

Abbildungsverzeichnis

2.1	Definition der Radianz	4
2.2	Schematischer Aufbau eines Instrumentes zur Messung der spektralen Radianz nach [Mobley 1994]	5
2.3	Definition der Irradianz	7
2.4	Klassischer Kosinuskollektor.	8
2.5	Klassischer E_0 Kollektor	9
2.6	Schema des absorbierten und gestreuten Strahlungsflusses	12
3.1	Definition der Zu- und Abflüsse aus dem Lichtfeld.	17
3.2	Beziehungen zwischen optischen Größen	19
3.3	Der ' $\frac{1}{2}(E_0 + \vec{E})$ ' Kollektor.	21
3.4	Skalare Irradianz an der Station 007 der Expedition P237/5	23
3.5	Vektorielle Irradianz an der Station 007 der Expedition P237/5	23
3.6	Absorptionskoeffizient an der Station 007 der Expedition P237/5 in einer Tiefe von ca. 7 m.	24
3.7	Absorptionskoeffizient an der Station 007 der Expedition P237/5 in einer Tiefe von ca. 14 m.	24
3.8	Profile der Chlorophyllfluoreszenz und der Gelbstofffluoreszenz an der Station 007 der Expedition P237/5	25
3.9	Satellitenbild des <i>Sea-Viewing-Wide-Field-of-View Sensor</i> (SeaWiFS)	25
3.10	Während der Expedition P237/5 gemessene Absorptionskoeffizienten	27
4.1	Energieniveauschemen für Absorption, Emission und Streuung von Photonen	32
4.2	Wirkungsfaktoren der Attenuation für die reellen und komplexen Brechungsindizes $n = 1,15$ $n' = 0$ (schwarz), $n = 1,2$ $n' = 0$ blau, $n = 1,15$ $n' = 0,025$ (rot), $n = 1,2$ $n' = 0,025$ (magenta). Die Wirkungsfaktoren sind über $\alpha = kr$ aufgetragen.	41
4.3	Intensitätsfunktionen i_1 für $1 \leq \alpha \leq 5$ und $m = 2$	45
4.4	Intensitätsfunktionen i_2 für $1 \leq \alpha \leq 5$ und $m = 2$	45
5.1	Schema des multispektralen Trübungssensors	47

5.2	Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindexes	52
5.3	Attenuationsspektrum der Station 16 in einer Tiefe von 5 m	56
5.4	Attenuationsspektrum der Station 22 in einer Tiefe von 10 m	56
5.5	Attenuationsspektrum der Station 46 in einer Tiefe von 2 m	57
6.1	Darstellung der Absorptionskoeffizienten von filtrierten Meerwasserproben gegen Absorptionskoeffizienten, die aus der Dateninterpretation gewonnen wurden.	61
6.2	Darstellung der Gelbstofffluoreszenz aus Labordaten gegen in situ Daten.	61
6.3	Darstellung der Absorptionskoeffizienten aus filtrierter Wasserproben bei 400 nm gegen die Gelbstofffluoreszenz aus Labordaten.	62
6.4	Darstellung der Absorptionskoeffizienten die aus der Dateninterpretation gewonnen wurden gegen in situ Fluoreszenzdaten.	62
6.5	Daten des 'Raman-Kanals' des in situ Fluorometers. Dargestellt ist der Schnitt in der Seinebucht. Anregungswellenlänge ist 270 nm.	63
6.6	Verdünnungsreihe mit Huminstoff, durchgeführt während Poseidon 237/4 am 29.04.98	63
6.7	Vergleich der Chlorophyllkonzentrationen aus zwei getrennten HPLC-Analysen.	67
6.8	Vergleich der Fluoreszenzdaten aus dem Labor mit den in situ Daten.	67
6.9	Vergleich der Chlorophyllkonzentrationen aus der HPLC-Analyse der GKSS mit der Chlorophyllkonzentrationen aus der multispektralen Attenuation.	68
6.10	Vergleich der Chlorophyllkonzentrationen aus der HPLC-Analyse der GKSS mit der in situ Chlorophyllfluoreszenz.	68
6.11	Darstellung der Chlorophyllkonzentration aus der multispektralen Attenuation gegen die Chlorophyllfluoreszenz.	69
6.12	Vergleich der aus den Filtrationen bestimmten Schwebstoffkonzentrationen.	70
6.13	Vergleich der aus den Daten der multispektralen Attenuation berechneten Schwebstoffkonzentration mit den Daten des LPCM.	70
6.14	Temperaturverteilung im Mündungsgebiet der Seine.	72
6.15	Verteilung des Salzgehaltes im Mündungsgebiet der Seine.	72
6.16	Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.	73
6.17	Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	73
6.18	Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der Gelbstofffluoreszenz.	74
6.19	Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	74

6.20	Verteilung des Streukoeffizienten der mineralischen Fraktion im Mündungsgebiet der Seine; die Daten wurden für 400 nm aus den Daten der multispektralen Attenuation berechnet.	75
6.21	Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion im Mündungsgebiet der Seine, die Daten wurden aus den Meßwerten der multipektralen Attenuation berechnet.	75
6.22	Verteilung des Junge Koeffizienten im Mündungsgebiet der Seine.	76
6.23	Skalare Irradianz an der Station 17 im Mündungsgebiet der Seine .	78
6.24	Skalare Irradianz an der Station 22 im Mündungsgebiet der Seine .	78
6.25	Verteilung des Salzgehaltes im Arbeitsgebiet des Rheins	79
6.26	Temperaturverteilung im Arbeitsgebiet Humber.	81
6.27	Verteilung des Salzgehaltes im Abeitsgebiet Humber.	81
6.28	Temperaturverteilung vor Borkum.	82
6.29	Verteilung des Salzgehaltes vor Borkum.	82
6.30	Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.	84
6.31	Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	84
6.32	Verteilung der Chlorophyllkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.	85
6.33	Verteilung der Chlorophyllkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	85
6.34	Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der Gelbstofffluoreszenz.	87
6.35	Verteilung der Gelbstoffkonzentration Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	87
6.36	Verteilung der Gelbstoffkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der Gelbstofffluoreszenz.	88
6.37	Verteilung der Gelbstoffkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	88
6.38	Verteilung des Streukoeffizienten der mineralischen Fraktion im Arbeitsgebiet Humber; die Daten wurden für 400 nm aus den Daten der multispektralen Attenuation berechnet.	89
6.39	Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion im Arbeitsgebiet Humber; die Daten wurden aus den Meßwerten der multispektralen Attenuation berechnet.	89
6.40	Verteilung des Streukoeffizienten der mineralischen Fraktion vor Borkum; die Daten wurden für 400 nm aus den Daten der multipektralen Attenuation berechnet.	90
6.41	Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion vor Borkum; die Daten wurden aus den Meßwerten der multispektralen Attenuation berechnet.	90
6.42	Skalare Irradianz an der Station 42 im Arbeitsgebiet Humber	91

6.43	Skalare Irradianz an Station 46 vor Borkum	91
6.44	Temperaturverteilung im Arbeitsgebiet Rhone.	93
6.45	Verteilung des Salzgehaltes im Arbeitsgebiet Rhone.	93
6.46	Verteilung der Chlorophyllkonzentration bis in eine Tiefe von 40 m, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.	94
6.47	Verteilung der Chlorophyllkonzentration von 20 - 100 m, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.	94
6.48	Quantenirradienzen der Stationen 8 (blau) und 13 (schwarz)	96
6.49	1 % -Tiefen für die Stationen 8 (blau) und 13 (schwarz)	96
6.50	Verteilung der Gelbstoffkonzentration bis in eine Tiefe von 40 m, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	97
6.51	Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion bis in eine Tiefe von 40 m, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.	97
7.1	Volumenstreuungsfunktionen nach Petzold	99
7.2	Schematische Vorgehensweise bei der Bestimmung des submarinen Lichtfeldes. Berechnete und gemessene Parameter sind blau, die Methoden sind weiß dargestellt.	101
7.3	Phasenfunktion $\tilde{\beta}_{tp}(\psi)$ für mineralische Partikel	103
7.4	Phasenfunktion $\tilde{\beta}_{pp}(\psi)$ für Phytoplankton	103
7.5	Attenuationsspektrum der Station 18 in 3 m Tiefe	104
7.6	Attenuationsspektrum der Station 18 in 16.5 m Tiefe	104
7.7	Simulierte skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18. Dargestellt wird eine Tiefe von 0 - 28 m.	105
7.8	Gemessene skalare Bestrahlungsstärke der Station 18. Dargestellt wird eine Tiefe von 1.6 - 28 m.	107
7.9	Simulierte skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18. Dargestellt ist eine Tiefe von 1.6 - 28 m.	107
7.10	Simulierte und gemessene skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18 (1.6 m).	108
7.11	Simulierte und gemessene skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18 (1.6 m).	108
7.12	Diffuse Attenuationskoeffizienten für phytoplanktondominiertes Wasser	110
7.13	Diffuse Attenuationskoeffizienten für gelbstoffdominiertes Wasser	110
7.14	Attenuationsspektrum mit dominantem mineralischem Material	112
7.15	Attenuationsspektrum mit dominantem mineralischem Material	112
7.16	Attenuationsspektrum mit dominantem mineralischem Material	113
7.17	Attenuationsspektrum mit dominantem Phytoplankton	113
7.18	Attenuationsspektrum mit dominantem Gelbstoff.	114
B.1	Arbeitsgebiete der Reise P237/5	123

B.2	Schnitte in den Mündungsgebieten der Loire (am 9.5.98) und der Themse (am 12.5.98). Markiert sind die erste und die letzte Station eines Schnittes	124
B.3	Schnitte in den Mündungsgebieten der Seine (am 11.5.98) und des Rheins (am 13.5.98). Markiert sind die erste und die letzte Station eines Schnittes	125
B.4	Schnitte in den Gebieten um Smith Knoll vom 12.5.98 (oben) und der Deutschen Bucht vom 15.5.98 und 16.5.98. Markiert sind die erste und die letzte Station der Schnitte und einzelne Stationen. . .	126
B.5	Stationen 7 - 19 vor dem Ausfluss der Rhone	127
B.6	Arbeitsgebiete der Reise Heincke 98/9 in der Deutschen Bucht (14.-17.9.98) und in der Oderbucht (17.-24.9.98). Stationen 38 - 66 wurden wegen schlechten Wetterverhältnissen im Lee von Helgoland durchgeführt	128

Tabellenverzeichnis

A.1 Stationen 5 - 60 der Reise P237/5	121
---	-----

Kapitel 1

Einleitung

Das System Ozean mit seinen Küsten- und Randmeeren bedeckt zu etwa 71 % die Erdoberfläche und ist somit ein nicht zu vernachlässigender Faktor im Ökosystem unseres Planeten. Um dieses System bestmöglich zu beschreiben ist es notwendig, physikalische, biologische, geologische und chemische Charakterisierungsmethoden zu benutzen. Optische Messungen sind seit jeher ein Bestandteil [Jerlov 74, Jerlov 76, Tyler 77] dieser Methodik. Insbesondere die Kenntnis des submarinen Strahlungsfeldes bietet in vielerlei Hinsicht die Möglichkeit, Vorgänge im Meer besser zu verstehen. Die von der Sonne eingebrachte Strahlung steuert die Temperatur und ist die Energiequelle für photosynthetische Organismen. Darüber hinaus bieten optische Meßmethoden die Möglichkeit, die wesentlichen Wasserinhaltsstoffe wie Phytoplankton, gelöstes organisches Material und mineralische Partikel zu identifizieren und mengenmäßig zu bestimmen. Auf diese Weise können komplexe Zusammenhänge besser verstanden und die Auswirkungen auf den Menschen abgeschätzt werden. Hierzu gehören beispielsweise die Rolle des Ozeans bei der globalen Kohlenstoff-Fixierung, die Kenntnis der großräumigen Phytoplanktonverteilung für die Fischereiwirtschaft oder auch die Funktion des Phytoplanktons als ein ökologischer Indikator.

Die hydrographischen Bedingungen in Küstenmeeren und küstennahen Gebieten sind in besonderem Maße durch den Anteil an mineralischen Schwebstoffen und gelösten Substanzen bestimmt. Die für den offenen Ozean entwickelten Algorithmen zur Berechnung des Lichtfeldes und der Reflektivität des Wasserkörpers sind in diesen Gebieten nicht mehr gültig. Die Trennung von partikulärem organischem und mineralischem Material ist notwendig, um korrekte Vorhersagen über das vorliegende Lichtfeld zu machen. Die Kenntnis des Lichtfeldes ist eine wesentliche Grundlage, um Daten von Satelliten zu interpretieren. Diese Satelliten, wie zum Beispiel MOS und SeaWiFS, bestimmen die Reflektivität eines Wasserkörpers, sie sollen unter anderem helfen, den CO₂-Haushalt des Ozeans zu verstehen.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Gerätes zur Messung der multispektralen Attenuationskoeffizienten. Die Beziehung zwischen den Meßdaten und den Konzentrationen von Chlorophyll, suspendierten mineralischen Partikeln und Gelbstoff soll quantifiziert werden. Darüberhinaus soll ein Modell erarbeitet werden, mit dem es möglich ist, in Abhängigkeit von den bestimmten Substanzmengen, oder den daraus abgeleiteten optischen Größen, Vorhersagen über das im Wasser vorliegende Lichtfeld zu machen und dieses mit gemessenen Daten zu vergleichen.

Zunächst werden alle optischen Größen vorgestellt, die im Meer relevant sind. Dem folgt eine physikalische Beschreibung der Strahlungstransportvorgänge im Wasser. Es werden Methoden diskutiert, die es erlauben, Strahlungsfelder zu berechnen bzw. aus gemessenen Strahlungsfeldern Substanzkonzentrationen abzuleiten. Im Hinblick auf die spätere Bestimmung der Streueigenschaften des partikulären Materials im Meerwasser wird die Mie-Streuung dargelegt und es werden Streufunktionen bestimmt. Eine Beschreibung des Sensors zur Messung der spektralen Attenuationskoeffizienten schließt sich an. Es wird eine Dateninterpretation dargelegt, mit der es möglich ist, optische Größen zu berechnen, die für die Streufunktionen und den Strahlungstransport notwendig sind. Dem folgt ein Abschnitt, in dem Messungen von Forschungsfahrten in verschiedenen Küstengewässern Europas vorgestellt und diskutiert werden. Danach werden Lichtfelder berechnet und mit Messungen verglichen. Abschließend wird eine optische Klassifizierung der untersuchten Küstengewässer durchgeführt und diskutiert.

Zur Durchführung dieses Vorhabens wurde - gemeinsam mit Mitarbeitern und Technikern aus anderen Projekten der Arbeitsgruppe APO/LAS am Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg - aus verschiedenen Einzelentwicklungen, ein Sondenpaket zusammengestellt, welches die parallele Messung von prompter Fluoreszenz bei verschiedenen Wellenlängen, multispektraler Attenuation, skalarer- und vektorieller Irradianz, Salzgehalt und Temperatur in situ ermöglicht. Darüberhinaus wurden im Rahmen des von der EU geförderten Projektes *COASTIOOC* vier Forschungsfahrten in europäischen Küstengewässern durchgeführt, um optische Eigenschaften von Küstengewässern zu bestimmen. Diese Forschungsfahrten wurden gemeinsam mit neun europäischen Instituten organisiert.

Kapitel 2

Radiometrische Größen

Die Beschreibung der physikalischen Eigenschaften eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes wird mit Begriffen der *Radiometrie* oder *Strahlenphysik* durchgeführt. Durch diese Größen können Eigenschaften eines Strahlungsfeldes in Abhängigkeit von Ort, Zeit, Wellenlänge oder auch des Gesichtsfeldes beschrieben werden.

Es muß im allgemeinen zwischen fotometrischen und radiometrischen Größen unterschieden werden. Bei fotometrischen Größen wird das Licht nicht nach seiner Energie oder Leistung bewertet, sondern es wird die Helligkeitsempfindung des menschlichen Auges zugrundegelegt. Besonderer Wert soll in diesem Kapitel auf die Beschreibung der Radianz L und der Irradianz E gelegt werden. Sie sind die Größen, die zur Beschreibung des Lichtfeldes im Ozean notwendig sind. Einige radiometrische Größen sollen hier nur kurz vorgestellt und erläutert werden, ausführlichere Beschreibungen sind bei [Mobley 1994, Kirk 1991] zu finden.

Als **Strahlungsenergie** oder auch **Strahlungsmenge** ist die von einem strahlenden Körper ausgehende Energie definiert. Sie wird mit Q bezeichnet und hat die SI-Einheit Joule [J].

Die Änderung der Strahlungsenergie in der Zeit wird als **Strahlungsfluß** $\phi := \frac{dQ}{dt}$ bezeichnet und hat die SI-Einheit Watt [W].

Der von der Strahlungsquelle je Raumwinkel abgegebene Strahlungsfluß wird als **Strahlstärke** oder **Strahlintensität** $I := \frac{d\phi}{d\Omega}$ bezeichnet. Er hat die SI-Einheit $\left[\frac{W}{sr}\right]$.

2.1 Die spektrale Radianz

Wird der Strahlungsfluß in einer Richtung nicht nur auf den Raumwinkel, sondern zusätzlich noch auf ein rechtwinklig zum Fluß stehendes infinitesimales Flächenelement dA bezogen, so kommt man zur Definition der **Radianz** oder **Strahldichte**.

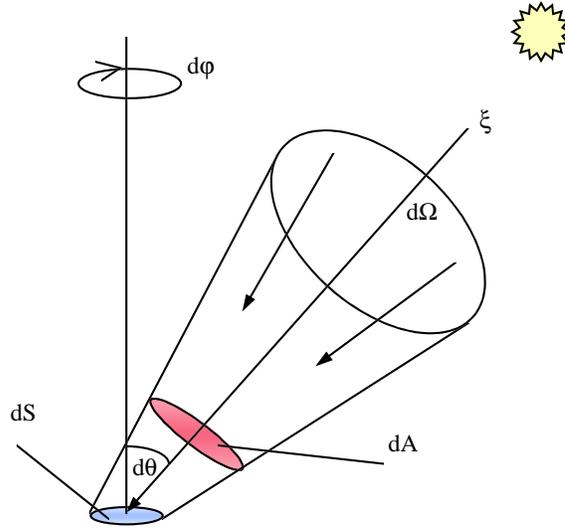


Abbildung 2.1: Definition der Radianz

Die Abb. 2.1 verdeutlicht die Definition der **Radianz**. Der Strahlungsfluß durch die, in der Grafik rote Fläche dA aus der Richtung ξ mit dem Raumwinkel $d\Omega$ wird als Radianz

$$\hat{L}(\mathbf{x}, t, \xi) := \frac{d^2\phi}{dAd\Omega} = \frac{d^3Q}{dtdAd\Omega} \quad (2.1)$$

bezeichnet. Sowohl die Fläche dA als auch das Raumwinkelelement $d\Omega$ werden als infinitesimal klein angenommen. Bei einer Fläche, die gegen die Einfallrichtung geneigt ist, berechnet sich die Radianz durch die effektive Fläche $dS = dA \cos(\theta)$ mit θ als Neigungswinkel der Fläche. Da die klassische Definition der Radianz keine Aussagen über die Wellenlänge macht, kann sie auf die spektralen Eigenschaften einer Lichtwelle ausgeweitet werden. Die spektrale Radianz

$$L(\mathbf{x}, t, \xi, \lambda) = \frac{d^4Q}{dtdAd\Omega d\lambda} \quad (2.2)$$

wird zusätzlich auf die Wellenlänge bezogen und hat dann die SI-Einheit $[\frac{J}{s m^2 sr nm}]$. Diese Definition macht insbesondere dann Sinn, wenn es sich bei den Messgeräten, mit denen die Radianz erfaßt wird, um multispektrale Detektoren

handelt. Spektrale Radianz ist die fundamentale radiometrische Größe zur Beschreibung von Strahlungsfeldern. Sie spezifiziert die räumliche (\mathbf{x}), zeitliche (t), richtungs- (ξ) und wellenlängenabhängige (λ) Struktur des Lichtfeldes. Ein for-

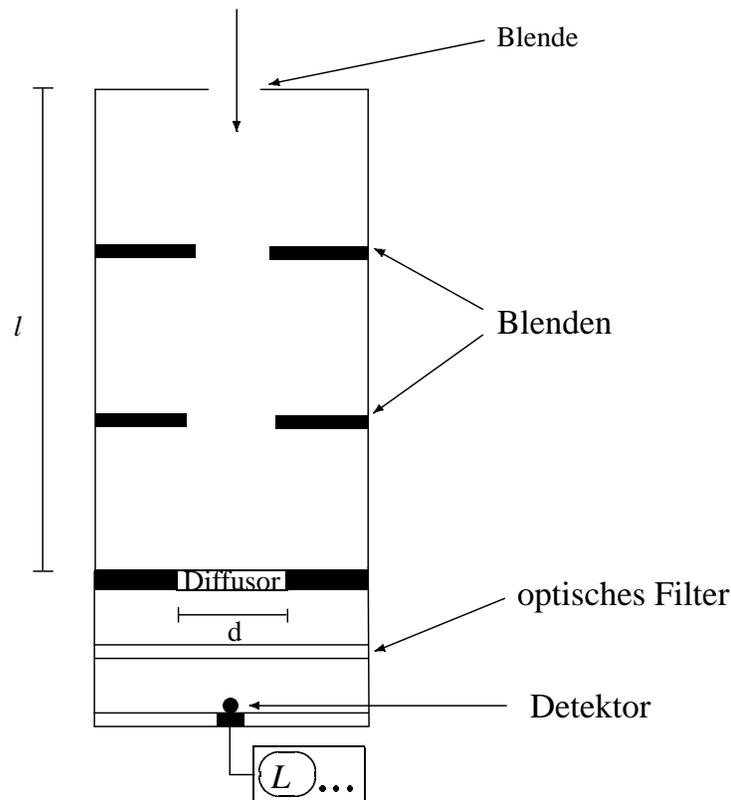


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Instrumentes zur Messung der spektralen Radianz nach [Mobley 1994]

maler Aufbau zur Messung der Radianz ist in Abb. 2.2 dargestellt. Das Gehäuse des Instrumentes besteht aus zwei wesentlichen Teilen. Als erstes die Anordnung unterhalb des Diffusors zur Detektion, und als zweites die Anordnung oberhalb des Diffusors zur geometrischen Aufbereitung des zu detektierenden Lichtfeldes. Das Strahlungsfeld aus der Richtung ξ wird vom Diffusor unter dem Raumwinkel $\Delta\Omega$, welcher durch die Länge des Zylinders l und die Größe der oberen Öffnung bestimmt wird, betrachtet. Die Blenden sollen verhindern, daß Strahlung, welche unter einem flachem Winkel von oben in die Apparatur eindringt, über Ein- oder Zweifachreflektionen detektiert wird. Der Diffusor hat die Aufgabe, das Lichtfeld im unteren Bereich zu homogenisieren, d.h. ihm jede Richtungscharakteristik zu nehmen. Nachdem das Lichtfeld einen optischen Filter durchlaufen hat, kann ein kleiner Teil der Strahlung mit einem Detektor vermessen werden. Der Filter hat die Funktion, die Wellenlängen zu selektieren; er kann fortgelassen werden,

wenn der Detektor das Lichtfeld spektral auflöst. Da mit einem Aufbau wie in Abb. 2.2 dargestellt immer nur in einer Raumrichtung gemessen werden kann, ist es nahezu unmöglich, im Wasser ein stark fluktuierendes Strahlungsfeld zu vermessen. Um für eine Vielzahl von Raumrichtungen gleichzeitig die Radianz zu bestimmen, wurde bereits von [Smith 1970/1, Smith 1970/2] ein Kamerasystem mit einem Weitwinkelobjektiv vorgestellt. Ein neueres Instrument dieser Bauart wurde von [Voss 1989, Voss 1997] vorgestellt. Bei dem Instrument handelt es sich um das elektro-optische Kamerasystem RADS (*electro-optic radiance distribution camera system*). Zwei Kameras, die mit einem Weitwinkelobjektiv (fisheye) ausgestattet sind, betrachten jeweils einen Halbraum. Diese Anordnung erlaubt es, in jedem Halbraum die spektrale Radianzverteilung bis zu einem Zenitwinkel von 87.5° zu analysieren.

