermittelt werden. Der Junge-Koeffizient c_j wurde im sauberen Meerwasser mit Werten um 4.1 errechnet. Nur im Bereich der

Schelfkante konnten signifikant abweichende Werte des Junge-Koeffizienten bis 3.7 ermittelt werden. Diese kleineren Junge-Koeffizienten charakterisieren Teilchengrößenverteilungen mit einem erhöhten Anteil von größeren Teilchen in der Suspension. Dies lässt sich mit höheren Turbulenzen an der Schelfkante durch brechende Wellen erklären.

Aus diesen Messdaten lässt sich schließen, dass das $I3\lambda$ -SLM geeignet ist, während einer Langzeitauslegung die angestrebten Aussagen über die Teilchensuspension durch optische Messungen des spektralen Streukoeffizienten zu gewinnen. Es ist sowohl möglich, Aussagen über die Konzentration der suspendierten Massen als auch über die Teilchengrößenverteilungen in der Zielanwendung zu treffen. Damit sind die Voraussetzungen für einen erfolgreichen Test des Messprinzips während einer Langzeiterprobung erfüllt.

Abstract

During the freezing period in the shallow north polar sea mineral material is frozen inside sea-ice. The mineral material originated from the sea floor or was eroded and came from the land down the rivers. Wind and currents transport the sea-ice around the north polar sea southward to the east coast of greenland. The mineral material is set free during the ice-melting east of the coast of greenland in spring and summer, sinks down and builds the sediment of the deep sea floor in the western greenland sea.

During the cooperate project ARKTIEF I current measurements revealed occasional deep sea current events of short duration in this area. The aim of the cooperate project ARKTIEF II was to find the origin and study the effects of these current events. Additionally, channel systems were found in this deep-sea area at the foot of the continental shelf. These channel systems could be the result of occasional current events. One reason for the current events could be wind-driven eddies that reach down to the sea floor. Another reason for the current maxima may be instable stratifications of the ice sediments. Avalanches of sediment material could cause short current events in connection with clouds of suspended sediment.

The aim of this thesis was to develop a new deep sea nephelometer during ARKTIEF II in the working group of marine physics at the Carl von Ossietzky-university in Oldenburg to study the kind of current events and the accompanying clouds of suspended sediment. The new nephelometer is able to measure the concentration of suspended sediments near the sea-floor over a long period (one year) in short intervalls (of one hour). In addition, by the spectral measurements of the new device it is possible to calculate the the exponent of the hyperbolic size distribution – the Junge-coefficient c_j – of the suspended particles.

The new nephelometer collects scattered light through an elliptic mirror over a wide range of scattering angles between 5 and 70 degree (-90°-borders). With the detected scattered light the scattering coefficient b can be calculated. By detection of the scattering coefficient $b(\lambda)$ at three different wavelengths it is possible to gain the spectral shape of the scattering coefficient, which is hyperbolic for Junge-distributed particle sizes. The exponent of the hyperbolic spectral scatter coefficient γ is directly connected with Junge-coefficient c_j to describe the hyperbolic size distribution of the suspended particles. Due to its features the new *in situ*-nephelometer is named **integrating-3wavelength(λ)-scattered light meter (I3 λ -SLM)**.

The details of the internal design of the I3 λ -SLM are: two semiconductor lasers (670 nm and 785 nm) and a diode-pumped doubled Nd:YAG laser (532 nm) are the light sources of the I3 λ -SLM. The beams of the lasers are brought to overlap by an optic consisting of dichroitic mirrors. To prevent sedimentation on the optics the collimated laserbeam is running through vertical windows, through the stretch of measu-

rement in sea water where it reaches the first focus-point of the elliptic mirror. Later the beams are blocked out by a beam dump. The scattered light, which is induced by the laserbeams, is focused by the rotationsymmetrical elliptic mirror at the second focus-point on the surface of the light detector. The photo-current of the light detector is changed into an proportional voltage, it is integrated over a short period of time, analog-digital-converted and stored as an 12-bit data format in non-volatile memory. The measurement voltage is additionally amplified by the factor of 8, AD-converted and stored too, to increase the dynamics of the device by 3 bit.