Bei der Messung von submarinen Strahlungsfeldern würde eine sehr große Datenmenge anfallen. Ein Kamerasystem, wie es [Voss 1989] beschreibt, liefert ca. 65000 Pixel vom CCD (**C**harge-**C**oupled **D**evice) 'array'. Dies bedeutet 65000 Meßwerte, von denen jeder noch mit einer Datentiefe von ca. 12 Bit (etwa 780.000 einzelne Informationen) übermittelt werden muß. Die Daten müssen über ein Kabel zum Computer an Bord eines Forschungsschiffes übermittelt werden. Forschungsschiffe sind mit einem Einleiterkabel ausgerüstet, welches eine Länge von mehreren Tausend Metern haben kann. Durch die hohen elektrischen Widerstände und Kapazitäten ist die Datenrate auf solchen Übertragungsstrecken zur Zeit auf ca. 100 Datenpunkte/s [Barth 1997/3] beschränkt. Es gibt prinzipiell die Möglichkeit, ein solches Meßsystem mit separaten Datenübertragungskabeln oder als Speichersonde zu betreiben. Solche Instrumentensysteme zur Messung der spektralen Radianz sind aber zur Zeit am Markt nicht erhältlich oder noch in der Entwicklungsphase.

2.2 Die spektrale Irradianz

Zur Quantifizierung des Strahlungseinflusses wird die **Bestrahlungsstärke** oder auch **Irradianz** verwendet. Sie ist definiert als der Strahlungsfluß $d\phi$ durch ein kleines Flächenelement dS . In der Radiometrie wird sie in zwei Meßgrößen aufgeteilt:

1. Die ebene Irradianz:

Die abwärtsgerichtete ebene Irradianz

$$E_d(\mathbf{x}, t, \lambda) := \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) |\cos(\theta)| \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (2.3)$$

wird bestimmt durch die Summe aller abwärtsgerichteten Anteile der Radianz, gewichtet mit dem Kosinus des Einfallswinkels θ . Die spektrale abwärts-

gerichtete Irradianz integriert $L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) |\cos(\theta)|$ über alle abwärtsgerichteten Anteile von L . Wie in Abb. 2.3 skizziert, wird die abwärtsgerichtete

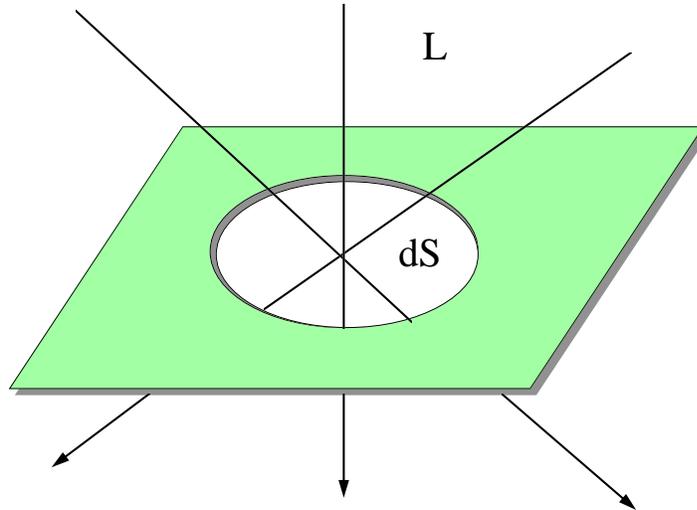


Abbildung 2.3: Definition der Irradianz

te Irradianz durch den Teil der Radianz beschrieben, der durch eine Fläche dS in einer Ebene fließt, die den oberen Halbraum vom unteren Halbraum trennt.

Es soll nun der Strahlungsfluß durch diese Fläche bestimmt werden. Der Strahlungsfluß durch eine Fläche setzt sich aus der Summe aller Flußanteile $d\phi(\theta, \varphi)$ aus den Raumrichtungen (θ, φ) (siehe Abb. 2.1) zusammen. Diese müssen noch mit der effektiven Fläche des durchstrahlten Objektes gewichtet werden; sie ist bei einer Ebene proportional zu $\cos(\theta)$. Der abwärtsgerichtete Strahlungsfluß durch eine horizontale Fläche A kann dann durch

$$\phi = A \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) |\cos(\theta)| \sin(\theta) d\theta d\varphi = AE_d \quad (2.4)$$

beschrieben werden. Analog wird die aufwärtsgerichtete ebene Irradianz durch

$$E_u(\mathbf{x}, t, \lambda) := \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=\pi/2}^{\pi} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) |\cos(\theta)| \sin(\theta) d\theta d\varphi, \quad (2.5)$$

beschrieben. Ein Instrument zur Messung von abwärts- oder aufwärtsgerichteter ebener Irradianz wird als Kosinuskollektor bezeichnet und ist in Abb. 2.4 dargestellt. Er hat eine große Ähnlichkeit mit dem Radianzaufbau

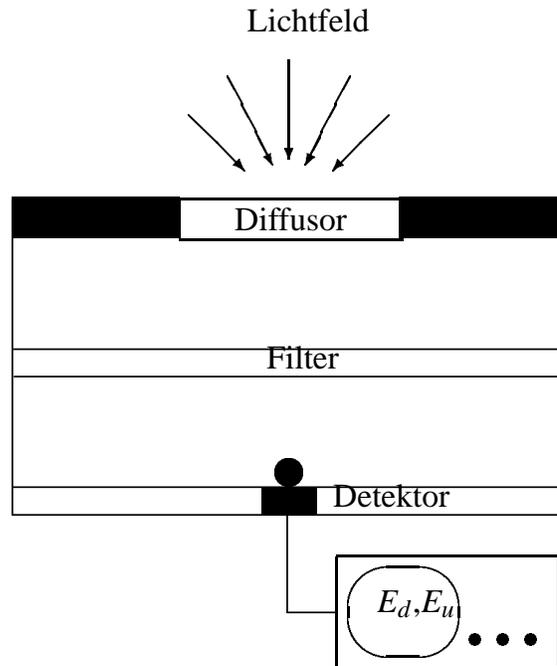


Abbildung 2.4: Klassischer Kosinuskollektor.

in Abb. 2.2, mit dem Unterschied, daß der obere Teil mit dem Raumwinkelbegrenzer fehlt.

Die Größe

$$E_d - E_u := \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) |\cos(\theta)| \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (2.6)$$

wird als abwärtsgerichtete netto Irradianz bezeichnet und beschreibt den nach unten gerichteten Gesamtfluß.

2. Die skalare Irradianz:

In der Formulierung der ebenen Irradianzen E_u und E_d wird das Integral über die Radianzverteilung stets mit dem Kosinus des Zenitwinkels θ multipliziert, um den Strahlungsfluß auf die effektive Fläche zu beziehen. Werden alle Raumrichtungen bei der Integration gleich bewertet, so wird auf diese Weise die skalare Bestrahlungsstärke oder auch skalare Irradianz

$$E_0(\mathbf{x}, t, \lambda) := \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) \sin(\theta) d\theta d\varphi, \quad (2.7)$$

definiert. Als Meßprinzip soll hier der klassische E_0 -Kollektor in Abb. 2.5 vorgestellt werden. Ein Kollektor, der die Radianzen aus allen Raumrich-

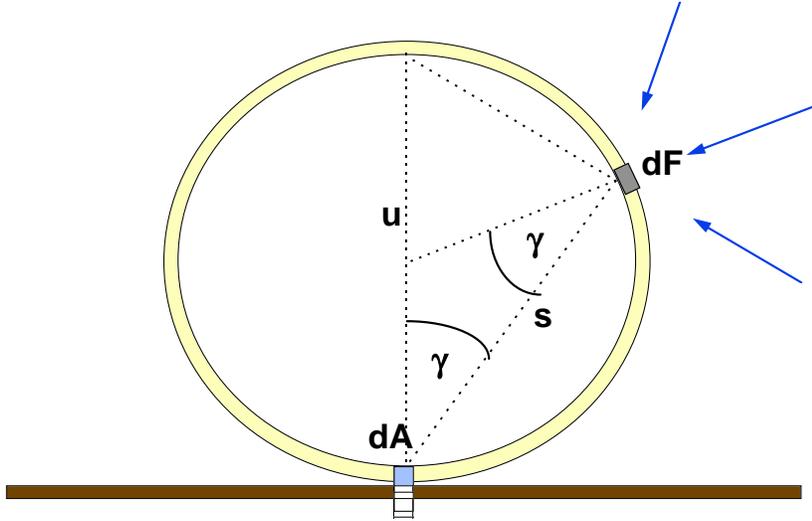


Abbildung 2.5: Klassischer E_0 Kollektor

tungen gleich bewertet, hat die Form einer Kugel. Die Schale der Kugel ist aus einem Material gefertigt, welches wie schon der Diffusor in Abb. 2.4 sehr gute Volumenstreueigenschaften haben muß. Dieses ist notwendig, damit dem zu vermessendem Strahlungsfeld jegliche Richtungscharakteristik genommen wird. Der Strahlungsfluß muß wie in Gl. 2.4, hier jedoch für eine Kugel, bestimmt werden. Die effektive Fläche einer Kugel mit dem Radius r ist die zur Kugel korrespondierende Kreisfläche πr^2 . Der Gesamtfluß kann dann mit

$$\phi = \pi r^2 \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) \sin(\theta) d\theta d\varphi = \pi r^2 E_0 \quad (2.8)$$

angegeben werden, er ist proportional zu E_0 . Über diese Eigenschaften des Kollektors hinaus muß nun noch gezeigt werden, daß am Detektor dA ein ebenso proportionales Signal gemessen wird. Hierzu wird der Gesamtfluß in der Kugel in Abhängigkeit von einem Einstrahlungsort auf der Kugel-schale beschrieben. In Abb. 2.5 ist der Detektor durch dA und der Einstrahlungsort durch dF gekennzeichnet, durch den Zenitwinkel γ können dann alle Einstrahlungsorte der Kugel beschrieben werden. γ wird durch die Fächennormale von dA und dF bestimmt. Proportionalität ist dann gegeben, wenn der am Detektor gemessene Strahlungsfluß unabhängig vom

Winkel γ ist. Der Durchmesser der Kugel soll mit u , die Strecke zwischen dA und dF soll mit s bezeichnet werden. Die beiden effektiven Flächen sind durch

$$dA_{\text{eff}} = dA \cos(\gamma), \quad dF_{\text{eff}} = dF \cos(\gamma) \quad (2.9)$$

bestimmt. Der Raumwinkel, den dA von dF aus 'gesehen' einnimmt, wird durch die effektive Fläche und den Abstand s mit

$$d\Omega_A = \frac{dA \cos(\gamma)}{s^2} \quad (2.10)$$

bestimmt. Die Strecke s kann durch die Definition des Kosinus in einem rechtwinkligen Dreieck mit $s = u \cos(\gamma)$ angegeben werden. Die Radianz, die von dF in Richtung dA abgestrahlt wird, ist dann durch

$$L_{dF \rightarrow dA} = \frac{d^2\phi}{dF_{\text{eff}} d\Omega_A} \quad (2.11)$$

bestimmt. Werden Gl. 2.9 und 2.10 eingesetzt, so verbleibt

$$L_{dF \rightarrow dA} = \frac{u^2 d^2\phi}{dF dA}. \quad (2.12)$$

Die den Detektor erreichende Radianz ist demnach nicht vom Zenitwinkel abhängig, für den Azimutwinkel kann aus Symmetriegründen gleiches angenommen werden.

Wird der Kollektor zusätzlich mit einem absorbierendem Schirm (siehe Abb. 2.5) versehen, der einen Halbraum abschattet, so werden die abwärts- bzw. aufwärtsgerichteten skalaren Irradianzen mit E_{0d} und E_{0u} bezeichnet.

Bei Beschreibungen der Biologie von marinen Systemen ist es oft notwendig, die dem Phytoplankton zur Verfügung stehende Strahlung durch biologische Größen zu beschreiben. Aus diesem Grund wird die Beschreibung nicht auf die Energie $Q(\lambda) = N(\lambda)hc/\lambda$, mit $N(\lambda)$ der Photonenanzahl, h dem Plankschen Wirkungsquantum und c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, sondern auf die Photonenanzahl bezogen. Daraus folgt die Quantenirradianz

$$\text{PAR}(\mathbf{x}) := \int_{350\text{nm}}^{700\text{nm}} \frac{\lambda}{hc} E_0(\mathbf{x}, \lambda) d\lambda. \quad (2.13)$$

Die Bestimmung der Quantenirradianz PAR (**p**hotosynthetically **a**vailable **r**adiation) [Mobley 1994]¹ ist nicht eindeutig festgelegt. In einigen Veröffentlichungen [Smith 1986, Jordan 1988] werden die Integrationsgrenzen [400, 700]

¹Oft wird PAR auch als photosynthetically active Radiation bezeichnet [Laschke 1995].

nm benutzt. Dieser Unterschied ist in Gebieten mit höheren Gelbstoffkonzentrationen vernachlässigbar, da das UV-Licht mit sehr hohen Absorptionskoeffizienten abgeschwächt wird. In Gebieten mit sehr niedrigen Gelbstoffkonzentrationen, wie es der Fall für fast alle offenen Ozeane ist, entsteht hier ein nicht zu vernachlässigender Fehler. In einigen Fällen wird auch statt der skalaren Bestrahlungsstärke E_0 die ebene abwärtsgerichtete Bestrahlungsstärke E_d zur Bestimmung von PAR verwendet [LI-COR 1990]. Da die Effektivität von photosynthetischen Systemen nicht abhängig ist von der Richtung, aus der das Licht einfällt, wird diese Berechnungsform nur noch selten benutzt [Mobley 1994], [Højerslev 1986].

2.3 Beschreibung optischer Wassereigenschaften

Die optischen Eigenschaften von Wasser lassen sich in zwei Klassen aufteilen. Diese sind die inhärenten und die apparenten optischen Eigenschaften. Inhärente optische Eigenschaften (IOP's, **inherent optical properties**) sind jene, die nur vom Medium abhängig sind. Sie lassen sich durch die physikalischen Eigenschaften des Wassers und seiner Inhaltsstoffe beschreiben und sind unabhängig vom Strahlungsfeld. Als apparente optische Eigenschaften (AOP's, **apparent optical properties**) werden jene bezeichnet, die sowohl vom Strahlungsfeld, als auch von den inhärenten optischen Eigenschaften abhängig sind. Die Verknüpfung zwischen den inhärenten und den apparenten optischen Eigenschaften wird durch die Strahlungstransporttheorie geleistet. Dort wird ein Strahlungsfeld in Abhängigkeit von inhärenten optischen Eigenschaften durch die Wassersäule transportiert. In beliebigen Tiefen können dann die apparenten Eigenschaften dieses virtuellen Strahlungsfeldes vorhergesagt und mit realen Messungen verglichen werden.

2.3.1 Die inhärenten optischen Eigenschaften

- Der Attenuationskoeffizient:
Der Transport elektromagnetischer Strahlung in einem Medium ist gekennzeichnet durch Streuung und Absorption. Während die Streuung dazu führt, daß die gestreute Lichtwelle die Richtung ändert, steht nach einer Absorption die Energie der Welle nicht mehr als primäre Strahlungsenergie zur Verfügung. Physikalisch wird dieser Prozess der Schwächung eines Lichtstrahls als Attenuation oder Extinktion bezeichnet. In Abb. 2.6 ist der Vorgang der Attenuation schematisch dargestellt. Eine Lichtwelle mit dem Strahlungsfluß ϕ_i durchläuft ein Medium mit der Schichtdicke x . Nach dem Durchlaufen des Mediums kann die Lichtwelle durch zwei Komponenten beschrieben werden: Erstens der Strahlungsfluß ϕ_t der ungestört in die ursprüngliche Richtung weiterlaufenden Lichtwelle und zweitens durch den Strahlungsfluß ϕ_s , der um den Streuwinkel ψ in der Richtung geänderten

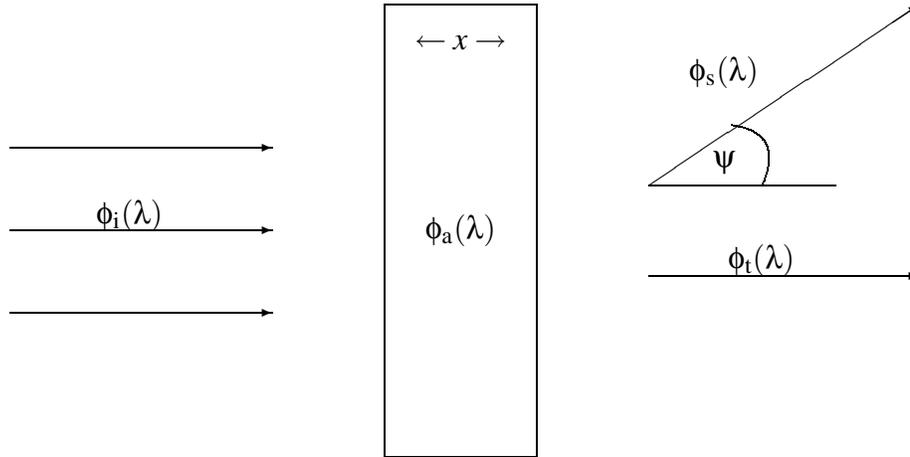


Abbildung 2.6: Schema des absorbierten und gestreuten Strahlungsflusses

Strahlen. Der Verlust durch Streuung wird näher in Kap. 4.2 erläutert. Die Änderung des Strahlungsflusses ist sowohl proportional zum ursprünglichen Fluß des Lichtstrahles, als auch zum Attenuationskoeffizienten, der die Stärke der Abschwächung beschreibt. Dieses führt zum Ansatz für den Attenuationskoeffizienten $c(\lambda)$:

$$\frac{d\phi}{dx} = -c(\lambda)\phi. \quad (2.14)$$

Nach einer Integration ergibt sich:

$$\phi(\lambda, x) = \phi_i \exp(-c(\lambda)x). \quad (2.15)$$

In der Literatur [Bergmann 1974] wird oft eine äquivalente Formulierung benutzt, die den Attenuationskoeffizienten durch die Intensitäten I und I_0 beschreibt; sie lautet

$$I(\lambda, x) := I_0 \exp(-c(\lambda)x). \quad (2.16)$$

Dieses wird als das Lambert Beersche Gesetz bezeichnet [Bergmann 1974]. Die Attenuationskoeffizienten sind in beiden Formulierungen identisch. Hierbei ist I_0 die Intensität des Lichtstrahls bevor, und $I(\lambda, x)$ die Intensität des Lichtstrahls nachdem er das Medium mit der Schichtdicke x durchquert hat. Bei c handelt es sich um den Attenuationskoeffizienten, der im allgemeinen von der Konzentration, der Wellenlänge λ und den physikalischen Eigenschaften des streuenden und/oder absorbierenden Objektes abhängig ist. Ein in der Literatur [v. d. Hulst 1957] häufig auftretender Begriff ist der sogenannte Extinktionskoeffizient, er unterscheidet sich vom Attenuationskoeffizienten dadurch, daß in Gl. 2.16 statt der Basis e die Basis 10 verwendet wird.

- Der Streu- und Absorptionskoeffizient:

Der Attenuationskoeffizient setzt sich additiv aus Streu- und Absorptionskoeffizient

$$c(\lambda) := a(\lambda) + b(\lambda) \quad (2.17)$$

zusammen. $a(\lambda)$ und $b(\lambda)$ werden als die wellenlängenabhängigen Absorptions- und Streukoeffizienten bezeichnet und haben, wie der Attenuationskoeffizient, die Dimension m^{-1} . Eine weitere Größe, die bei der Messung von Attenuationskoeffizienten sehr wichtig ist, ist die Transmission

$$T := \frac{I(\lambda, x)}{I_0(\lambda)} = \exp(-c(\lambda)x). \quad (2.18)$$

Sie ist ein Parameter, der gut gemessen werden kann, da er sich auf den Quotienten von zwei zu vergleichenden Intensitäten reduziert.

- Die Einfachstreu-Albedo:

Das Verhältnis von Streukoeffizient b zu Attenuationskoeffizient c definiert die sog. Einfachstreu-Albedo

$$\omega_0(\lambda) := \frac{b(\lambda)}{c(\lambda)}. \quad (2.19)$$

Durch diesen Parameter kann das vorherrschende Streu- oder Absorptionsverhalten charakterisiert werden. Dominiert die Absorption, so hat ω_0 einen Wert, der nahe bei Null liegt, dominiert die Streuung, so folgt ein ω_0 nahe bei Eins.

- Die Volumenstreuungsfunktion:

Für die quantitative Beschreibung der Streuung wird eine Funktion benötigt, die Aussagen über den Bruchteil des einfallenden Lichtes machen kann, der unter einem Winkel ψ abgelenkt wird. Diese Funktion wird als spektrale Volumenstreuungsfunktion

$$\hat{\beta}(\psi, \lambda) := \frac{1}{E_i(\lambda)} \frac{dI_s(\psi, \lambda)}{dV} \quad (2.20)$$

bezeichnet. Sie bezieht die gestreute Intensität $I_s(\psi, \lambda) = \phi_s(\psi, \lambda)/\Delta\Omega$ auf die einfallende Irradianz $E_i = \phi_i(\psi = 0, \lambda)/\Delta A$ und das streuende Volumelement ΔV . Wird die spektrale Volumenstreuungsfunktion über den ganzen Raum integriert

$$b(\lambda) = \int_{\Xi} \hat{\beta}(\psi, \lambda) d\Omega, \quad (2.21)$$

so folgt der bereits oben beschriebene spektrale Streukoeffizient.

Vom streuenden Element dV aus gesehen, kann der Raum in den der Vorwärts- $\Xi_f \rightarrow 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$ und der Rückwärtsstreuung $\Xi_b \rightarrow \frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \pi$ aufgeteilt werden. Dementsprechend wird das Integral in Gl. 2.21 auch auf die beiden Halbräume aufgeteilt. Dies sind der Streukoeffizient in den vorwärtigen b_f und den rückwärtigen b_b Halbraum

$$b_f := \int_{\Xi_f} \hat{\beta}(\psi, \lambda) d\Omega = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \hat{\beta}(\psi, \lambda) \sin(\psi) d\psi \quad (2.22)$$

$$b_b := \int_{\Xi_b} \hat{\beta}(\psi, \lambda) d\Omega = 2\pi \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \hat{\beta}(\psi, \lambda) \sin(\psi) d\psi. \quad (2.23)$$

Wird der Quotient aus Volumenstreuungsfunktion und Streukoeffizient gebildet, so folgt die auf 1 normierte spektrale Phasenfunktion ²

$$\tilde{\beta} := \frac{\hat{\beta}(\psi, \lambda)}{b(\lambda)} \quad (2.24)$$

$$\iff 2\pi \int_0^{\pi} \tilde{\beta} \sin(\psi) d\psi = 1. \quad (2.25)$$

Sie beschreibt unabhängig von der Konzentration die Streueigenschaften des Wassers und seiner Inhaltsstoffe. Durch mehrfache Anwendung der Volumenstreuungsfunktion auf ein Lichtfeld wird Mehrfachstreuung simuliert. Diese Methoden werden im Abschnitt 4.2 näher erläutert.

- Der mittlere Kosinus der Streuung:

Wird der Kosinus eines Streuwinkels im Intervall $0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$ berechnet, mit der Phasenfunktion gewichtet, und über die Streuwinkel integriert

$$g := 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \tilde{\beta}(\psi, \lambda) \cos(\psi) \sin(\psi) d\psi, \quad (2.26)$$

so folgt aufgrund der Normierungsbedingung in Gl. 2.25 eine Zahl zwischen 0 und 1. Ist beispielsweise die Phasenfunktion für kleine ψ sehr groß, so folgt ein g das nahe bei Eins liegt. Dies bedeutet, daß die Vorwärtsstreuung dominiert. Ein sehr kleines g bedeutet eine vermehrte Rückstreuung. Durch den mittleren Kosinus wird sehr grob das Streuverhalten wiedergegeben, oft wird g auch als Asymmetrieparameter [Mobley 1994] der Phasenfunktion bezeichnet.

²Der Begriff Phase ist hier irreführend, er stammt aus der Astronomie (Mondphase) und hat nichts mit der Phase einer Welle zu tun [v. d. Hulst 1957].

2.3.2 Die apparenten optischen Eigenschaften

- Der mittlere Kosinus:

Eine apparente Wassereigenschaft ist der mittlere Kosinus. Er ist nicht zu verwechseln mit dem mittleren Kosinus der Streuung, obwohl er ähnlich formuliert ist. Bei der Definition des mittleren Kosinus der Streuung in Gl. 2.26 wurde die gestreute Intensität betrachtet. Im Gegensatz dazu werden bei der Definition des mittleren Kosinus die Anteile betrachtet, welche ein bestimmtes Volumenelement erreichen. Es soll ein horizontal homogen geschichteter Wasserkörper, mit einer Tiefe z , betrachtet werden. Dann werden die Größen

$$\mu_d(z, \lambda) := \frac{\int_{\Xi_d} L(z, \theta, \varphi, \lambda) \cos(\theta) d\Omega}{\int_{\Xi_d} L(z, \theta, \varphi, \lambda) d\Omega} \equiv \frac{E_d(z, \lambda)}{E_{0d}(z, \lambda)} \quad (2.27)$$

$$\mu_u(z, \lambda) := \frac{\int_{\Xi_u} L(z, \theta, \varphi, \lambda) \cos(\theta) d\Omega}{\int_{\Xi_u} L(z, \theta, \varphi, \lambda) d\Omega} \equiv \frac{E_u(z, \lambda)}{E_{0u}(z, \lambda)} \quad (2.28)$$

$$\mu(z, \lambda) := \frac{\int_{\Xi} L(z, \theta, \varphi, \lambda) \cos(\theta) d\Omega}{\int_{\Xi} L(z, \theta, \varphi, \lambda) d\Omega} \equiv \frac{E_d(z, \lambda) - E_u(z, \lambda)}{E_0(z, \lambda)} \quad (2.29)$$

als aufwärtgerichteter mittlerer Kosinus (Gl. 2.27), abwärtsgerichteter mittlerer Kosinus (Gl. 2.28) und mittlerer Kosinus (Gl. 2.29) bezeichnet. Aus den drei Gleichungen geht hervor, daß der mittlere Kosinus durch Irradianzmessungen bestimmt werden kann³.

- Die Reflektivität:

Ein in der Fernerkundung häufig benutzter Begriff ist die Reflektivität

$$R(z, \lambda) := \frac{E_u(z, \lambda)}{E_d(z, \lambda)}. \quad (2.30)$$

Sie ist ein Faktor, der angibt, wieviel von der abwärtsgerichteten Strahlung im aufwärtsgerichteten Signal noch vorhanden ist. Die fernerkundliche Reflektivität

$$R_{rs}(\theta, \varphi, \lambda) := \frac{L(z = 0^-, \theta, \varphi, \lambda)}{E_d(z = 0^-, \lambda)}, \quad (2.31)$$

wird durch die Radianz L und die Irradianz E_d berechnet. In Gl. 2.31 soll durch die Tiefe $z = 0^-$ angedeutet werden, daß die entsprechenden Größen kurz über der Wasseroberfläche zu bestimmen sind. Die Radianz

³Um alle drei Parameter bei einer Messung zu bestimmen, müßte ein Radiometer mit vier Kollektoren (zwei zur Messung der Ebenen und zwei für die skalare Irradianz) ausgerüstet werden.

$L(z = 0^-, \theta, \phi, \lambda)$ wird von Radiometern, welche auf Schiffen, in Flugzeugen oder Satelliten montiert sind, beobachtet und dient häufig zur Bestimmung des Chlorophyllgehaltes von natürlichen Gewässern⁴.

- Der vertikale diffuse Attenuationskoeffizient:

In einem homogenen Wasserkörper, in den Tageslicht eindringt, kann davon ausgegangen werden, daß die Irradianzen E_0 , E_d und E_u näherungsweise exponentiell abfallen. Zur Definition des vertikalen Attenuationskoeffizienten wird angenommen, daß es weder Wellen an der Oberfläche gibt, die zu einer starken Inhomogenität im Lichtfeld führen können, noch Rückstreuung von einem Boden zu erwarten ist. Die Größe $\ln(E_d(z, \lambda))$ würde, aufgetragen über die Tiefe, eine Gerade ergeben, und jede Änderung der Steigung der Geraden weist auf eine Änderung der Schichtung in der Wassersäule hin. Aus diesem Grunde ist der vertikale diffuse Attenuationskoeffizient

$$K_d(z, \lambda) := -\frac{d\ln(E_d(z, \lambda))}{dz} = -\frac{1}{E_d(z, \lambda)} \frac{dE_d(z, \lambda)}{dz} \quad (2.32)$$

durch die Ableitung des natürlichen Logarithmusses der entsprechenden Bestrahlungsgröße (hier E_d) nach der Tiefe definiert. Für einen komplett durchmischten Wasserkörper muß diese Zahl einen konstanten Wert annehmen. Weitere diffuse Attenuationskoeffizienten $K_u, K_{0d}, K_{0u}, K_{PAR}$ und $K(z, \theta, \phi, \lambda)$ können in analoger Weise definiert werden. Hierbei wird durch die Indizes angedeutet, zu welcher Bestrahlungsgröße der entsprechende diffuse Attenuationskoeffizient gehört. Die Ausnahme bildet

$$K(z, \theta, \phi, \lambda) := -\frac{d\ln(L(z, \theta, \phi, \lambda))}{dz}, \quad (2.33)$$

welcher als der diffuse Attenuationskoeffizient der Radianz bezeichnet wird.

⁴Für Flugzeuge und Satelliten muß noch eine Atmosphärenkorrektur vorgenommen werden, um $L(z = 0^-, \theta, \phi, \lambda)$ zu erhalten.

Kapitel 3

Strahlungstransport im Wasser

Wird Wasser von Licht durchstrahlt, so sind die Veränderungen des Lichtfeldes durch die inhärenten optischen Eigenschaften bestimmt. Es sind Absorption und Streuung, die das Lichtfeld abschwächen, seine Richtung ändern oder auch den Wellenlängenbereich der Strahlung verschieben, wie es bei inelastischen Streuprozessen - beispielsweise der Ramanstreuung - der Fall ist [Mobley 1994, Gordon 1993]. In Abb. 3.1 sind diese Zu- bzw. Abnahmen des Lichtfeldes skizziert. Aus Übersichtlichkeitsgründen sind die Abhängigkeiten in der Grafik fortgelassen.

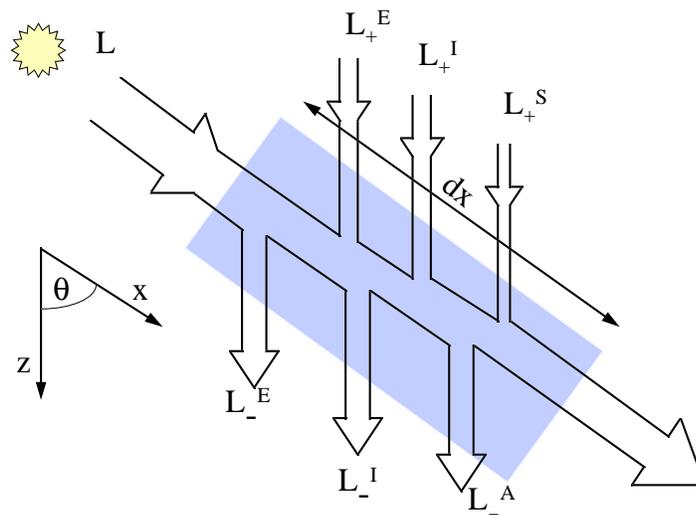


Abbildung 3.1: Definition der Zu- und Abflüsse aus dem Lichtfeld $L = L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda)$.

Ziel ist es, die Veränderungen eines gegebenen Lichtfeldes, welches durch seine

Radianz $L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda)$ gekennzeichnet ist, in der Tiefe z zu beschreiben. Wird von einem homogenen Wasserkörper ausgegangen, so läßt sich eine generelle Beschreibung durch

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) + \hat{\xi} \nabla L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) = +L_-^A + L_-^E + L_-^I + L_+^E + L_+^I + L_+^S \quad (3.1)$$

finden. Die unteren Indizes stehen für Quellen (+) und Senken (−), die oberen Indizes für den physikalischen Vorgang (A: Absorption, E: elastische Streuung, I: inelastische Streuung, S: innere Quellen (z.B. Fluoreszenz)). $\hat{\xi} = \frac{\mathbf{v}}{v}$ ist der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung des Photons. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium wird durch v und der Ort durch \mathbf{x} beschrieben. Gleichung 3.1 ist die allgemeine Beschreibung für den Strahlungstransport im Wasser und wird als Strahlungstransportgleichung bezeichnet. Sie beinhaltet eine zeitabhängige, dreidimensionale Beschreibung, bei der inelastische Streuung und interne Quellen berücksichtigt werden.

Für ein marines System, welches in der Natur vorgefunden wird, lassen sich noch einige Vereinfachungen durchführen. Das äußere Lichtfeld wird im wesentlichen durch Änderungen in der Sonneneinstrahlung bestimmt, d.h. durch eine Änderung im Zenitwinkel oder durch atmosphärische Einflüsse wie beispielsweise Wolken. Da das äußere Lichtfeld sich nur sehr viel langsamer ändert als das Licht, welches durch die angegebenen Quellen und Senken gegeben ist, ist die Zeitableitung in Gl. 3.1 zu vernachlässigen. Die Senken werden näherungsweise durch den Attenuationskoeffizienten $-cL(\mathbf{x}, \theta, \varphi, \lambda) = L_-^A + L_-^E + L_-^I$ beschrieben, hierbei sind inelastische Quellen in Richtung $\theta = 0$ vernachlässigt. Wird davon ausgegangen, daß die Lichtausbreitung in einem horizontal geschichtetem Wasserkörper mit konstantem Brechungsindex stattfindet, so kann die zeitunabhängige Strahlungstransportgleichung mit

$$\hat{\xi} \nabla L(\mathbf{x}, t, \theta, \varphi, \lambda) = \frac{dL(z, \theta, \varphi, \lambda)}{dz} \cos(\theta) = -c(z, \lambda)L(z, \theta, \varphi, \lambda) + L_+^E + L_+^I + L_+^S. \quad (3.2)$$

angegeben werden. Vielfach [Mobley 1994, Kirk 1991] werden die Terme für die inelastische Streuung und die Fluoreszenz zu einer Quellenfunktion $S = L_+^I + L_+^S$ zusammengefasst. Die Zunahme der Radianz L in Richtung (θ, φ) wird durch die sog. *Pathfunction* L_+^E beschrieben. Sie beschreibt den Teil der elastischen Streuung von Winkeln θ' und φ' der Radianzverteilung L in die Richtung (θ, φ) . Dieser Streuvorgang des Strahlungsfeldes $L(z, \theta', \varphi', \lambda)$ kann durch die Volumenstreuungsfunktion $\beta(z, \theta, \varphi, \theta', \varphi', \lambda)$ beschrieben werden. Der Streuwinkel dieser Volumenstreuungsfunktion ist identisch mit dem Winkel zwischen (θ, φ) und (θ', φ') ; mit ihm ist sie gleich der Volumenstreuungsfunktion des betrachteten Volumenelementes. Dementsprechend kann die *Pathfunction* durch die Summe aller anderen Anteile

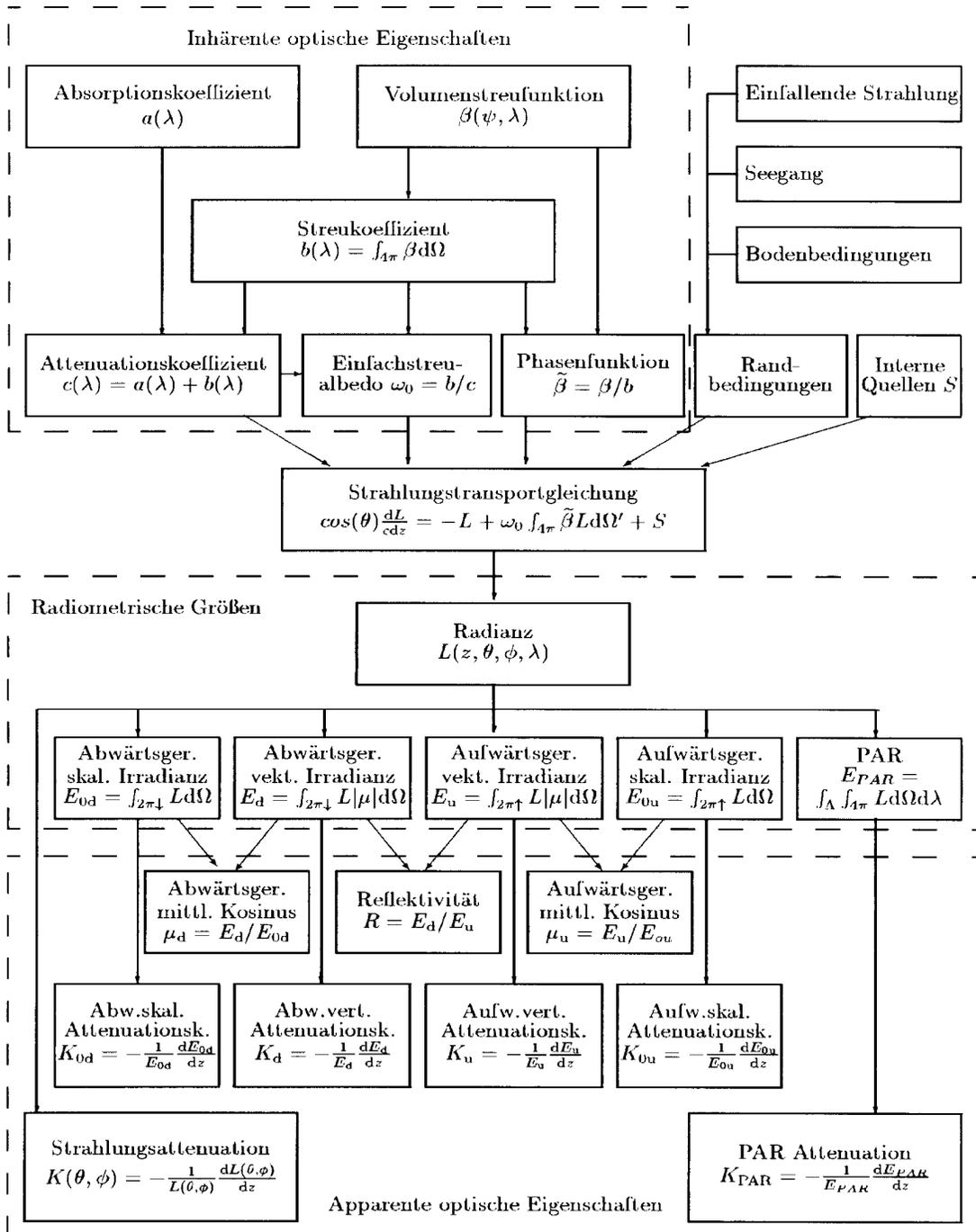


Abbildung 3.2: Beziehungen der optischen Größen untereinander und mit der Strahlungstransportgleichung nach [Mobley 1994].

aus allen Richtungen durch

$$L_+^E(z, \theta, \varphi, \lambda) = \int_{\Xi} \beta(z, \theta, \varphi, \theta', \varphi', \lambda) L(z, \theta', \varphi') d\Omega(\varphi', \theta') \quad (3.3)$$

berechnet werden. Wird zur Vereinfachung $d\Omega' = d\Omega(\theta', \varphi')$ eingeführt, so kann mit all den oben genannten Beziehungen die Standardform der Strahlungstransportgleichung durch

$$\begin{aligned} \frac{dL(z, \theta, \varphi, \lambda)}{dz} \cos(\theta) &= -c(z, \lambda) L(z, \theta, \varphi, \lambda) \\ &+ \int_{\Xi} \beta(z, \theta, \varphi, \theta', \varphi', \lambda) L(z, \theta', \varphi', \lambda) d\Omega' + S. \end{aligned} \quad (3.4)$$

angegeben werden.

In Abb. 3.2 sind die wichtigsten Beziehungen zwischen optischen Größen und der Strahlungstransportgleichung dargestellt.

3.1 Die Gershun-Gleichung

Eine direkte experimentelle Anwendung der Strahlungstransportgleichung wurde von [Gershun 1936] vorgeschlagen. Diese Näherung vernachlässigt innere Quellen S . Ist eine Quelle, z.B. die Ramanstreuung, explizit bekannt, so kann sie nach [Mobley 1994] getrennt behandelt werden. Gershun integriert die Strahlungstransportgleichung über den ganzen Raum und erhält

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \int_{\Xi} L(z, \theta, \varphi, \lambda) \cos(\theta) d\Omega &= -c(z, \lambda) \int_{\Xi} L(z, \theta, \varphi, \lambda) d\Omega \\ &+ \int_{\Xi} \int_{\Xi} \beta(z, \theta, \varphi, \theta', \varphi', \lambda) L(z, \theta', \varphi', \lambda) d\Omega' d\Omega. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Hierbei wurden die Ortsableitung auf der linken Seite und der Attenuationskoeffizient auf der rechten Seite vor die jeweiligen Integrale gezogen. Die beiden Integrale über die *Pathfunction* auf der rechten Seite von Gl. 3.5 können vertauscht und $L(z, \theta', \varphi')$ vor das ungestrichene Integral gezogen werden. Für das Integral über die *Pathfunction* folgt

$$\int_{\Xi} L_+^E(z, \theta, \varphi, \lambda) = \int_{\Xi} L(z, \theta', \varphi', \lambda) \int_{\Xi} \beta(z, \theta, \varphi, \theta', \varphi', \lambda) d\Omega d\Omega' \quad (3.6)$$

$$= b(z, \lambda) \int_{\Xi} L(z, \theta', \varphi', \lambda) d\Omega' \quad (3.7)$$

$$= b(z, \lambda) E_0(z, \lambda). \quad (3.8)$$

Von Gl. 3.6 nach Gl. 3.7 wurde von der Definition des Streukoeffizienten in Gl. 2.21 Gebrauch gemacht. In Gl. 3.8 wurde die Definition der skalaren Irradianz E_0 aus Gl. 2.7 benutzt. Wird noch die Definition der netto Irradianz aus Gl. 2.6 für das Integral $\int_{\Xi} L d\Omega$ benutzt, so verbleibt

$$\frac{d(E_d(z, \lambda) - E_u(z, \lambda))}{dz} = (-c(z, \lambda) + b(z, \lambda)) E_0(z, \lambda) = -a(z, \lambda) E_0(z, \lambda) \quad (3.9)$$

für Gl. 3.5. Dies bedeutet, daß der Absorptionskoeffizient a durch eine Messung der skalaren und der ebenen Irradianz zu bestimmen ist.