By the integration of the scattered light over an wide scattering angle and because of the high intensity laser light sources the I3 λ -SLM is able to measure scattering coefficients $b(\lambda)$ in the range between $8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ and calculated 20 m^{-1} (without the correction for multiple scattering) with a nonlinear resolution down to $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. By calibrating the scattering coefficient $b(\lambda)$ with suspended masses of natural sediments it is possible to measure the mass concentration of suspensions from 0.1 mg/l up to 30 g/l with a nonlinear resolution better than 0.1 mg/l.

During an expedition on RV 'Lance' into the western greenland sea in september/october 2002 the I3 λ -SLM was tested under working conditions. During the journey the device was used in 90 depth-profiles together with the other oceanographic equipment. These measurement-profiles lay along 74°N , 74.5°N and 75°N of lattitude reaching from the coastline to the deep sea. Additionally long-time yoyo-profiles in the area of the canal systems were measured.

The data of the I3 λ -SLM show areas of increased values of suspended material near the edge of the shelf with mass concentrations up to 6 mg/l and up to 1 mg/l near the sea floor. The mass concentration of the ocean water was 0.5 mg/l and less. Clouds of suspended matter may be taken by eddies from the edge of the shelf into clear water regions.

Due to the high sensitivity of the device it was possible to detect higher values of the scattering coefficient b near the channels too, which corresponds with the mass concentrations up to 0.8 mg/l in this region.

Additionally, it was possible to calculate smaller values of Junge-coefficients from the scattering coefficients near the edge of the shelf. In regions of clear water the Junge-coefficient has values near 4.1, only in the region of the edge it was near 3.7. Small values of Junge-coefficients characterise particle size distributions with a higher percentage of bigger particles in sthe suspension. This can be explained by the larger ammount of energy in the water set free by the breaking waves near the edge of the shelf.

With this new nephelometer it is possible to measure the suspended mass concentration as well as to determine the particle size distribution via measurements of the spectral scattering coefficient. By the verification of it's possibilities the I3 λ -SLM fulfills all requirements for a long time test under deep sea conditions.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich gern Herrn Dr. Rainer Reuter für den Arbeitsplatz in der Arbeitsgruppe 'Meeresphysik' der Carl-von-Ossietzky-Universität in Oldenburg, die Bereitstellung des Themas der Dissertation, sowie für seine Betreuung danken. Ich möchte ihm ebenso wie Herrn Prof. Dr. Klaus Hinsch auch für die Begutachtung meiner Dissertation danken.

Daneben danke ich dem Bundesministerium für Bildung und Forschung für die Finanzierung meiner Stelle im Rahmen des Verbundprojekts 'ARKTIEF II' im Teilprojekt B5.

Ebenso gebührt mein Dank den (ehemaligen) Kolleginnen und Kollegen aus der Arbeitsgruppe, besonders Frau Wiebke Breves für die Einführung in die Matlab-Programmierung, die Beantwortung erster optischer Fragen und ihre tatkräftige Unterstützung, Herrn Klaus-Dieter Loquay und Herrn Ingo Ötken für die technische Hilfe und die allgemeine Unterstützung sowie Herrn Rainer Willkomm und Herrn Rainer Westphal für deren vorbehaltlose Diskussionen zu physikalischen und sonstigen Problemen. Einen herzlichen Dank auch an die Kollegen der benachbarten Arbeitsgruppe 'Angewandte Optik' für die Hilfe bei unverhofften Fragen zur Optik oder Mechanik und die netten Gespräche. Hier seien besonders Herr Holger Joost und Herr Rolf Harms erwähnt.

Weiter möchte ich mich für die gewährte technische Unterstützung bedanken, vor allem bei Herrn Folkert Roelfs von den mechanischen Werkstätten der Universität Oldenburg für die fruchtbare Zusammenarbeit während der mechanischen Gestaltung der Streulichtsonde sowie bei Herrn Manfred Janssen und Herrn Rüdiger Heuermann von der Fa. 'TriOS Optical Sensors' für ihre Unterstützung bezüglich des Datenloggers und seiner Anbindung. Außerdem möchte ich mich gern bei Herrn Andreas Sommer aus der Kunststoffwerkstatt sowie Frau Andrea Geisler und Frau Dana Chirvase für die Herstellung des Plexiglas-Ellipsoiden und seine Verspiegelung bedanken.

Einen Test der Streulichtsonde ermöglichten Herr Dr. Rolf Riethmüller und Frau Karin Wirth vom Institut für Küstenforschung im GKSS Forschungszentrum Geesthacht, auch ihnen sei für ihre Unterstützung gedankt.

Dank sagen möchte ich auch den Teilprojektpartnern Herrn Dr. Gereon Budeus, AWI, für die gelegentlichen Gespräche im ozeanographischen Zusammenhang und Herrn Klaus Ohm, AWI, für diejenigen mit physikalisch-technischem Bezug. Bei Herrn Klaus Ohm möchte ich mich zusätzlich für seine Unterstützung während der Erprobung des I3 λ -SLM auf FS 'Lance' bedanken. Herzlichen Dank auch an die Mitarbeiter des Norwegischen Polarinstituts in Tromsø auf der 'Lance', besonders an den Fahrleiter Herrn Dr. Jürgen Holfort und an den LI Herrn Karl-Hans Håbet, sowie an die

Fahrtteilnehmer vom Institut für Meereskunde Hamburg, die diese Forschungsfahrt zu einem unvergesslichen Erlebnis machten.

Nicht zuletzt bedanke ich mich herzlich bei allen meinen Freunden, soweit sie oben noch nicht aufgeführt sind, ohne deren Unterstützung und Zuspruch ich meine Promotion wohl nicht abgeschlossen hätte, hier seien besonders Herr Sven Herrmann und Herr Dr. Reinhard Baumfalk hervorgehoben.

Zum Abschluß möchte ich meinen herzlichsten Dank auch an meine liebe Frau Nicola Stoltenberg-Groth für ihr Verständnis und die Ermutigung aussprechen.

Kiel, Januar 2006

Lebenslauf

Name	Arne Stoltenberg
geboren am	26. Mai 1967 in Schönberg / Holstein
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	verheiratet
Jun. 1987	Abitur
Aug. 1987 - Dez. 1987	Industriepraktikum Dr. Ing. Rudolf Hell GmbH, Kiel
Jan. 1988 - Apr. 1989	Wehrdienst Bremerhaven / Marienleuchte
Mai 1989 - Aug. 1989	Werksstudent Linotype Hell GmbH, Kiel
Okt. 1989 - Mrz. 1992	Studium Physik (Diplom) an der TU Braunschweig Vordiplom: Okt. 1991
Apr. 1992 - Mrz. 1993	Studium Physik (Diplom) TH Darmstadt
Apr. 1993 - Aug. 1995	Studium Physik (Diplom) Uni Kiel
Aug. 1995	Diplom
Okt. 1995 - Mrz. 1998	angestellt als Physiker bei Meerestechnik Elektronik GmbH, Trappenkamp, in der Entwicklungsabteilung
seit Apr. 1998	selbstständige Tätigkeit: Entwicklung von Messkonzepten und Software
Jul. 1998 - Jul. 2000	angestellt in der Softwareentwicklung bei Hagenuk Faiveley GmbH, Kiel
Aug. 2000 - Apr. 2003	wissenschaftlicher Mitarbeiter in der AG Meeresphysik der Carl von Ossietzky-Universität, Oldenburg im Rahmen des BMBF-Verbundprojekts ARKTIEF II
seit Okt. 2004	verbeamteter Physiker in der Forschungsanstalt der Bundeswehr für Wasserschall und Geophysik (FWG), Kiel

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, die vorliegenden Dissertationsarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Kiel, den 30.1.06

Arne Stoltenberg
Wrangelstraße 35
24105 Kiel