3.2 Realisierung der Gershun-Näherung

Um die von [Gershun 1936] vorgeschlagene Näherung anzuwenden und in dieser Weise den Absorptionskoeffizienten zu messen, ist es notwendig, vier Meßgrößen gleichzeitig zu bestimmen. Dies sind die zwei ebenen (E_d, E_u) und die zwei skalaren Irradianzen (E_{0u}, E_{0d}). Ein Meßinstrument muß also nach den bisher vorgestellten Kolleortypen mindestens mit vier Kollektoren ausgestattet sein, um den Absorptionskoeffizienten in situ zu bestimmen. Zu einer erheblichen Vereinfachung der Messung führt der sog. $\frac{1}{2}(E_0 + \vec{E})$ -Kollektor¹. Er ist durch seine Meßgeometrie in der Lage, E_0 und $E_d - E_u$ gleichzeitig zu bestimmen. Eine Skizze des Kollektors ist in Fig. 3.3 zu sehen. Er besteht aus einer transparenten Kugel V . Die obere Halbkugel ist mit einem idealen Streuer beschichtet, der der einfallenden Strahlung jegliche Richtungscharakteristik nimmt. Die untere Halbkugel wird von einem nicht transparenten Träger, auf dem die Kugel montiert ist, abgedeckt. Der eigentliche Detektor dA , der aus einer Photodiode oder der Öffnung eines Lichtleiters bestehen kann, befindet sich an der Unterseite der Kugel. Die Meßcharakteristik wird durch die effektive Fläche - betrachtet aus der Richtung des einfallenden Lichtfeldes - beeinflußt. Darüberhinaus sind es die Abstände s in der Kugel V zu den auf der oberen Halbkugel liegenden Flächenelementen dF , die den bei dA gemessenen Strahlungsfluß bestimmen. Bei einem nach oben gerichteten Kollektor bestimmt sich die effektive Fläche für Licht aus dem oberen Halbraum durch

$$\phi_d = \frac{1}{2} \pi s^2 (1 + \cos(\psi)), \quad (3.10)$$

¹Sowohl die Bezeichnung vektorielle Irradianz als auch das Formelzeichen \vec{E} sind mißverständlich, und historisch bedingt. Die sog. vektorielle Irradianz ist kein Vektor sondern ein Skalar und wird durch $\vec{E} := E_d - E_u$ berechnet. In der Bezeichnung des Kollektors konnte hier auf den Eigennamen nicht verzichtet werden.

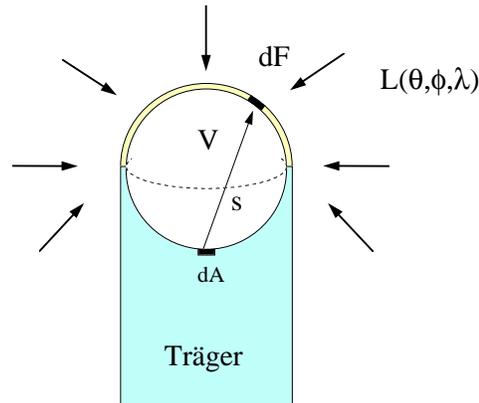


Abbildung 3.3: Der $\frac{1}{2}(E_0 + \vec{E})$ Kollektor.

und für Licht aus dem unterem Halbraum durch

$$\phi_u = \frac{1}{2}\pi s^2(1 - \cos(\psi)). \quad (3.11)$$

Die s^2 -Abhängigkeit wird durch die $1/s^2$ -Abhängigkeit, die schon in Gl. 2.10 beschrieben wurde, kompensiert. Der am Detektor dA gemessene Strahlungsfluß für einen nach oben gerichteten Kollektor beträgt

$$\phi_{ob} = \frac{1}{2}(E_0 + E_d - E_u). \quad (3.12)$$

Wird der Kollektor um 180° gedreht, so wird

$$\phi_{un} = \frac{1}{2}(E_0 - E_d + E_u) \quad (3.13)$$

gemessen. Die hier angegebenen Indizes (ob, un) sollen angeben, in welche Richtung der entsprechende Kollektor zeigt, sie machen keine Aussagen über die Richtung der gemessenen Strahlung, wie es bei den sonst benutzten Indizes (u, d) für upwelling und downwelling der Fall ist. Eine ausführliche Erläuterung dieses Meßprinzips findet sich bei [Laschke 1995, Range 1997]. Die skalare und die vektorielle Irradianz sind durch

$$E_0 = \phi_{ob} + \phi_{un} \quad (3.14)$$

$$E_d - E_u = \phi_{ob} - \phi_{un} \quad (3.15)$$

zu bestimmen.

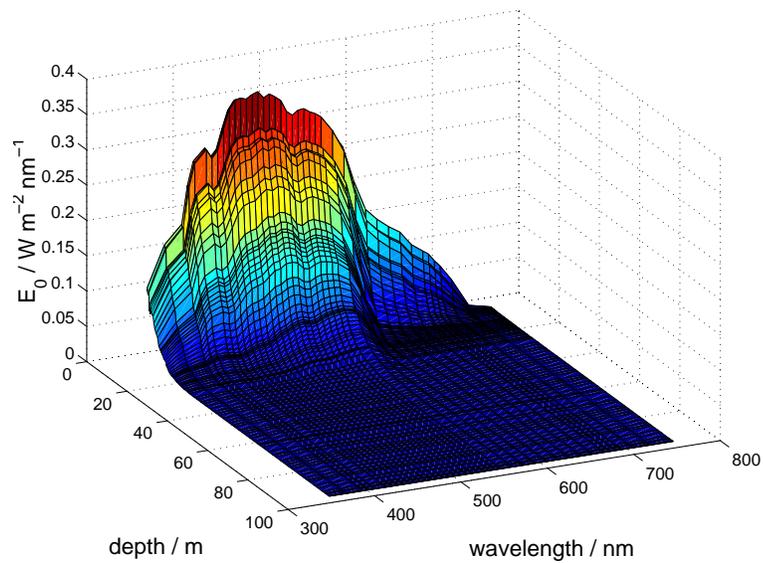


Abbildung 3.4: Skalare Irradianz an der Station 007 der Expedition P237/5, gemessen auf FS Poseidon am 08.05.98 um 15:00 Uhr (utc). Position: $45^{\circ}58.9'N$, $004^{\circ}35.0'W$.

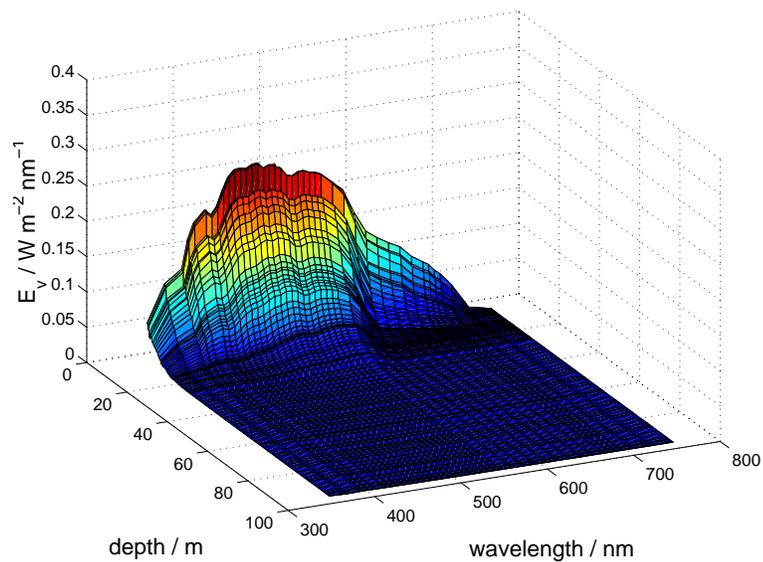


Abbildung 3.5: Vektorielle Irradianz an der Station 007 der Expedition P237/5, gemessen auf FS Poseidon am 08.05.98 um 15:00 Uhr (utc). Position: $45^{\circ}58.9'N$, $004^{\circ}35.0'W$.

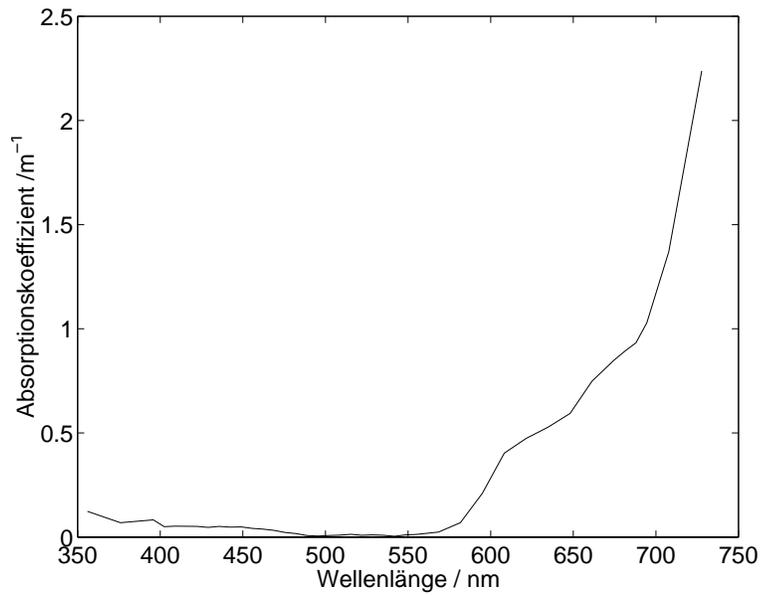


Abbildung 3.6: Absorptionskoeffizient an der Station 007 der Expedition P237/5 in einer Tiefe von ca. 4 m, bestimmt mit Hilfe der Gershun Näherung aus den Irradianzen, die in Abb. 3.4 und 3.5 dargestellt sind.

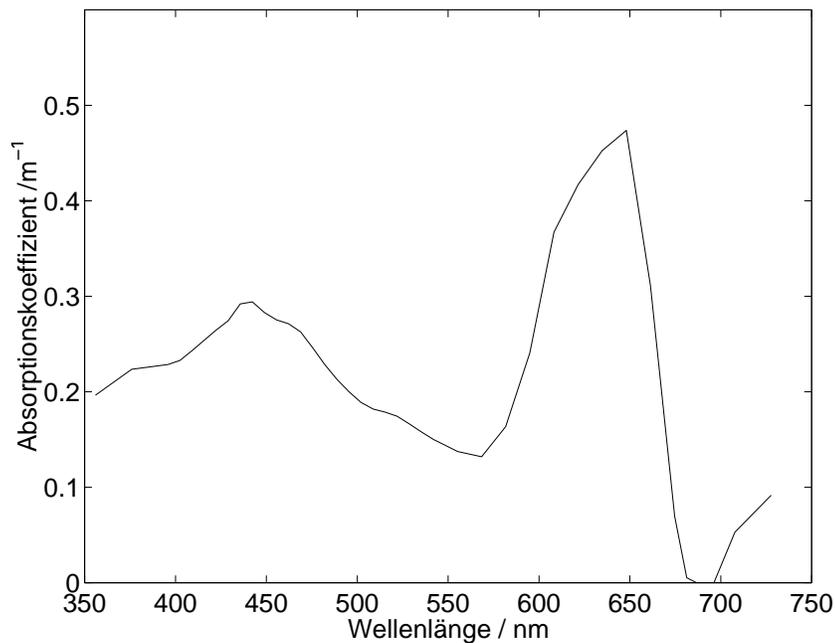


Abbildung 3.7: Absorptionskoeffizient an der Station 007 der Expedition P237/5 in einer Tiefe von ca. 14 m, bestimmt mit Hilfe der Gershun Näherung aus den Irradianzen, die in Abb. 3.4 und 3.5 dargestellt sind.

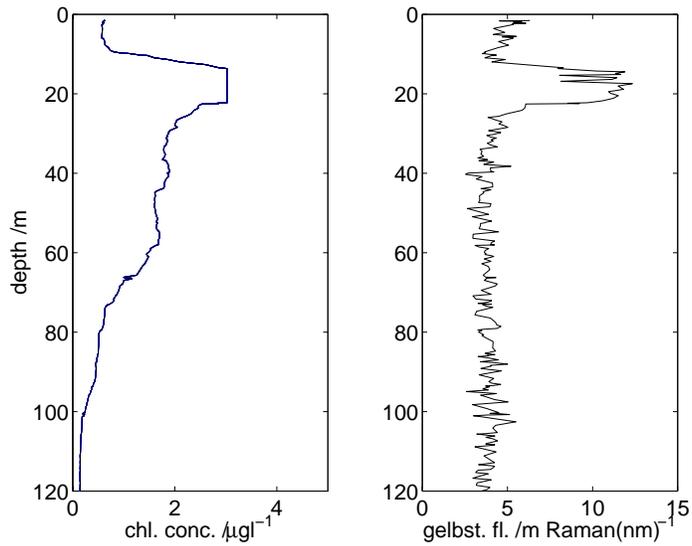


Abbildung 3.8: Profile der Chlorophyllfluoreszenz und der Gelbstofffluoreszenz an der Station 007 der Expedition P237/5. Normierung der Messwerte siehe Abschnitt 6.1.

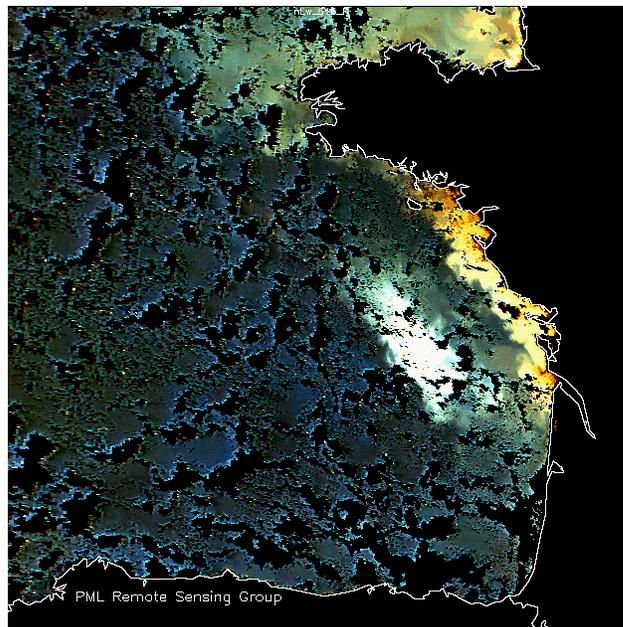


Abbildung 3.9: Satellitenbild des *Sea-Viewing-Wide-Field-of-View Sensor* (SeaWiFS) vom 05.05.98, der Biskaya im Bereich der französischen Küste (Plymouth Marine Laboratory, mit freundlicher Genehmigung).

3.2.1 Eine Anwendung der Gershun-Näherung

In Abb. 3.5 sind die skalaren und vektoriellen Irradianzen für ein Tiefenprofil aus der Biskaja dargestellt. Aus ihnen wurden die Absorptionskoeffizienten in Abb. 3.6 und 3.7 mit Hilfe der Gershun-Näherung bestimmt. An der angegebenen Station wurden Profile der Chlorophyll- und Gelbstofffluoreszenz aufgezeichnet. Diese sind in Abb. 3.8 dargestellt. Darüberhinaus steht ein Satellitenbild des *Sea-Viewing-Wide-Field-of-View Sensor* (SeaWiFS) in Abb. 3.9 zur Verfügung. In den Fluoreszenzprofilen ist ein extrem starkes Chlorophyllmaximum in einer Tiefe von ca. 17 - 24 m zu erkennen. Die Chlorophyllfluoreszenz war in dieser Tiefe so hoch, daß der Sensor selbst bei der geringsten Empfindlichkeit übersteuert war. Auch die Gelbstofffluoreszenz hat in dieser Tiefe ein lokales Maximum, was auf die Ausscheidung von Exsudaten des Phytoplanktons und ein erhöhtes Bakterienwachstum schließen läßt [Determann 1996]. Nach mündlicher Auskunft [Pinkerton 1998] handelt es sich bei der hellen Verfärbung im Satellitenbild (Bereich ca.: $45^{\circ}N - 47^{\circ}N, 002^{\circ}W - 005^{\circ}W$) um eine Phytoplanktonblüte, die durch Coccolithophoriten dominiert ist. Für die Station 007 ist davon auszugehen, daß aus dem Satellitenbild nur sehr schwer Informationen über die Konzentration des Phytoplanktons zu gewinnen sind, da sich der Hauptteil des Phytoplanktons in einer Tiefe befindet, die vom Satelliten nicht oder nur minimal detektiert werden kann.

Die Problematik, die durch die Vernachlässigung der inneren Quellen bei der Gershun Näherung entsteht, wird klar, wenn zwei Spektren aus verschiedenen Regimen eines Tiefenprofils betrachtet werden. In Abb. 3.6 und 3.7 sind die aus den Irradianzen von Station 007 berechneten Absorptionskoeffizienten dargestellt. In einer Tiefe von ca. 2 - 4 m (Abb. 3.6) geben die Spektren die Absorptionskoeffizienten von reinem Wasser [Smith 1982, Kirk 1991] gut wieder. In einer Tiefe von ca. 14 m (Abb. 3.7) ist jedoch zu erkennen, daß die hohen Absorptionskoeffizienten des Wassers im Bereich > 670 nm durch eine innere Quelle kompensiert werden. Der Einbruch im Spektrum konzentriert sich auf den Bereich der Chlorophyllfluoreszenz und der Ramanstreuung. Dieser Effekt kommt durch die starken Absorptionskoeffizienten von etwa 1m^{-1} im roten Teil des Spektrums zustande. In einer Tiefe von 14 m sind die Intensitäten um einen Faktor von etwa $\exp(-14) \approx 4 \cdot 10^{-7}$ abgeschwächt, und es ist nicht mehr ausreichend Strahlung vorhanden, um aussagekräftige Absorptionskoeffizienten zu berechnen. Das Chlorophyll, welches um 440 nm absorbiert und um 685 nm fluoresziert, kann Strahlungsanteile in diesen spektralen Bereich transportieren. Dadurch sind schon kleine Mengen von Fluoreszenzphotonen in der Lage, dort zu dominieren. Ähnlich verhält es sich mit der Ramanstreuung, wo die Strahlung um ca. 3400 Wellenzahlen in den langwelligen Bereich verschoben wird. Die Berechnung der Absorptionskoeffizienten wird also nicht mehr durch Photonen hervorgerufen, die dem Strahlungsfeld entzogen, sondern durch solche, die dem Feld hinzugefügt

werden. Dies kann bei hohen Chlorophyllkonzentrationen sogar dazu führen, daß die Absorptionskoeffizienten negativ werden. Ein weiteres Beispiel für diesen Ef-

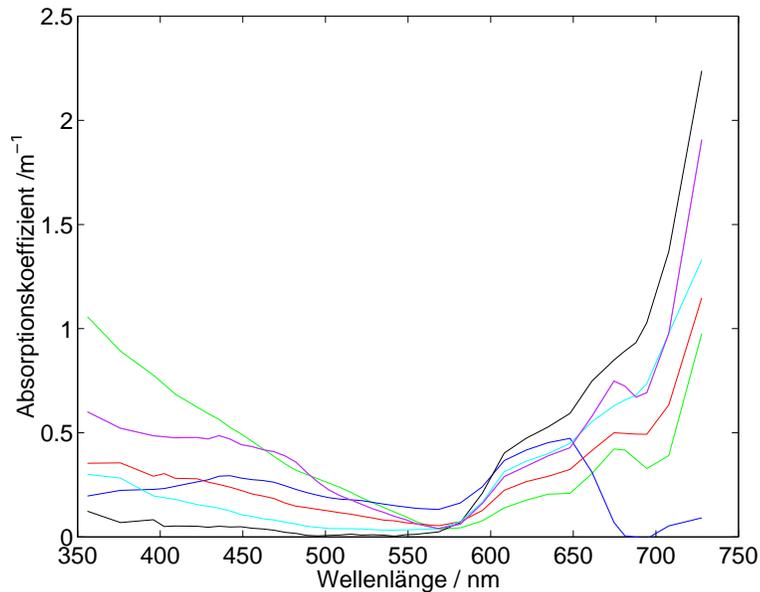


Abbildung 3.10: Während der Expedition P237/5 gemessene Absorptionskoeffizienten. Schwarz: Station 007 (2 m), blau: Station 007 (14 m), rot: Station 022 (2 m), magenta: Station 023 (2 m), cyan: Station 045 (3 m), grün: Station 018 (2 m)

fekt wird in Abb. 3.10 gezeigt. Dargestellt sind Absorptionskoeffizienten, welche durch die Gershun Näherung berechnet wurden. Die schwarze und die blaue Kurve sind den Abb. 3.6 und 3.7 entnommen und sollen zur Orientierung dienen. Alle anderen Kurven sind Absorptionskoeffizienten aus Tiefen um 2 m. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Chlorophyllfluoreszenz - im Bereich um 680 nm - schon in geringen Tiefen einen deutlichen Beitrag zum Lichtfeld liefert. Abschließend ist festzustellen, daß Absorptionskoeffizienten die durch die Gershun-Näherung bestimmt werden, im langwelligen Bereich nicht aussagekräftig sind und nicht zur Quantifizierung von Chlorophyll herangezogen werden können.

3.3 Methoden zur Lösung der Strahlungstransportgleichung

Sind die inhärenten optischen Eigenschaften des Wassers, sowie die Randbedingungen, wie etwa der Sonnenstand, die Atmosphäreigenschaften und die Wassertiefe bekannt, so kann theoretisch mit Hilfe der Strahlungstransportgleichung

das Strahlungsfeld und somit die apparenten optischen Eigenschaften berechnet werden [Mobley 1993, Sathyendranath 1991]. Da die Strahlungstransportgleichung aber nicht in geschlossener Form integriert werden kann, müssen numerische Methoden herangezogen werden, um sie näherungsweise zu lösen.

3.3.1 Monte-Carlo-Methoden

Der Transport von Strahlung im Wasser kann als ein Prozess verstanden werden, bei dem eine sehr große Anzahl Photonen 'gleichzeitig' bewegt wird. Dieser Prozess kann, für jedes einzelne Photon, durch die Streu- und Absorptionseigenschaften des Wassers und seiner Inhaltsstoffe beschrieben werden. Wird davon ausgegangen, daß die Photonen nicht 'gleichzeitig' in den Ozean eindringen, sondern daß dieses Eindringen simuliert werden kann, indem die einzelnen Photonen nacheinander durch die Wassersäule transportiert werden, so ist die grundlegende Voraussetzung für die Anwendung von Monte Carlo Methoden gefunden. Anwendungen dieser Verfahren auf den marinen Strahlungstransport wurden von [Plass 1972, Gordon 1991] wesentlich gestaltet. Bei diesem Verfahren werden keine einzelnen Photonen, sondern kleine Teile der Radianz L durch die Wassersäule transportiert. Das Photonenbild kann jedoch dadurch gerechtfertigt werden, daß die Photonen in Abhängigkeit von ihren Eigenschaften (Frequenz, Richtung etc.) zu Gruppen zusammengefasst werden, die durch Anteile der Radianz L_i mit der Eigenschaft $L = \sum_i L_i$ beschrieben werden können. Bei einer solchen Simulation müssen folgende Entscheidungen getroffen werden:

1. Es muß entschieden werden, wann ein Absorptions- oder Streuereignis eintritt.
2. Es muß entschieden werden, ob es sich um eine Absorption oder um eine Streuung handelt.
3. Bei einer Streuung muß eine neue Richtung bestimmt werden.

Alle drei Prozesse werden durch eine Wahrscheinlichkeitsdichte p beschrieben.

Anstelle einer ausführlichen Herleitung, die in vielen Quellen [Mobley 1994, Winkler 1995, Kirk 1994] zu finden ist, soll hier die Plausibilität eines solchen Verfahrens beschrieben werden. Die Radianz $L(r, \xi_1)$ eines Lichtstrahles wird entlang eines Weges durch den Attenuationskoeffizienten analog dem Lambert-Beer'schen Gesetz

$$L(r, c, \xi_1) = L(0, \xi_1)e^{-cr} \quad (3.16)$$

$$\Leftrightarrow \frac{L(r, c, \xi_1)}{L(0, \xi_1)} = e^{-cr} \quad (3.17)$$

abgeschwächt. Hierbei versteht man unter r den geometrischen Abstand entlang der Richtung ξ_1 . Zusammen mit dem Attenuationskoeffizienten definiert der Abstand die optische Weglänge $l = cr$. Der Quotient auf der linken Seite von Gl. 3.17 wird immer eine Zahl p zwischen 0 und 1 sein, da $L(0, \xi_1)$ per Definition immer größer ist als $L(r, c, \xi_1)$. Jeder Zahl p zwischen 0 und 1 wird eindeutig eine Wegstrecke r zugeordnet, die durch den Attenuationskoeffizienten festgelegt ist. Ist die Zahl p aus jenem Intervall gleichverteilt, so wird r in der Weise bestimmt, daß es dem exponentiellen Abklingen des Lambert-Beer'schen Gesetzes entspricht. Durch diese Art der Beschreibung von r ist man nun in der Lage, Aussagen über die Wegstrecke zu machen, die ein diskreter 'Teil' der Radianz zurücklegt, bis es zu einem Streu- oder Absorptionsereignis kommt. Die Wegstrecke r bis zum Wechselwirkungsereignis kann durch

$$r = -\frac{1}{c} \ln \mathcal{R}, \quad (3.18)$$

mit \mathcal{R} einer Zufallszahl aus dem Intervall $[0, 1]$, angegeben werden.

Die Entscheidung, ob es sich bei einem solchen Ereignis um eine Absorption oder um eine Streuung handelt, wird durch das Verhältnis von Streuung zur Attenuation, der sog. Einfachstreuabbedo $\omega_0 = \frac{b}{c}$ (Gl. 2.19) bestimmt. Da ω_0 schon auf ein Intervall von 0 bis 1 beschränkt ist, kann entschieden werden, ob es sich um ein Streu- oder Absorptionsereignis handelt, indem die Regel

$$\begin{aligned} \mathcal{R} > \omega_0 &\Rightarrow \text{Streuung} \\ \mathcal{R} \leq \omega_0 &\Rightarrow \text{Absorption} \end{aligned}$$

herangezogen wird.

Im Fall eines Streuereignisses muß nun noch der Streuwinkel ψ bestimmt werden. Hierzu kann die Phasenfunktion $\tilde{\beta}$ als Wahrscheinlichkeitsdichte aufgefaßt werden und ψ über

$$\mathcal{R} = 2\pi \int_0^\psi \tilde{\beta} \sin(\psi') d\psi' \quad (3.19)$$

bestimmt werden. Da $\tilde{\beta}$ oft keine algebraische oder eine sehr komplizierte Funktion ist, wird das Integral in Gl. 3.19 numerisch gelöst.

In der marinen Optik werden drei Monte Carlo Verfahren verwendet.

1. Die vorwärts gerichteten Monte-Carlo-Verfahren verfolgen die *Photonen* wie oben beschrieben in der Zeit. Diese Verfahren werden angewendet, wenn nur die Tiefenabhängigkeit des Strahlungsfeldes benötigt wird. Zur 'Detektion' der Photonen wird eine horizontale Fläche in einigen Tiefen

plaziert. Passieren die Photonen diese Flächen, so wird ihre Richtung gespeichert. Für große Photonenzahlen ($\approx 10^6$) können dann Aussagen über das Strahlungsfeld in Abhängigkeit von der Tiefe gemacht werden.

2. Die rückwärtsgerichteten Monte-Carlo-Methoden finden Anwendung, wenn horizontale Randbedingungen - z. B. die Größe eines Detektors in einer gewissen Tiefe - die Problemstellung bestimmen. Da nur sehr wenige der an der Wasseroberfläche gestarteten Photonen einen gedachten 'Detektor' in größeren Tiefen erreicht, werden die Photonen beginnend beim 'Detektor' in der Zeit rückwärts verfolgt. Dieses hat den Vorteil, daß nur Photonen verfolgt werden müssen, die den 'Detektor' erreichen, und es können Aussagen über die Herkunft dieser Photonen gemacht werden.
3. Die Pfad-Integral-Monte-Carlo-Methoden werden vorwiegend zur Lösung von Problemen angewendet, bei denen die Streuung in Vorwärtsrichtung dominiert. Die von [Feynman 1965] entwickelte Methode wurde ursprünglich benutzt, um Neutronenstreuung in einen kleinen Winkel der Vorwärtsrichtung zu beschreiben. Ihre Lösung ist auf Lichtstreuung im Wasser, mit dominierender Vorwärtsrichtung, anwendbar [Fournier 1996].

Die numerischen Monte-Carlo-Verfahren sind wohl die am meisten verbreiteten Lösungsmethoden zur Bestimmung des Strahlungsfeldes.

3.3.2 Analytische Methoden

Bei den analytischen Methoden handelt es sich um Verfahren, bei denen eine Näherung durchgeführt wurde, die das Lösen der Strahlungstransportgleichung möglich macht. Diese Verfahren sollen hier nicht in der Ausführlichkeit wie die Monte-Carlo-Verfahren behandelt werden. Ausführliche Erläuterungen sind bei [Mobley 1994] oder den angegebenen Literaturstellen zu finden. Die wichtigsten Verfahren sind:

1. 'Invariant embedding': Der Wasserkörper wird in vertikale homogene Schichten aufgeteilt. An jeder dieser Schichten werden durch Hinzufügen von dünnen Zusatzschichten an der Ober- bzw. Unterseite, die Reflexions- und Transmissionseigenschaften formuliert. Man erhält gekoppelte nichtlineare Differentialgleichungen erster Ordnung, die numerisch gelöst werden können [Mobley 1994].
2. Eigenmatrix Methoden: Die Strahlungstransportgleichung wird für vertikale homogene Schichten in gekoppelte gewöhnliche Differentialgleichungen umgewandelt. Es ist dann das entstehende Eigenwertproblem zu lösen [Jin 1994].

3. Matrixoperator-Methode: Bei diesen Methoden wird davon Gebrauch gemacht, daß auf sehr kleinen Wegstrecken der Strahlungstransport durch Einfachstreuung beschrieben werden kann. Für kleine Schichtdicken können dann Transmissions- und Reflektionsoperatoren bestimmt werden. Die Strahlungstransportgleichung wird in Matrixform gebracht und durch Anwendung der Transmissions- und Reflektionsoperatoren wird das Lichtfeld für sehr dünne Schichten bestimmt. Über das sog. 'adding' und 'doubling' wird die Schichtdicke vergrößert und das gesamte Strahlungsfeld berechnet [Fell 1997]. Ein solches Programm wurde von [Schröder 1999] entwickelt und steht zur Berechnung des Strahlungsfeldes für diese Arbeit zur Verfügung.
4. 'Successive Orders of Scattering': Bei dieser Methode werden die Beiträge, die die einzelnen elastischen Streueignisse, in Abhängigkeit von der Streuordnung (1,2 ..n-te Streuung), bestimmt und aufsummiert [Raschke 1992].

Jede der hier vorgestellten Methoden ist durch Vor- und Nachteile gekennzeichnet. Diese werden bei [Mobley 1994, Schröder 1999, Fell 1997] diskutiert.

Kapitel 4

Absorption und Streuung

Die elementaren Wechselwirkungen von Licht mit Materie sind in Abb. 4.1 skizziert. Bei der Absorption eines Photons mit der Energie $E = h\nu$ wird ein Elektron eines Atoms oder eines Moleküls in einen Zustand höherer Energie angehoben. Ist das Molekül beispielsweise das Pigment eines photosynthetischen Systems, so

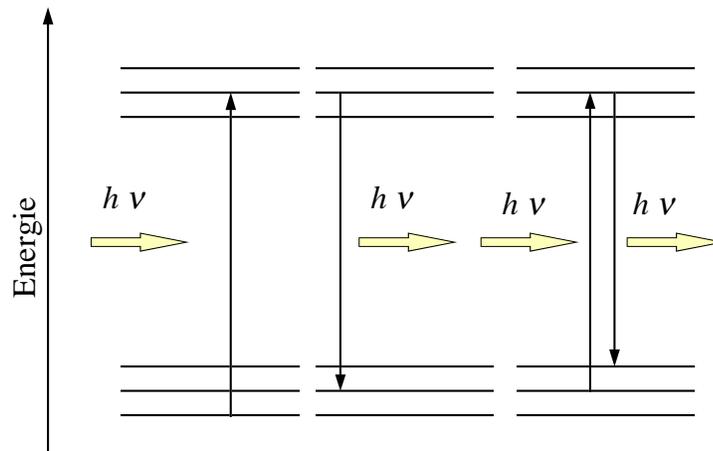


Abbildung 4.1: Energieniveauschemen für Absorption, Emission und Streuung von Photonen

kann diese Energie als Reduktionsequivalent (NADPH_2) oder in Form von biochemischer Energie Adenosintriphosphat (ATP) von der Pflanze oder Alge genutzt werden. Die Emission von Photonen, die auch als Fluoreszenz bezeichnet wird, ist der umgekehrte Vorgang. Das angeregte Molekül gibt ein Photon ab, indem das Elektron von einem energetisch höheren Zustand in einen energetisch tieferen übergeht. Die Energie des abgegebenen Photons entspricht der Energie

zwischen den Niveaus. Die Streuung kann in diesem quantenmechanischen Bild als eine Absorption mit gleichzeitiger Emission verstanden werden.

4.1 Absorption

Klassisch kann eine Lichtwelle, die sich in einem Dielektrikum ausbreitet, beschrieben werden, indem die gebundenen Elektronen von dem elektromagnetischen Feld der Welle zu Schwingungen angeregt werden. Die Schwingungen können durch einen harmonischen Oszillator beschrieben werden. Herleitungen des komplexen Brechungsindex in der klassischen Theorie oder auch in der Quantenmechanik sind in diversen Quellen und Standardwerken zu finden [Bergmann 1974, Rousseau 1973, Gege 1994]. An dieser Stelle soll lediglich auf die Interpretation des komplexen Brechungsindex eingegangen werden.

Die elektrische Feldstärke einer ebenen monochromatischen elektromagnetischen Welle, die sich in x -Richtung ausbreitet, kann durch

$$E = E_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (4.1)$$

beschrieben werden. Die Orts- und Zeitabhängigkeit wird durch x und t gegeben. Die Wellenzahl $k = m \frac{\omega}{c}$ wird durch den Quotienten der Kreisfrequenz mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium gegeben. Wird der hier als komplex angenommene Brechungsindex $m = n + in'$ eingesetzt

$$\begin{aligned} E &= E_0 e^{i((n+in')\frac{\omega x}{c} - \omega t)} \\ &= E_0 e^{i(\frac{n\omega x}{c} - \omega t)} e^{-\frac{n'\omega}{c}x} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Aus der Proportionalität $I \propto E^2 = E_0^2 e^{-2n'\frac{\omega}{c}x}$ und dem Lambert Beerschen Gesetz aus Kap. 2.3.1 kann für $c = a$ der Absorptionkoeffizient mit

$$a(\lambda) = 4\pi \frac{n'}{\lambda} \left[\frac{1}{m} \right] \quad (4.3)$$

angegeben werden. Dies ist für die Bestimmung des Streuverhaltens von Objekten, die sich in Flüssigkeiten befinden, eine äußerst wichtige Beziehung, denn sie erlaubt es, das Streuverhalten, welches klassisch nur eine Funktion des reellen Brechungsindex n war, jetzt in Abhängigkeit vom Absorptionskoeffizienten a zu beschreiben. Dieses wird anschaulich in Abb. 4.2 in Kap. 4.2.1 dargestellt.

4.2 Streuung

Da bei der Beschreibung der Attenuation durch das Lambert-Beer'sche Gesetz lediglich die parallelen Anteile eines Lichtstrahls betrachtet werden, soll in diesem

Kapitel näher auf die räumliche Anisotropie der Streuung und deren Abhängigkeiten eingegangen werden. Hierbei ist das Strahlungsfeld, welches bei einem Streueignis hervorgerufen wird, von großem Interesse, da die Strahlungsausbreitung im Ozean durch dieses Streuverhalten bestimmt wird.

Es wird von einer Lichtwelle mit bekannter Frequenz und Richtung ausgegangen. Wird eine Ebene gewählt, die in der Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle liegt so läßt sich die Welle durch zwei Einheitsvektoren charakterisieren. Der erste ist \mathbf{r} , er ist der Einheitsvektor in Richtung der Normalen der Ebene, und der zweite ist \mathbf{l} welcher in der Ebene liegt und einen rechten Winkel mit der Ausbreitungsrichtung bildet. Das Produkt $(\mathbf{r} \times \mathbf{l})$ dieser beiden Vektoren stellt dann die Ausbreitungsrichtung dar. Der elektrische Feldvektor kann dann mit den beiden komplexen, oszillierenden Funktionen E_l und E_r durch

$$\mathbf{E} = \Re(E_l \mathbf{l} + E_r \mathbf{r}) \quad (4.4)$$

beschrieben werden. Der Polarisierungszustand eines Lichtfeldes ist dann durch vier Eigenschaften charakterisierbar. Diese Parameter sind die sog. Stokes Parameter [v. d. Hulst 1957]:

$$I = E_l E_l^* + E_r E_r^*, \quad (4.5)$$

$$Q = E_l E_l^* - E_r E_r^*, \quad (4.6)$$

$$U = E_l E_r^* + E_r E_l^*, \quad (4.7)$$

$$V = i(E_l E_r^* - E_r E_l^*). \quad (4.8)$$

Die vier Parameter werden im Stokes Vektor $S = (I, Q, U, V)^T$ zusammengefasst (T bedeutet hier das Transponierte). Jeder der Parameter hat die Dimension einer Intensität und ist eine Funktion des Ortes, der Zeit, der Richtung und der Wellenlänge. Die Stokes Parameter können mittels eines Radianzaufbaus wie er in Abb. 2.2 dargestellt ist, gemessen werden. Wird der Aufbau ohne Veränderung benutzt, so wird I gemessen. Dieses entspricht der Radianz L der Lichtwelle. Durch Platzieren von linearen und zirkularen Polarisatoren vor dem Diffusor lassen sich die restlichen Parameter bestimmen. Die Parameter Q , U und V sind Null, wenn das Lichtfeld unpolarisiert ist. Q und U geben den Grad der linearen und V den der zirkularen Polarisierung wieder [Klotz 1978, Mobley 1994].

Die Definition der Stokes Parameter ist nicht immer einheitlich. In der Literatur [Klotz 1978, Mobley 1994, Bergmann 1974] werden alternativ verschiedene Sätze benutzt. Diese verschiedenen Parametersätze sind für die jeweilige Anwendung optimiert. Sie sind äquivalent und lassen sich durch geeignete Transformationen ineinander überführen.

Prinzipiell kann jede Wechselwirkung einer Lichtwelle mit einem optischen Bauteil durch eine lineare Transformation des Stokes Vektors beschrieben werden.

Unter einem optischen Bauteil ist hier sowohl ein labortechnisches Instrument (Polarisator, Linse etc.) als auch ein streuendes Teilchen zu verstehen. In erster Linie ist aber hier der zu beschreibende Prozeß der Streuung, von größerem Interesse. Kommt es zu einer Wechselwirkung einer Lichtwelle mit einem optischen Bauteil, so sind es die Stokes Parameter, die vor und nach der Wechselwirkung verschiedene Werte annehmen können. Generell ist diese lineare Transformation durch die Multiplikation des Stokes Vektors mit einer 4×4 Matrix

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} & p_{24} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} & p_{34} \\ p_{41} & p_{42} & p_{43} & p_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

zu beschreiben. Die Matrix $P = p_{ij}$ wird als Phasenmatrix bezeichnet [Mobley 1994]. Da diese Beziehung im Koordinatensystem der Lichtwelle formuliert ist, ist es von Vorteil $S = PS'$ in

$$S = R_2 M R_1 S' \quad (4.10)$$

umzuschreiben. R_1 ist eine 4×4 Matrix die S' aus der Einfallsebene in die Streuebene dreht. M wird als Müller Matrix bezeichnet, und beschreibt die Wechselwirkung unabhängig von den Koordinaten. Die 4×4 Matrix R_2 beschreibt dann eine weitere Drehung aus der Streuebene zurück ins ursprüngliche System.

Wie bereits oben erwähnt, kann für bestimmte Problemstellungen der Phasenvektor durch einen anderen Satz von Parametern beschrieben werden. Insbesondere bei Streuproblemen bedient man sich des alternativen Satzes (I_r, I_l, U, V) . Die Stokes Parameter lauten dann:

$$\begin{aligned} I_r &= E_r E_r^* = \frac{I+Q}{2}, \\ I_l &= E_l E_l^* = \frac{I-Q}{2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

U und V sind unverändert. Aus der Definition ebener Wellen

$$\begin{aligned} E_l &= a_l e^{-i(kz - \omega t - \varepsilon_1)}, \\ E_r &= a_r e^{-i(kz - \omega t - \varepsilon_2)}, \end{aligned}$$

folgt

$$\begin{aligned} I_r &= a_r^2, \\ I_l &= a_l^2, \\ U &= 2a_r a_l \cos(\delta), \\ V &= -2a_r a_l \sin(\delta). \end{aligned}$$

Hier ist $\delta = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ der Phasenunterschied der beiden Wellen. Durch diese Wahl der Koordinaten kann das in Gl. (4.10) angegebene Verfahren zur Drehung in die Streuebene ausgelassen werden, da die beiden Koordinatensysteme identisch sind. Die Müller-Matrizen lassen sich berechnen, indem die Wirkung eines optischen Bauteils auf einen Lichtstrahl durch die lineare Transformation

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} E'_r \\ E'_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_r \\ E'_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 & A_4 \\ A_3 & A_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_r \\ E'_l \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

beschrieben wird. Die Matrix auf der rechten Seite dieser Gleichung ist hier hinzugefügt, da diese Notation in der Literatur [v. d. Hulst 1957, Ishimaru 1978] häufig verwendet wird. Diese Beziehung sagt aus, daß die von der Wechselwirkung ausgehende Welle nur durch eine Linearkombination der beiden ursprünglichen Komponenten der Lichtwelle beschrieben wird, da bei optischen Wechselwirkungen nichtlineare Effekte nicht existent sind [v. d. Hulst 1957]. Wird die Amplitudentransformation aus Gl. (4.12) in die Definition der Stokes Parameter Gl. (4.5) oder (4.11) eingesetzt, so kann durch 'sortieren' die jeweilige Transformationsmatrix berechnet werden. Diese ist im Fall von Gl. (4.11) gleich der Müller Matrix.

In [v. d. Hulst 1957, Perrin 1942] werden Verfahren angegeben, die Transformationsmatrizen für Streuprozesse explizit zu bestimmen. Die Vorgehensweise sei hier kurz dargestellt. Aus den Koeffizienten der Amplitudentransformation in Gl. (4.12) können die reellen Koeffizienten

$$\begin{aligned} M_k &= A_k A_k^* = |A_k|^2, \\ S_{kj} &= S_{jk} = \frac{1}{2}(A_j A_k^* + A_k A_j^*), \\ D_{kj} &= -D_{jk} = \frac{i}{2}(A_j A_k^* - A_k A_j^*) \end{aligned}$$

mit $j, k = 1, 2, 3, 4$ definiert werden. Die beiden Transformationsmatrizen werden dann durch Substitution in die Definition der Stokes Parameter bestimmt. Es folgt für (I, Q, U, V)

$$P = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(M_2 + M_3 + M_4 + M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 + M_4 - M_1) & S_{23} + S_{41} & -D_{23} - D_{41} \\ \frac{1}{2}(M_2 + M_3 - M_4 - M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 - M_4 + M_1) & S_{23} - S_{41} & -D_{23} + D_{41} \\ S_{24} + S_{31} & S_{24} - S_{31} & S_{21} + S_{34} & -D_{21} + D_{34} \\ D_{24} + D_{31} & D_{24} - D_{31} & D_{21} + D_{34} & S_{21} - S_{34} \end{pmatrix}$$

und für (I_l, I_r, U, V)

$$M = \begin{pmatrix} M_2 & M_3 & S_{23} & -D_{23} \\ M_4 & M_1 & S_{41} & -D_{41} \\ 2S_{24} & 2S_{31} & S_{21} + S_{34} & -D_{21} + D_{34} \\ 2D_{24} & 2D_{31} & D_{21} + D_{34} & S_{21} - S_{34} \end{pmatrix}.$$

Diese generelle Beschreibung für Streuvorgänge an Partikeln wird nicht immer benötigt, da es sich in den meisten Fällen um ein System handelt, welches höhere Symmetrien (einheitliche, kugelförmige Teilchen) aufweist. Im wichtigsten Fall, nämlich für sphärische Teilchen, sind $A_3, A_4 = 0$. Dies bedeutet, daß die Feldanteile der gestreuten Welle sich nur aus den jeweiligen Komponenten der parallelen und der rechtwinkligen Ursprungswelle berechnen lassen. Wird noch in Betracht gezogen, daß die einzelnen Komponenten der Matrix sich als Intensitätsfunktionen i_j , mit der Eigenschaft $i_j = kA_j$ ($j = 1, 2, 3, 4$) beschreiben lassen, so folgt eine Müller-Matrix die nur aus den reellen Komponenten

$$M = \frac{1}{k^2} \begin{pmatrix} i_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i_3 & i_4 \\ 0 & 0 & -i_4 & i_3 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

besteht. Mit k gleich der Wellenzahl einer monochromatischen Welle. Wird weiterhin der relative Größenparameter

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda} = kr \quad (4.14)$$

aus dem Quotienten von Teilchenradius r und der Wellenlänge λ im umgebenden Medium definiert, so folgt nach [Mie 1908] für die komplexen Amplitudenfunktionen S_j in Abhängigkeit vom Streuwinkel ψ :

$$S_1(\psi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\psi) + b_n \tau_n(\psi)], \quad (4.15)$$

$$S_2(\psi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\psi) + a_n \tau_n(\psi)]. \quad (4.16)$$

Die komplexwertigen Mie-Koeffizienten a_n und b_n sind vom relativen Größenparameter α und dem komplexen Brechungsindex (siehe Seite 33) $m = n + in'$ in der Form

$$a_n = \frac{\psi'_n(m\alpha)\psi_n(\alpha) - m\psi_n(m\alpha)\psi'_n(\alpha)}{\psi'_n(m\alpha)\zeta_n(\alpha) - m\psi_n(m\alpha)\zeta'_n(\alpha)} \quad (4.17)$$

$$b_n = \frac{m\psi'_n(m\alpha)\psi_n(\alpha) - \psi_n(m\alpha)\psi'_n(\alpha)}{m\psi'_n(m\alpha)\zeta_n(\alpha) - \psi_n(m\alpha)\zeta'_n(\alpha)} \quad (4.18)$$

abhängig. Die Funktionen

$$\psi_n(\alpha) = \alpha j_n(\alpha) = \left(\frac{\pi\alpha}{2}\right)^{\frac{1}{2}} J_{n+1/2}(\alpha) \quad (4.19)$$

$$\chi_n(\alpha) = -\alpha n_n(\alpha) = -\left(\frac{\pi\alpha}{2}\right)^{\frac{1}{2}} N_{n+1/2}(\alpha) \quad (4.20)$$

$$\zeta_n(\alpha) = \alpha h_n^{(2)}(\alpha) = \left(\frac{\pi\alpha}{2}\right)^{\frac{1}{2}} H_{n+1/2}^{(2)}(\alpha) = \psi(\alpha) + i\chi_n(\alpha) \quad (4.21)$$

werden als Riccati-Besselfunktionen bezeichnet [Abramowitz 1970]. Wobei j_n die sphärische Besselfunktion ist und sich aus der Besselfunktion der ersten Art $J_{n+1/2}$ berechnen läßt. N ist die Besselfunktion zweiter Art und wird auch als Neumann-Funktion bezeichnet. Die Hankel-Funktionen werden über die Beziehung $H_n^{(2)} = J_n - iN_n$ bestimmt. Die beiden weiteren noch zu definierenden Größen in Gl. 4.15 sind

$$\pi_n(\psi) = \pi_n(\cos(\psi)) = \frac{d}{d\cos(\psi)} P_n(\cos(\psi)), \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \tau_n(\psi) &= \tau_n(\cos(\psi)) = \cos(\psi)\pi_n(\cos(\psi)) \\ &\quad - (1 - \cos^2(\psi)) \frac{d}{d\cos(\psi)} \pi_n(\cos(\psi)). \end{aligned} \quad (4.23)$$

Sie werden durch die Legendre-Polynome P_n berechnet [v. d. Hulst 1957], [Wiscombe 1980], [Abramowitz 1970]. Die in der Müller Matrix auftauchenden Intensitätsfunktionen i_i sind durch die Amplitudenfunktionen über

$$i_i = |S_i(\psi)|^2 \quad (4.24)$$

bestimmt.

Bisher wurde durch die Müller-Matrix das Streuverhalten eines einzigen Teilchens beschrieben. Wird davon ausgegangen, daß das streuende Volumen weit entfernt von einer Detektion ist, so kann die Müller-Matrix auch als Instrument zur Beschreibung vieler Teilchen benutzt werden. Die Stokes Parameter können dann als die Summe der einzelnen Stokes Parameter

$$I = \sum I_i, \quad Q = \sum Q_i, \quad U = \sum U_i, \quad V = \sum V_i \quad (4.25)$$

verstanden werden. Mit den oben angegebenen Gleichungen wird das Streuverhalten von sphärischen Teilchen beschrieben. Die Intensitäten der gestreuten Wellen können durch die Intensitätsfunktionen in Abhängigkeit von dem Polarisationszustand der Welle vollständig beschrieben werden. Wird davon ausgegangen, daß das einfallende Licht vollständig senkrecht polarisiert ist, so berechnet sich die Intensität nach [v. d. Hulst 1957] durch

$$I = \frac{i_1}{k^2 r^2} I', \quad (4.26)$$

für linear polarisiertes Licht durch

$$I = \frac{i_2}{k^2 r^2} I' \quad (4.27)$$

und für einfallendes natürliches, also unpolarisiertes, Licht durch

$$I = \frac{\frac{1}{2}(i_1 + i_2)}{k^2 r^2} I'. \quad (4.28)$$

4.2.1 Wirkungsfaktoren

Die Energie, die innerhalb eines streuenden und/oder absorbierenden Teilchens absorbiert oder gestreut wird, kann durch den Wirkungsquerschnitt C beschrieben werden. Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche und steht für die Gesamtenergie, die in alle Richtungen des Raumes gestreut wird. Bei einer Lichtwelle, die durch ein Teilchen mit dem Wirkungsquerschnitt C_{sca} in den ganzen Raum gestreut wird, wird die Verteilung in den Raum durch die Intensitätsfunktionen $i_1(\psi)$ und $i_2(\psi)$ wie in den Gln. 4.26, 4.27, 4.28 beschrieben. Es definiert sich der Wirkungsquerschnitt für die Streuung durch

$$C_{\text{sca}} := \frac{1}{k^2} \int_0^\pi (i_1 + i_2) \sin(\psi) d\psi. \quad (4.29)$$

Analog ist die Definition für den Wirkungsquerschnitt der Absorption: Die im Teilchen absorbierte Energie ist gleich der Energie, die auf die Fläche C_{abs} gefallen ist. Die Summe dieser beiden Größen $C_{\text{att}} = C_{\text{sca}} + C_{\text{abs}}$ heißt Wirkungsquerschnitt der Attenuation und beschreibt die Gesamtfläche, die den ursprünglichen Lichtstrahl (in $\psi = 0$) Richtung abschwächt. Meßtechnisch wird der Wirkungsquerschnitt bestimmt, indem die Summe über alle Wirkungsquerschnitte

$$c = NC = -\frac{1}{l} \ln \frac{I}{I_0} \quad \left[\frac{1}{m} \right] \quad (4.30)$$

bestimmt wird. c ist der Attenuationskoeffizienten (Analog zu Gl. 2.17). Er ist umgekehrt proportional zur räumlichen Länge l der Wechselwirkung und proportional zum natürlichen Logarithmus der Transmission $T = \frac{I}{I_0}$. Bei I_0 und I handelt es sich um die Intensitäten vor und nach der Wechselwirkung. N ist die Anzahl der hier als identisch angenommenen Wirkungsquerschnitte pro Volumenelement. Meist benutzt man bei Beschreibungen von Streuprozessen nicht den Wirkungsquerschnitt C , sondern den dimensionslosen Wirkungsfaktor $Q = \frac{C}{\pi r^2}$, welcher auf den geometrischen Querschnitt der Teilchen (πr^2 bei sphärischen Teilchen) bezogen ist. Nach [v. d. Hulst 1957] berechnet sich der Wirkungsfaktor der Attenuation aus der Amplitudenfunktionen für $\psi = 0$. Beide haben für die Vorwärtsrichtung die identische Form von:

$$S_1(0) = S_2(0) = S(0) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n). \quad (4.31)$$

Für den Wirkungsquerschnitt gibt [v. d. Hulst 1957]

$$C_{\text{att}} = \pi r^2 Q_{\text{att}} = \frac{4\pi}{k^2} \Re(S(0)). \quad (4.32)$$

an. Daraus folgt für die Wirkungskfaktoren der Attenuation und der Streuung

$$Q_{\text{att}} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re(a_n + b_n) \quad (4.33)$$

$$Q_{\text{sca}} = \frac{2}{\alpha^2} \int_0^{\pi} \{i_1(\psi) + i_2(\psi)\} \sin(\psi) d\psi \quad (4.34)$$

$$= \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2). \quad (4.35)$$

Hier wurde beim Übergang von Gl. 4.34 nach Gl. 4.35 davon Gebrauch gemacht, daß das Integral nur in Vorwärtsrichtung $\psi = 0$ Beiträge liefert.

Für die Berechnung von Attenuationskoeffizienten im Meerwasser wird ein Wirkungskfaktor benötigt, der sowohl streuende (mineralische Partikel) als auch absorbierende Partikel (Phytoplankton) beschreibt. Es ist der Wirkungskfaktor für schwach absorbierende sphärische Teilchen mit einem Brechungsindex, der nahe bei 1 liegt. Der Brechungsindex ist wie auf Seite 33 durch $m = n + in'$ definiert. Die Bedingung für diese Näherung lautet, daß $0 < |m - 1| \ll 1$ ist. Dies bedeutet, daß sowohl $n - 1$, als auch der komplexe Brechungsindex n' klein gegen Eins und größer Null sein müssen. Formal ist es möglich, daß $n - 1$ negative Werte annimmt. Bei Teilchen, die sich im Wasser befinden, kann jedoch davon ausgegangen werden, daß $0 < n - 1$ ist. Der imaginäre Teil des Brechungsindex muß in jedem Fall größer Null sein, da es sich sonst bei dem absorbierendem Objekt um eine Strahlungsquelle handeln würde. Der Wirkungskfaktor der Attenuation wird dann nach Gl. 4.32 bestimmt, und lautet

$$Q_{\text{att}} = 2 - 4 e^{-\rho \tan(\beta)} \frac{\cos(\beta)}{\rho} \sin(\rho - \beta) - 4 e^{-\rho \tan(\beta)} \left(\frac{\cos(\beta)}{\rho} \right)^2 \cos(\rho - 2\beta) + \left(\frac{\cos(\beta)}{\rho} \right)^2 \cos(2\beta) \quad (4.36)$$

Zur Betrachtung von sphärischen Teilchen wird oft der Parameter $\rho = 2\alpha(n - 1)$ verwendet, mit $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$. Er ist die Phasendifferenz eines zentralen Lichtstrahls durch das sphärische Objekt. Das Verhältnis des imaginären Teils des Brechungsindex - also der Absorption in der Sphäre - zur Differenz des reellen Teil des Brechungsindex mit 1, wird durch

$$\frac{n'}{n - 1} = \tan \beta \quad (4.37)$$

beschrieben. β ist von großer Bedeutung für den Wirkungskfaktor, da für $n' = 0$ - also transparente Partikel - $\Rightarrow \beta = 0$, dadurch wird der Wirkungskfaktor für

absorbierende Teilchen in

$$Q_{\text{att}} = Q_{\text{sca}} = 2 - \frac{4}{\rho} \sin(\rho) + \frac{4}{\rho} (1 - \cos(\rho)) \quad (4.38)$$

überführt. Dies ist der Wirkungsfaktor für transparente Teilchen und kann auf identischem Wege durch Gl. 4.32 bestimmt werden. In Abb. 4.2 sind die Wir-

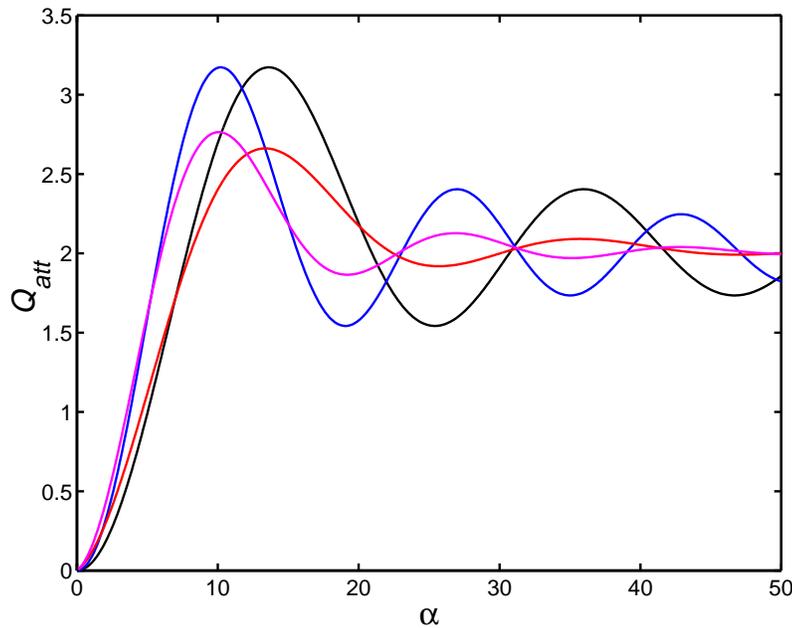


Abbildung 4.2: Wirkungs Faktoren der Attenuation für die reellen und komplexen Brechungsindizes $n = 1,15$ $n' = 0$ (schwarz), $n = 1,2$ $n' = 0$ blau, $n = 1,15$ $n' = 0,025$ (rot), $n = 1,2$ $n' = 0,025$ (magenta). Die Wirkungs Faktoren sind über $\alpha = kr$ aufgetragen.

kungsfaktoren für verschiedene Brechungsindizes dargestellt. Die Funktion steigt für kleine α stark an und oszilliert mit kleiner werdenden Amplituden um den Wert Zwei. Die Oszillation wird durch konstruktive und destruktive Interferenz zweier Teilstrahlen hervorgerufen. Bei dem Ersten handelt es sich um den Strahl, der die Sphäre durchläuft und dort zweimal gebrochen wird; der zweite Strahl wird durch Beugung an der Sphäre beeinflusst. Die Wirkungs Faktoren konvergieren gegen Zwei. Dies bedeutet für große Radien oder kleine Wellenlängen, daß der Wirkungsquerschnitt doppelt so groß ist wie die Projektionsfläche des Teilchens. Die Gesamtenergie, die dem Strahl in Vorwärtsrichtung entzogen wird ist also proportional zur zweifachen Projektionsfläche des Teilchens [v. d. Hulst 1957]. Dieses wird als Babinet'sches Paradoxon bezeichnet.

4.2.2 Phasenfunktionen

In Abschnitt 2.3.1 wurde bereits beschrieben, wie sich die Volumenstreu- und die Phasenfunktion bestimmen lassen, indem die Streuung in einen bestimmten Raumwinkel gemessen wird. Da die messtechnisch erfassbaren Streueigenschaften auf mikroskopischen Größen beruhen, ist es möglich, die Phasenfunktionen aus Streurechnungen zu bestimmen. Die Gln. 4.26, 4.27, 4.28 können beschrieben werden, indem der Einfluß der Intensitätsfunktionen i_n auf die Intensitäten I durch die Volumenstreuungsfunktion

$$\hat{\beta}(\alpha, n, n') = \frac{1}{k^2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{N} i_n \quad (4.39)$$

verallgemeinert wird. Da die physikalischen Parameter, welche das Streuverhalten bestimmen, vorliegen, kann die Volumenstreuungsfunktion auf den Wirkungsquerschnitt normiert werden, um die Phasenfunktion

$$\tilde{\beta} = \frac{\hat{\beta}}{C} = \frac{1}{k^2} \frac{F(\alpha)}{\pi r^2 Q} \quad (4.40)$$

zu erhalten. Die rechte Seite definiert eine Funktion $F(\alpha)$ wie sie von [v. d. Hulst 1957] benutzt wird. Als nächstes soll untersucht werden, wie die Phasenfunktion für polydispersive Teilchensysteme bestimmt wird. F ist für ein Teilchen gegeben. Jetzt soll angenommen werden, daß die Teilchen nach Junge [Mobley 1994] verteilt sind und durch

$$n(r) = \gamma r^{-c_j} \quad (4.41)$$

korrekt beschrieben werden. Diese hyperbolische Verteilung wird als Junge-Verteilung bezeichnet, und durch den Parameter c_j wird die Krümmung einer Hyperbel angegeben. Die Streueigenschaften des Systems werden dann durch die Beiträge der einzelnen Radien durch das Integral

$$\mathcal{F} = \gamma \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-c_j} F(\alpha) dr \quad (4.42)$$

wiedergegeben. Die Grenzen des Integrals geben das Intervall der Radien an, aus dem Beiträge zur Streuung berücksichtigt werden. Desweiteren müssen noch die Wirkungsquerschnitte für eine solche Partikelverteilung bestimmt werden. Der Nenner von Gl. 4.40 wird zum Streukoeffizienten, oder im Fall von absorbierenden Teilchen zum Attenuationskoeffizienten

$$c = \gamma \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-c_j} Q(\alpha) \pi r^2 dr \quad (4.43)$$

Sowohl Gl. 4.42 als auch Gl. 4.43 integrieren Funktionen, die vom Radius r und vom relativen Größenparameter $\alpha = 2\pi r/\lambda$ abhängig sind. Beide Integrale können so substituiert werden, daß sie nur noch von α abhängig sind. Aus der Substitution

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{2\pi r}{\lambda}, \quad \rightarrow \quad \frac{d\alpha}{dr} = \frac{2\pi}{\lambda} \\ r &= \frac{\alpha\lambda}{2\pi}, \quad dr = \frac{\lambda d\alpha}{2\pi}\end{aligned}$$

folgen die von α abhängigen Integranden

$$\mathcal{F} = \gamma \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{(1-c_j)} \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} F(\alpha) \alpha^{-c_j} d\alpha \quad (4.44)$$

und

$$c = \gamma \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{(3-c_j)} \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} Q(\alpha) \alpha^{(2-c_j)} d\alpha. \quad (4.45)$$

Vielfach [Klotz 1978, Morel 1973, Gege 1994] werden die Integrale als von λ unabhängig betrachtet. Dieses ist nur näherungsweise gültig. Die Ränder beider Integrale sind durch die Grenzen r_{\min} und r_{\max} gegeben. Da die Wellenlängen bei Messungen aus dem Intervall $\lambda \approx [300, 700]$ nm kommen, werden die Integralgrenzen beeinflusst. Die beiden Integrale in Gln. 4.44 und 4.45 können in

$$\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} = \int_{\alpha_{\min}(\lambda_{\min})}^{\alpha_{\min}(\lambda_{\max})} + \int_{\alpha_{\min}(\lambda_{\max})}^{\alpha_{\max}(\lambda_{\min})} + \int_{\alpha_{\max}(\lambda_{\min})}^{\alpha_{\max}(\lambda_{\max})} \quad (4.46)$$

aufgeteilt werden. Hierbei geben das erste und das dritte Integral auf der rechten Seite den maximalen Fehler an, der durch eine variable Wellenlänge zustande kommen kann. Im allgemeinen [Klotz 1978, Morel 1973, Gege 1994], [Barth 1997/1] werden jedoch die Integrationsgrenzen in Bereiche gelegt ($\alpha \in [0.2, 400]$), in denen diese beiden Integrale sehr viel kleinere Beiträge liefern

$$\int_{\alpha_{\min}(\lambda_{\min})}^{\alpha_{\min}(\lambda_{\max})} + \int_{\alpha_{\max}(\lambda_{\min})}^{\alpha_{\max}(\lambda_{\max})} \ll \int_{\alpha_{\min}(\lambda_{\max})}^{\alpha_{\max}(\lambda_{\min})} \quad (4.47)$$

und somit der entstandene Fehler vernachlässigbar ist. Die Phasenfunktion für eine polydisperse Partikelverteilung kann dann durch

$$\tilde{\beta} = \frac{1}{\pi} \frac{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} F(\alpha) \alpha^{-c_j} d\alpha}{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} Q(\alpha) \alpha^{2-c_j} d\alpha} \quad (4.48)$$

angegeben werden. Sie ist unabhängig von der Konzentration und der Wellenlänge, wie es auch schon aus der Definition in Gl. 2.24 hervorgeht.

4.2.3 Berechnung der Intensitäts- und Phasenfunktionen

Die Bestimmung von Intensitäts- und Phasenfunktionen aus mikroskopischen Parametern wurde nach ihrer vollständigen Beschreibung durch [Mie 1908] häufig benutzt, um das Streuverhalten von Partikelwolken zu beschreiben. Zur Anwendung kam sie zunächst in der Astrophysik [v. d. Hulst 1957] und bei der Bestimmung von Partikelverteilungen [Gumprecht 1953/2, Ackerman 1981] in polydispersiven Teilchensystemen. In dieser Arbeit wurden die benötigten Intensitätsfunktionen direkt aus den oben angegebenen Bestimmungsgleichungen berechnet. Mit den derzeit zur Verfügung stehenden Rechnern, wie sie beispielsweise vom Rechenzentrum der Universität Oldenburg zur Verfügung gestellt werden (hp9000, IBM RS6000), ist eine Berechnung der Intensitätsfunktionen bis zu einem relativen Größenparameter von $\alpha = 400$ möglich.

Die Intensitätsfunktionen wurden in Maple berechnet. Dieses hat den Vorteil, daß am Ende der Berechnung die Intensitätsfunktion in der Form $i_i = i_i(\alpha, \cos(\psi))$ mit frei wählbaren α und $\cos(\psi)$ vorliegt. Die Berechnung dauert in Extremfällen - für sehr große α - etwa eine halbe Stunde, für kleinere Größenparameter vermindert sich die Rechenzeit auf wenige Minuten. Da bei der Berechnung der Besselfunktionen vom Grad n etwa eine Genauigkeit von $n/3$ [Gumprecht 1953/1] benötigt wird, ist es von erheblichem Vorteil, daß in Maple die benötigte Genauigkeit dynamisch an die berechneten Größen angepaßt werden kann. Die Summe in Gl. 4.15 konvergiert gegen den wahren Wert ab $\alpha < n$ recht schnell, schon bei $n = \alpha + 40$ liegt die Differenz zwischen dem wahren und berechneten Wert bei ca. 10^{-16} . Dies stimmt mit [Gumprecht 1953/1] überein.

Mit diesen Vorgaben wurden die Intensitätsfunktionen berechnet und für $\alpha = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 20, 40, 80, 100, 200, 400; m = 1.20, 1.33, 2$ und zehn Winkel verglichen. Die Genauigkeit der berechneten Intensitätsfunktionen lag immer über der, die in den Tabellen [Gumprecht 1953/1, v. d. Hulst 1957] angegeben wurde. Einige dieser Ergebnisse sollen hier vorgestellt werden. In Abb. 4.3 und 4.4 sind berechnete Intensitätsfunktionen dargestellt. In den Grafiken ist zu erkennen, daß mit ansteigender Teilchengröße - was in der Grafik ansteigendem α entspricht - die Vorwärtsstreuung sich auf einen immer kleiner werdenden Raumwinkel konzentriert. Die in den Intensitätsfunktionen auftretenden Minima werden mit ansteigendem α immer häufiger und heben sich bei der Bildung der Phasenfunktion nach Gl. 4.48 gegenseitig auf.

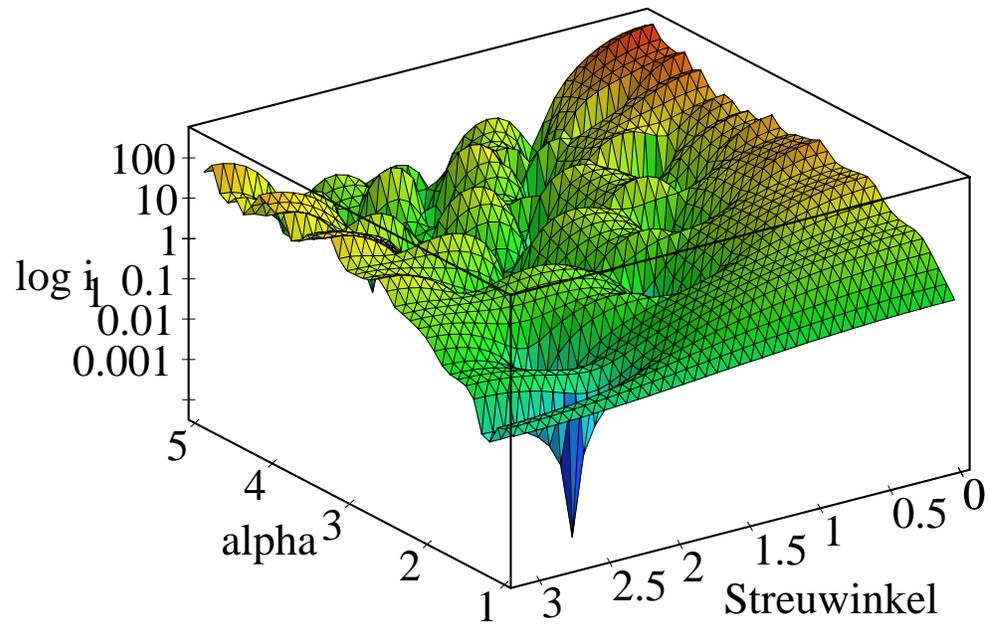


Abbildung 4.3: Intensitätsfunktionen i_1 für $1 \leq \alpha \leq 5$ und $m = 2$. Der Winkel ist im Radianten angegeben.

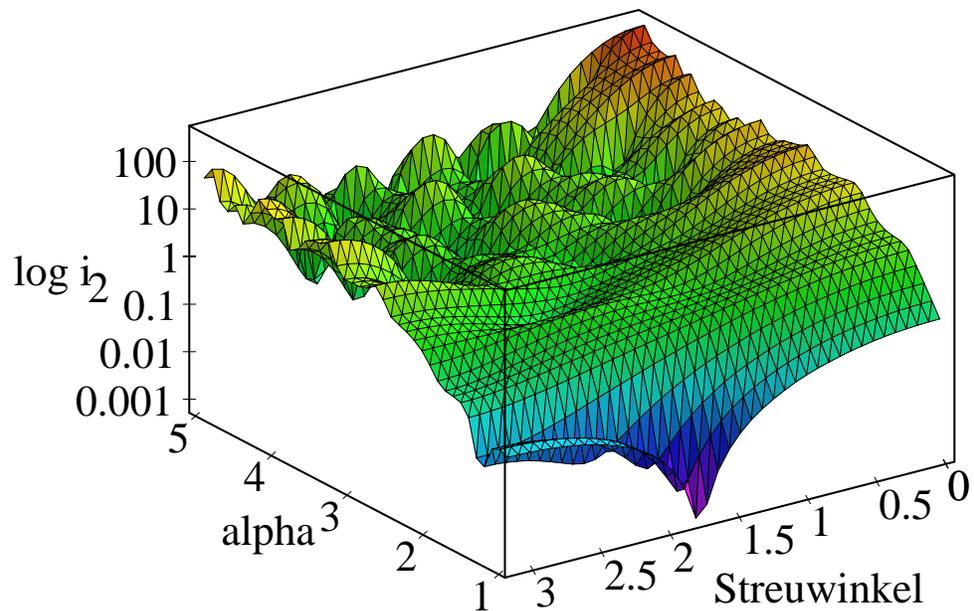


Abbildung 4.4: Intensitätsfunktionen i_2 für $1 \leq \alpha \leq 5$ und $m = 2$. Der Winkel ist im Radianten angegeben.

Kapitel 5

Messung des Attenuationskoeffizienten

Die Realisierung von Attenuationsmessungen und die Interpretation der daraus resultierenden Daten sind in [Barth 1997/1] festgehalten; sie sollen hier noch einmal kurz beschrieben werden.

5.1 Das Instrument

Im Rahmen des Euromar Projektes *Mermaid* wurde im Zeitraum von 1991 - 1995 in der Arbeitsgruppe APO/LAS der Universität Oldenburg ein selbstkalibrierender multispektraler Trübungssensor entwickelt. Aus den Transmissionsdaten kann die Attenuation bei beliebigen durchstrahlten Schichtdicken bestimmt werden. Ein Schema der Sonde ist in Abb. 5.1 dargestellt. Das Gerät besteht aus einem zylindrischen Gehäuse mit einer Länge von 470 mm und einem Durchmesser von 110 mm. Zwei optische Fenster sind so angebracht, daß ein paralleler Lichtstrahl das Gerät verlassen und wieder zurückkehren kann. Ein Tripelprisma ist so angebracht, daß es den Lichtstrahl um 180° umlenkt und um 50 mm versetzt wieder in das Gehäuse zurückwirft. Dieser Retroreflektor ist durch eine Motorsteuerung im Bereich von 0 bis 200 mm frei positionierbar; daraus ergeben sich Lichtwege von 0 bis 400 mm. Als Lichtquelle wird eine Xenon Blitzlampe verwendet. In den beiden miniaturisierten Spektrometern werden das Meß- und Referenzsignal getrennt voneinander in 134 Wellenlängen im Bereich von 340 - 785 nm vermessen. Von diesen Wellenlängen wird der Bereich von 375 - 755 nm genutzt. Im Instrument ist ein Steuerungsrechner integriert, der die Signale zur Transmission verrechnet. Über die spektralen Daten hinaus wird vom Gerät die optische Weglänge übertragen. Die Datenübertragung, welche über Einleiterkabel bis 6000 m oder über RS 232 realisiert ist, erlaubt es, jeweils eines der drei Signale mit einer Auflösung von 14 Bit zu betrachten.

Da es bei langzeitigen Anwendungen notwendig ist, eine Fensterverschmutzung durch 'Biofouling' zu kompensieren, ist der Sensor in der Lage, eine in situ Kalibrierung durchzuführen. Dieses ist durch den frei wählbaren Abstand des Reflektors möglich. Die Kalibrierung erfolgt, indem der Reflektor in die Null-Position fährt und eine Messung durchführt. Der aus den beiden Messungen - Meß- und Referenzsignal - bestimmte Quotient wird im Sondenrechner abgespeichert. Nachdem der Reflektor in eine geeignete Meßposition gebracht wurde, kann jede nun folgende Messung mit diesem Quotienten multipliziert werden. Auf diese Weise ist der Scheibenbewuchs bei der Messung immer berücksichtigt. Die Kalibrierprozedur erlaubt es, Abschwächungen im Signal um einen Faktor von bis zu fünf zu kompensieren. Danach ist der berechnete Quotient größer als 14 Bit und kann nicht mehr verwendet werden.

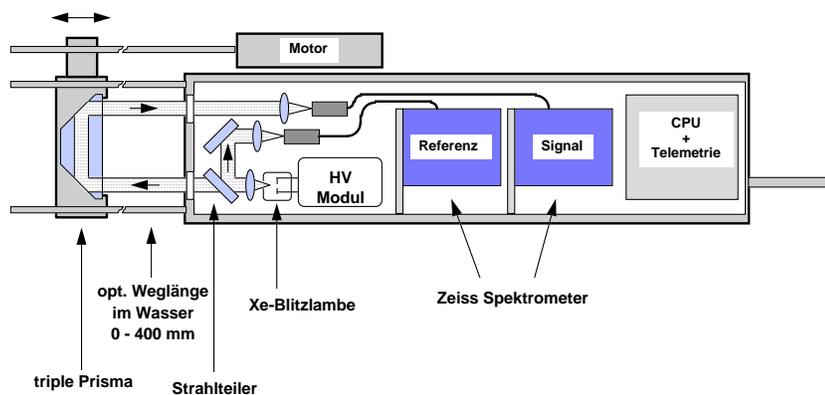


Abbildung 5.1: Schema des multispektralen Trübungssensors

Das Gerät wird als Komponente eines bio-optischen SONDENSYSTEMS verwendet. Weitere Bestandteile dieses Systems sind:

- **Mehrkanalfluorometer:**
Mit diesem Gerät ist es möglich, Fluoreszenzsignale bei drei Anregungswellenlängen und bei zehn Detektionswellenlängen zu messen [Heuermann 1995]. Dies erlaubt es, spezifische fluoreszierende Substanzen anzuregen und zu detektieren. Zwei Kanäle dieses Gerätes messen Parameter, die mit der Datenauswertung der Attenuationskoeffizienten verglichen werden können. Dies sind die Fluoreszenz von Gelbstoff, welcher bei 270 nm angeregt und bei 450 nm detektiert wird, und von Chlorophyll, welches bei 420 nm angeregt und bei 685 nm detektiert wird.
- **Radiometer [Laschke 1995]:**
Dieses Gerät ist wie der Trübungssensor mit zwei multispektralen Spektro-

meterwürfeln ausgestattet. Als Detektorköpfe können Kosinuskollektoren oder $1/2(\vec{E} + E_0)$ -Kollektoren verwendet werden.

- CTD Meerestechnik Elektronik, OTS 1500:
Dieses Gerät bestimmt die Leitfähigkeit, die Temperatur und den Druck. Aus diesen Messungen werden zusätzlich der Salzgehalt und die Tiefe berechnet [UNESCO 1984].

5.2 Dateninterpretation der Attenuationsspektren

Wie bereits in Gl. 2.16 dargestellt, beschreibt der Attenuationskoeffizient die Abschwächung eines parallelen Lichtstrahles durch Absorption und Streuung. Für eine Beschreibung im Wasser kann der Attenuationskoeffizient c in die substanzspezifischen Anteile aufgespalten werden:

$$c = c_w(\lambda) + c_{pp}(\lambda) + c_{tp}(\lambda) + a_d(\lambda). \quad (5.1)$$

Die Indizes beziehen sich auf die Beiträge von Wasser, Phytoplankton, transparenten Partikeln und optisch aktivem gelösten organischen Material, welches hier als Gelbstoff bezeichnet werden soll. Die Messung von c_w in beliebiger Genauigkeit stellt ein Problem dar, da extrem sauberes Wasser, wie es beispielsweise auf dem offenen Ozean vorgefunden wird, nur mit sehr großem Aufwand unter Laborbedingungen herstellbar ist. Eine andere Möglichkeit, den Attenuationskoeffizienten von reinem Wasser zu erhalten, ist der Zugriff auf den Datensatz von [Smith 1982]. Dieser Datensatz beschreibt die Absorptions- und Streukoeffizienten des optisch saubersten je vorgefundenen Wassers. Für die restlichen Terme in Gl.(5.1) gilt, daß sie in einen konzentrationsabhängigen $[\frac{Menge}{cm^3}]$ und einen spezifischen Koeffizienten $[\frac{cm^2}{Menge}]$ aufgeteilt werden können [Ishimaru 1978]. Die spezifischen Koeffizienten sind von der Wellenlänge abhängig und als Basisspektrum zu verstehen. Alle spektralen Informationen über die gelösten oder ungelösten Materialien im Wasser sind in diesen Basisspektren enthalten. Mathematisch werden an sie die Anforderungen einer in der linearen Algebra üblichen Basis gestellt. Mit diesen Annahmen kann Gl. 5.1 durch

$$c - c_w(\lambda) = \gamma c_{pp}^*(\lambda) + \varepsilon c_{tp}^*(\lambda) + \zeta a_d^*(\lambda) \quad (5.2)$$

genauer spezifiziert werden. Konzentrationsabhängige Parameter sind γ, ε und ζ ; die spezifischen Koeffizienten sind durch einen * gekennzeichnet.

Ziel einer Dateninterpretation ist es, die konzentrationsabhängigen Faktoren, welche die mengenmäßigen Beiträge der verschiedenen Substanzen repräsentieren, zu bestimmen.

5.2.1 Streuendes transparentes Material

Insbesondere in Küstengebieten und Flußmündungen sind hohe Anteile an transparenten Schwebstoffen vorzufinden. Diese Schwebstoffe bestehen meist aus Quarzen, Tonmineralien und Metalloxiden [Mobley 1994]. Um ein Modell für das streuende transparente Material zu realisieren, müssen zunächst einige Näherungen durchgeführt werden, die in der Literatur experimentell verifiziert wurden [v. d. Hulst 1957, Gumprecht 1953/2]. So wird als Partikelverteilung eine Jungeverteilung [Bader 1970, Klotz 1978, Kitchen 1982] angenommen. Weiterhin wird die Form der Teilchen als sphärisch angenommen [Bricaud 1986], [Mishchenko 1995]. Somit kann für die transparente Fraktion davon ausgegangen werden, daß die Partikel durch einen Radius r und einen reellen Brechungsindex n beschreibbar sind. Die Fähigkeit transparenter Partikel, Strahlung zu absorbieren, ist minimal und wird in diesem Modell vernachlässigt.

Um den Attenuationskoeffizienten c_{tp} für transparentes partikuläres Material zu beschreiben, muß die Abschwächung durch die aus dem Lichtstrahl gestreuten Photonen beschrieben werden. Hierzu wurden bereits in Abschnitt 4.2.1 die entsprechenden Wirkungsfaktoren in den Gln. 4.33, 4.34 und 4.35 vorgestellt. In diesem Fall wird von der van de Hulst'schen Näherung [v. d. Hulst 1957], wie sie in Gl. 4.38 angegeben, ist ausgegangen. Die Fläche πr^2 eines Partikels senkrecht zum Lichtstrahl wird mit dem Wirkungsfaktor Q_{att} multipliziert. Auf diese Weise wird ein 'Schatten' bestimmt, den ein Partikel in großer Distanz wirft. Um die 'Gesamtschattenfläche' aller Teilchen einer Partikelverteilung zu bestimmen muß über die 'Einzelschatten' integriert werden. Daraus folgt:

$$c_{tp} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r) \pi r^2 Q_{tp}(\lambda, r, n) dr. \quad (5.3)$$

Ergänzt wird diese Beziehung durch eine Jungeverteilung

$$n(r) = a \tilde{r}^{-c_j} \quad (5.4)$$

mit $\tilde{r} = \frac{r}{r_*}$, wobei r_* eine geeignete Normierung ist.

Zur Vereinfachung von Gl. 5.3 kann der relative Größenparameter $\alpha = 2\pi \frac{r}{\lambda}$ herangezogen werden. Mit dem Ziel, die spektrale Abhängigkeit aus dem Integral herauszuziehen, wird in Gl. 5.3 r durch α substituiert und es folgt

$$c_{tp} = \frac{a \pi r_*^2 \lambda^{3-c_j}}{(2\pi r_*)^{3-c_j}} \int_{\alpha_{min.}}^{\alpha_{max}} \alpha^{2-c_j} Q_{tp} d\alpha. \quad (5.5)$$

Für diese Substitution gelten die gleichen Einschränkungen, wie sie bereits bei der Berechnung der Phasenfunktion auf Seite 43 gemacht wurden. Die spektrale

Abhängigkeit des Attenuationskoeffizienten kann dann durch $c_{\text{tp}}^*(\lambda) = \left(\frac{\lambda}{\lambda_*}\right)^{3-c_j}$ angegeben werden. Der konzentrationsabhängige Faktor lautet

$$\varepsilon = \frac{a\pi r_*^2 \lambda_*^{3-c_j}}{(2\pi r_0)^{3-c_j}} \int_{\alpha_{\min.}}^{\alpha_{\max.}} \alpha^{2-c_j} Q_{\text{tp}} d\alpha. \quad (5.6)$$

Mit diesen beiden Beziehungen ist es möglich, den Anteil des transparenten Materials durch die Bestimmung von c_j und ε zu finden. Das Gesamtvolumen der Partikel wird durch eine Integration über die Einzelvolumina der Partikelverteilung mit

$$V_{\text{tp}} = \frac{4}{3}\pi \int_{r_{\min.}}^{r_{\max.}} n_{\text{tp}}(r) r^3 dr \quad (5.7)$$

berechnet.

5.2.2 Streuendes und absorbierendes Material

Bei der Bestimmung des Attenuationskoeffizienten für Phytoplankton kann davon ausgegangen werden, daß näherungsweise kugelförmige Teilchen vorliegen, die durch Streuung und Absorption gekennzeichnet sind [Morel 1973, Kattawar 1967, Klotz 1978, Bricaud 1986, Allali 1995, Bryant 1969]. Die Partikelverteilung für Planktonpopulationen wird hier als eine Deltaverteilung angenommen. Dies ist zwar eine grobe Näherung, ist aber nach [Ahn 1992] gerechtfertigt. Der entsprechende Wirkungsfaktor der Attenuation für streuende und absorbierende Partikel wurde bereits in Gl. 4.36 angegeben und in Abb. 4.2 dargestellt. Die absorbierenden Eigenschaften des Phytoplanktons können durch einen komplexen Brechungsindex beschrieben werden [Bricaud 1986, Stute 1995, Klotz 1978], der die Oszillationen des Wirkungsfaktors der Attenuation dämpft (siehe Abb. 4.2). Der komplexe Brechungsindex $m(\lambda) = n(\lambda) + in'(\lambda)$ wird durch zwei gekoppelte von λ abhängige Funktionen bestimmt. Hierbei wird n' durch das Absorptionsverhalten bestimmt. Der Realteil des Brechungsindex, welcher bisher als konstant angenommen wurde, muß in diesem Rahmen durch den Einfluß der Absorptionsbanden - die anomale Dispersion - korrigiert werden.

- Modellierung von n' :

Um die Absorption in einer Phytoplanktonzelle zu beschreiben, wird eine Beziehung benötigt, die die Absorption in der Form

$$a_{\text{pp}} := K_a a_{\text{pp}}^* \quad (5.8)$$

angibt. Hierbei handelt es sich bei K_a um den konzentrationsabhängigen Parameter, a_{pp}^* ist das spezifische Absorptionsspektrum, welches unabhängig von der Konzentration ist. Das Absorptionsspektrum von Phytoplankton

wurde durch ein Modell von [Smekot-Wensierski 1992] genähert. Dort werden die drei Hauptabsorptionsbanden des Chlorophylls durch drei Gaussfunktionen in der Form

$$a_{pp} = K_a \{ (1,87 \cdot 10^{-2} K_n - 1,1 \cdot 10^{-2}) \exp [-1,2 \cdot 10^{-4} (\lambda - 441)^2] + \\ 2,33 \cdot 10^{-2} \exp [-1,4 \cdot 10^{-3} (\lambda - 675)^2] + \\ 6,45 \cdot 10^{-3} \exp [-3,5 \cdot 10^{-4} (\lambda - 608)^2] \}$$

festgelegt. In dieser Beziehung wird durch K_a die Chlorophyll-a Konzentration in mg/m^3 bestimmt. Bei K_n handelt es sich um den sog. Farbindex der das Verhältnis zwischen blauem (441nm) und rotem (675nm) Absorptionsmaximum beschreibt. Der Farbindex ist abhängig vom Trophierungsgrad - der Nährstoffsituation - des Wassers. Für oligotrophe Gewässer folgt hier ein Wert von $K_n = 3 \dots 5$, für mesotrophe um 2,5, für mesoeutrophe um 1,7 und für eutrophe Gewässer um 1,5 [Smekot-Wensierski 1992].

- Modellierung von n :

Nach [Bricaud 1986, Rousseau 1973] kann das Verhalten des Realteils des Brechungsindex bei schwacher Absorption durch eine Kurve angenähert werden, die durch

$$n = \frac{C}{\lambda^2 + 1} \quad (5.9)$$

beschrieben wird. C ist eine Materialkonstante, die aus dem Imaginärteil, wie in Abb. 5.2 dargestellt, bestimmt werden kann. Die Minima und Maxima berechnen sich durch $\pm C/2$ bei $\frac{1}{2}n'$. In der Abbildung wurde $C = 1$ gesetzt. Die Übereinstimmung dieses Modells mit den Messungen an Laborkulturen von [Ahn 1992] ist sehr gut.

Streuendes und absorbierendes Material kann im Rahmen dieser Parametrisierung durch einen mittleren Radius r_0 , eine Teilchenzahl N , den komplexen Brechungsindex $m(\lambda) = n(\lambda) + in(\lambda)$ und den Wirkungsfaktor für absorbierendes und streuendes Material $Q_{\text{att}}(r, \lambda, m)$ festgelegt werden. Der entsprechende Attenuationskoeffizient wird dann durch

$$c_{pp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(r - r_0) Q_{\text{att}}(r, \lambda, m) \pi r^2 dr = N Q_{\text{att}}(r_0, \lambda, m) \pi r_0^2 \quad (5.10)$$

berechnet. Bei c_{pp} handelt es sich um eine Funktion, die von N, λ, r_0, n, n' abhängig ist. Bei genauerer Betrachtung des Wirkungsfaktors der Attenuation in Gl. 4.36 wird klar, daß diese Größen nicht unabhängig voneinander bestimmbar sind, da zwischen ihnen lineare Abhängigkeit besteht. So ist z.B. ρ durch die Multiplikation von r_0 mit $n - 1$ definiert, was bedeutet, daß diese beiden Größen nur gemeinsam bestimmt werden können. Aus diesen Gründen wird zu einem neuen

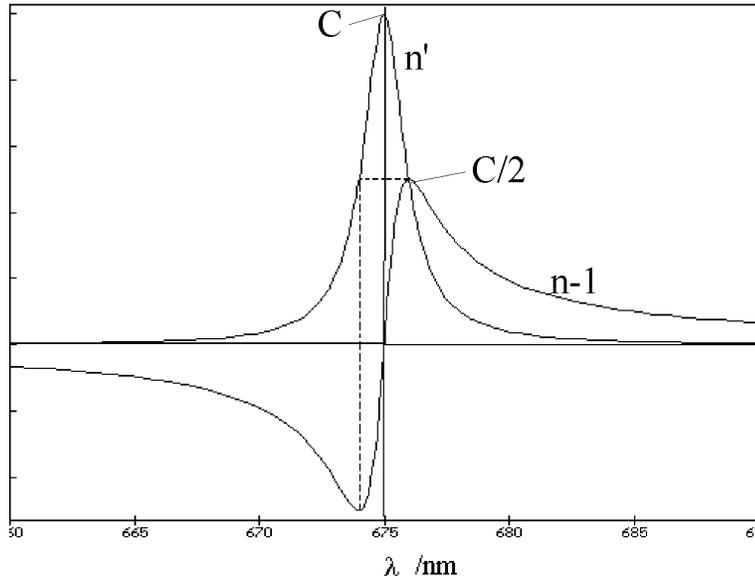


Abbildung 5.2: Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex an einer Absorptionsbande nach [Rousseau 1973].

Parametersatz übergegangen, der durch

$$\eta : = r_0(n-1) \quad (5.11)$$

$$\kappa : = \frac{K_a}{n-1} \quad (5.12)$$

beschrieben wird. Daraus folgt für den Attenuationskoeffizienten

$$c_{pp} = N\pi r_0^2 Q_{att}(\rho, \beta) = N\pi r_0^2 Q_{att}(\lambda, r_0, n, n') = \pi N \frac{\eta^2}{(n-1)^2} Q_{att}(\eta, \kappa, \lambda). \quad (5.13)$$

Desweiteren ergibt sich für ρ und β

$$\rho = 4\pi \frac{\eta}{\lambda} \quad (5.14)$$

$$\tan(\beta) = \frac{n'}{n-1} = \kappa \frac{a_{pp}^* \lambda}{4\pi}. \quad (5.15)$$

Die gesamte Chl a Konzentration wird in diesem Modell durch das Produkt aus dem Volumen aller Phytoplanktonzellen mit der intrazellulären Chl-a Konzentration $\sigma_{chl_a} = 4/3\pi N r_0 K_a$ gebildet. Im Rahmen dieser optischen Beschreibung durch η und κ kann für die gesamte Chl-a Konzentration

$$\sigma_{chl_a} = \frac{4}{3}\pi N \frac{\eta^3 \kappa}{(n-1)^2} \quad (5.16)$$

angegeben werden.

5.2.3 Gelöstes absorbierendes Material

Die Absorptionscharakteristik von gelöstem absorbierendem Material wird durch das gelöste organische Material DOM (*dissolved organic matter*) bestimmt. Bei Messungen des Attenuations- oder Absorptionskoeffizienten wird nur der optisch aktive Teil des DOM detektiert, dieser wird als CDOM (*chromophoric dissolved organic matter*) oder auch Gelbstoff [Kalle 1937, Ferrari 1996] bezeichnet. Im weiteren wird optisch aktives gelöstes absorbierendes Material als Gelbstoff bezeichnet. Die klassische Methode, Gelbstoffkonzentrationen zu bestimmen, ist die Filtration durch einen $0.5\mu\text{m}$ Membranfilter [Riley 1971] und anschließende Vermessung in einem Spektrophotometer. Das Absorptionsspektrum wird dann durch

$$a_d(\lambda) = \zeta(\lambda = 0) \exp(-S\lambda) = \zeta(\lambda_0) \exp(-S(\lambda - \lambda_0)) \quad (5.17)$$

empirisch genähert. Bei S handelt es sich um den sogenannten *slope*-Parameter der zwischen 0.012 1/nm für ozeanische und 0.020 1/nm für limnische Gewässer liegt. In den meisten Fällen wird mit einem S -Wert von 0.014 1/nm für die offene See [Bricaud 1986] gearbeitet.

5.3 Inverse Verfahren

Jede Datenauswertung hat sich mit dem Grundproblem dieser Aufgabenstellung zu befassen, nämlich dem Vergleich eines gemessenen Datensatzes mit einem durch Modellparameter bestimmten Ansatz. Wird die Differenz dieser beiden Größen gleich Null oder minimal, so ist der Satz von Parametern gefunden, der die Messung korrekt oder am besten beschreibt. Um die 'Ähnlichkeit' der beiden Funktionen quantitativ zu beschreiben wird

$$D := \left| f(\lambda) \{ c(\lambda) - c_w(\lambda) - \gamma c_{pp}^*(\lambda) - \varepsilon c_{tp}^*(\lambda) - \zeta a_d^*(\lambda) \} \right| \quad (5.18)$$

als spektrale Abweichungsfunktion definiert. Bei $f(\lambda)$ handelt es sich um eine spektrale Gewichtungsfunktion, die es erlaubt, bestimmte Regionen im Spektrum mit einem größeren Faktor in D zu berücksichtigen.

Die Aufgabenstellung für einen Algorithmus, der die Konzentrationen für transparente Teilchen, Phytoplankton und Gelbstoff berechnen soll, ist durch die Minimierung von D gegeben. Die Problematik liegt hier nicht darin, ein D_{\min} zu finden, sondern das absolute Minimum. Mit der Bestimmung eines Satzes der konzentrationsabhängigen Parameter $(\gamma, \varepsilon, \zeta)$ wird ein Punkt in einer Hyperfläche festgelegt, die durch die mit * gekennzeichneten Basisvektoren aufgespannt wird. Mit D wird diese Hyperfläche 'abgetastet' und in ihrer 'Höhe' vermessen. Der tiefste Ort dieser Fläche entspricht dann den richtigen Lösungen für $(\gamma, \varepsilon, \zeta, \kappa, \eta, c_j)$. Da es sich bei κ, η und c_j um Argumente transzendenter Funktionen handelt, kann das absolute Minimum nicht durch algebraische Methoden ermittelt werden. Zur Bestimmung der richtigen Konzentrationen wurden drei Programme entwickelt:

1. Es wurde eine Monte-Carlo-Routine [Stute 1995] entwickelt, die die Argumente der transzendenten Funktionen auf festgelegten Intervallen durch Zufall bestimmt. Die linearen Parameter werden danach durch einen Gauß Algorithmus berechnet. D wird berechnet; der beste Parametersatz ist durch das kleinste D gegeben. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß der Algorithmus nicht in einem Nebenminimum 'hängenbleibt'. Durch die gleichmäßige Verteilung der Zufallszahlen auf den entsprechenden Intervallen ist gewährleistet, daß die Hyperfläche gleichmäßig abgetastet wird. Je länger dieses Verfahren angewandt wird, desto sicherer und genauer werden die Ergebnisse für $(\gamma, \epsilon, \zeta, \kappa, \eta, c_j)$. Dies ist auch gleichzeitig der große Nachteil dieses Verfahrens. Um eine gute Konvergenz von D zu erhalten, müssen ca. 5 – 10 Tausend Sätze zur Berechnung von D bestimmt werden. Größenordnungsmäßig entspricht dies einer Rechenzeit von etwa einer Minute pro gemessenem Spektrum. Bedenkt man, daß es sich bei einem 3500 m Profil um ca. 7000 Spektren handelt, so ergibt sich eine Auswertungsdauer für ein Profil von etwa einhundert Stunden. Bei Forschungskampagnen werden größenordnungsmäßig 30 – 70 Stationen angefahren. Um all diese Daten auszuwerten, ist ein solcher Algorithmus nicht praktikabel. Als Basis zur Entwicklung anderer Auswertemethoden ist er jedoch unabdinglich, da mit ihm andere Auswertelgorithmen, die nicht die Vorteile dieser statistischen Verfahren haben, überprüft werden können.
2. Es wurde eine on-line Routine entwickelt, die nicht zwischen mineralischen und biologischen Partikeln unterscheidet. Hierbei wurde der Ansatz für das Phytoplankton vernachlässigt und durch einen Offset ersetzt. Der entsprechende Parametersatz wird durch einen Gauss-Algorithmus bestimmt. Der Vorteil dieses Verfahrens ist seine Geschwindigkeit mit etwa 1/10 Sekunde pro Spektrum, für ein Profil werden dann etwa 11 Minuten benötigt.
3. Bei der dritten Methode wurde versucht, einen Kompromiß zwischen den ersten beiden Verfahren zu finden. Hierzu wurde eine Routine benutzt, die vom Programmpaket Matlab zur Verfügung gestellt wird. Matlab besitzt eine sog. Optimierungs-Toolbox, mit der es möglich ist, Probleme, wie sie durch Gl. 5.18 beschrieben werden, zu lösen. Benutzt werden u. a. alternativ der *steepest descent* Algorithmus, die *Levenberg-Marquard* Methode oder der *Simplex Algorithmus*. Da bei den verwendeten Methoden in Matlab auf fertige C-Routinen zugegriffen wird, konvergieren die Lösungen mit ca. zwei bis fünf Sekunden pro Spektrum sehr schnell. Wenn die Hyperfläche mehrere Minima aufweist, kann das gefundene Minimum ein Nebenminimum sein. Mit diesem Problem haben fast alle Optimierungsalgorithmen zu 'leben'. Deshalb ist es wichtig, beim Start die Fitvariablen mit 'vernünftigen' Anfangswerten vorzubelegen.

5.4 Ergebnisse

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind ausnahmslos mit dem im letzten Abschnitt vorgestellten dritten Verfahren bestimmt worden. Ergebnisse, die mit den ersten beiden Methoden bestimmt wurden, wurden bereits in [Barth 1997/1] publiziert. Die vorgestellten Daten haben ihren Ursprung in einer Forschungsfahrt mit dem Forschungsschiff Poseidon. Die Überfahrt von Las Palmas nach Kiel fand vom 01.05.98 - 17.05.98 statt. Im Kapitel 6 wird näher auf die Quantifizierung von Wasserinhaltsstoffen in den verschiedenen Gebieten eingegangen. Hier sollen einige Beispiele für die Auswertung der Trübungsdaten vorgestellt werden. Die Arbeitsgebiete und Stationen sind im Anhang in Tab. A.1 und dem dort vorliegendem Kartenmaterial dokumentiert.

Um die Ergebnisse der Auswertung der Attenuationsdaten zu veranschaulichen, soll auf drei Situationen eingegangen werden, die durch je einen dominanten Wasserinhaltsstoff charakterisiert sind. Im ersten Fall handelt es sich um eine Blütesituation in der Seinebucht. Die Chlorophyllkonzentrationen bei diesem Schnitt lagen bei ca. 5 - 40 $\mu\text{g}/\text{l}$. Die Spektren der Attenuationskoeffizienten im Bereich des Einflussbereichs der Seine sind jedoch durch hohe Konzentrationen von mineralischen Schwebstoffen gekennzeichnet.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind zwei Spektren dargestellt, die diesem Schnitt entnommen sind. Bei Station 16 ist der Einfluss der mineralischen Partikel aus der Seine extrem hoch; mit einem Attenuationskoeffizienten von etwa 3 - 4 m^{-1} dominieren die streuenden Partikel das Spektrum. Die Chlorophyllkonzentration betrug in dieser Tiefe ca. 14 $\mu\text{g}/\text{l}$, für die mineralische Komponente stehen zur Zeit noch keine verlässlichen Daten zur Verfügung. Station 22 hat mit ca. 7 $\mu\text{g}/\text{l}$ etwa die Hälfte der Chlorophyllkonzentration der Station 16, aber durch die sehr kleinen Konzentrationen an mineralischem Schwebstoff mit einem Attenuationskoeffizienten von etwa 0.2 m^{-1} wird die Attenuation von Chlorophyll hier dominierend. Sind sowohl der mineralische, als auch der Algenanteil klein, so kann es bei sehr hohen Gelbstoffkonzentrationen zu einer Situation kommen, wie sie in Abb. 5.5 dargestellt ist. Die Chlorophyllkonzentration lag bei etwa 1 $\mu\text{g}/\text{l}$. Das Spektrum wurde ca. 5 NM vor Borkum aufgenommen.

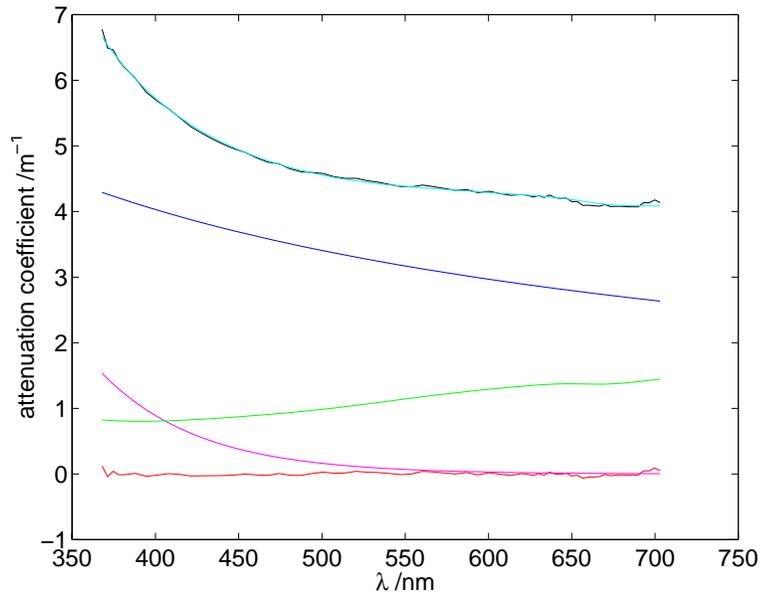


Abbildung 5.3: Attenuationsspektrum der Station 16 in einer Tiefe von 5 m. Die Messung ist in schwarz und die Rekonstruktion in Cyan dargestellt. Die Spektren von Gelbstoff, Chlorophyll und mineralischer Substanz sind magenta, grün und blau. Die Differenz zwischen Messung und Modell ist rot dargestellt.

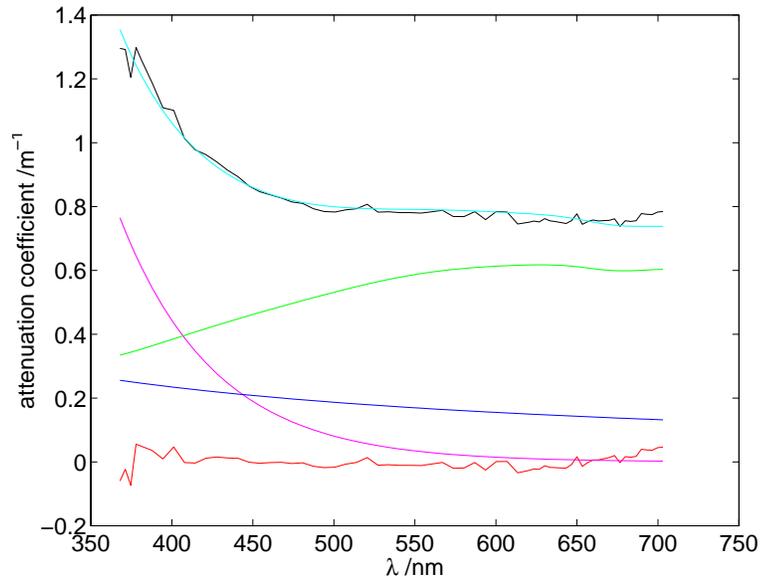


Abbildung 5.4: Attenuationsspektrum der Station 22 in einer Tiefe von 10 m. Farbenzuordnung wie in obiger Abbildung

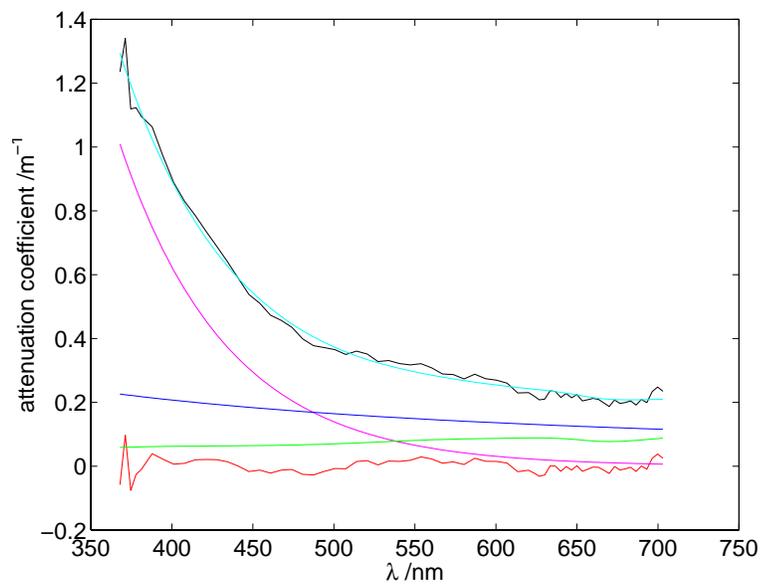


Abbildung 5.5: Attenuationsspektrum der Station 46 in einer Tiefe von 4 m. Das Attenuationsspektrum ist schwarz und die Rekonstruktion cyan dargestellt. Die Spektren von Gelbstoff, Chlorophyll und mineralischer Substanz sind magenta grün und blau. Die Differenz zwischen Messung und Modell ist rot dargestellt.

Kapitel 6

Bestimmung des Strahlungsklimas

Die hier vorgestellten Daten haben ihren Ursprung in vier Forschungskampagnen, die im Rahmen des Europäischen Projektes *COASTLOOC* durchgeführt wurden. Die Expeditionen sind:

- FS Victor Hensen 01.04.97 - 26.04.97 Bremerhaven - Las Palmas
Nur acht der dreiundvierzig vermessenen Stationen lagen in Küstengewässern.
- FS Thetis II 27.09.97 - 10.10.97 Nizza - Nizza
Die 48 Stationen lagen im Mündungsgebiet der Rhone und im Golf von Lion.
- FS Poseidon 237/5 01.05.98 - 17.05.98 Las Palmas - Kiel
Die Arbeitsgebiete und Stationen sind im Anhang in Tab. A.1 und dem dort vorliegendem Kartenmaterial dokumentiert.
- FS Heincke 98/9 14.09.98 - 24.09.98 Cuxhaven - Kiel
Die Arbeitsgebiete befanden sich in der Deutschen Bucht und in der Oderbucht vor Rügen. Die Anfangs- und Endpunkte der Schnitte sind im Kartenmaterial im Anhang in Abb. B dokumentiert.

Da das Material der ersten Ausfahrt mit der Victor Hensen sehr gering ist - es wurden nur acht Stationen im Küstenbereich angefahren - werden nur Daten der letzten drei Fahrten vorgestellt. Der mit Abstand ausführlichste Datensatz ist auf der Poseidon bestimmt worden. Auf dieser Fahrt wurden die Pigmente der Algen und der Schwebstoff von zwei Gruppen getrennt voneinander aus derselben Schöpferprobe bestimmt. Darüber hinaus wurden für Absorption und Fluoreszenz mit Laborgeräten Vergleichswerte gemessen, die zur Überprüfung der in situ-Daten dienen sollen. Um die Einschätzbarkeit der Daten zu erhöhen, soll in diesem Kapitel ein Abschnitt über die Kalibrierung der Daten und ein allgemeiner Vergleich vorweggenommen werden. Die gezeigten Ergebnisse sind der Poseidonfahrt entnommen. Für die Daten der anderen Ausfahrten wurden die Messergebnisse entsprechend verglichen und kalibriert.

6.1 Kalibrierung und Bewertung der Messungen

Grundsätzlich ist anzumerken, daß die gemessenen Daten in zwei sog. 'Casts' ermittelt wurden. Damit ist gemeint, daß zuerst mit den in situ Geräten ein Profil in der Wassersäule aufgenommen wurde, ca. 15 - 20 Min., danach wurden die Wasserschöpfer mit einer anderen Winde zu Wasser gelassen und in den entsprechenden Tiefen geschlossen. Dies kann zur Folge haben, daß die Messungen der beiden 'casts' nur schlecht miteinander übereinstimmen, da der Wasserkörper sich durch Strömungen oder Verdriften des Schiffes ändern kann.

6.1.1 Gelbstoff

Gelbstoff wurde mit mehreren Methoden bestimmt. Die Meßmethoden sind:

- In situ Fluoreszenz vom Mehrkanalfluorometer der AG APO/LAS der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg. Die angegebene Fluoreszenz ist auf die Blitzlampenintensität, die durch eine Photodiode gemessen wird, normiert. Eine mögliche Raman-Normierung der Daten wird in diesem Abschnitt diskutiert.
- In situ Attenuationskoeffizient von der multispektralen Trübungssonde der AG APO/LAS der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg.
- Absorptionskoeffizienten aus filtrierten Schöpferproben (Photometer Perkin Elmer λ 12). Ergebnisse freundlicherweise zur Verfügung gestellt vom Laboratoire de Physique et Chimie Marines, Villefranche sur Mer.
- Absorptionskoeffizienten aus filtrierten Schöpferproben (Photometer Perkin Elmer λ 18). Da die Daten mit einem leichten Rauschen und einem 'Offset' verbunden sind, wurde ein least square fit benutzt der durch

$$a_y = a(\lambda_0)e^{-S(\lambda-\lambda_0)} + b \quad (6.1)$$

bestimmt ist. $a(\lambda_0) = a(400\text{nm})$ gibt den Absorptionskoeffizienten bei 400 nm wieder und S ist der sog. *slope*-Parameter. Der 'Offset' b ist abhängig von der Zeit, die seit der letzten Nullmessung vergangen ist, bei der das Gerät mit Reinstwasser kalibriert wurde.

- Fluoreszenzmessungen an unfiltrierten Schöpferproben (Fluorometer Perkin Elmer LS 50). Die gemessenen Spektren wurden wie in [Determann 1994, Determann 1996] verrechnet. Kern dieser Vorgehensweise ist es die Fluoreszenz von Gelbstoff bzw. Chlorophyll auf die Ramanstreuung zu normieren. Damit wird erreicht, daß der auf diese Weise bestimmte Meßwert auf das Probevolumen und die dortige Bestrahlungsintensität normiert ist. Die Einheiten der Meßgrößen sind m Raman $(\text{nm})^{-1}$ für die Gelbstofffluoreszenz und m Raman bei der Chlorophyllfluoreszenz.

- Vom vorherigem Fahrabschnitt (Poseidon 237/4) steht eine Verdünnungsreihe zur Verfügung, die mit dem Perkin Elmer LS 50 und dem in situ Fluorometer bestimmt wurde.
- Außerdem wurden vom Forschungszentrum GKSS Proben genommen, die auf ihren DOC (**D**issolved **O**rganic **C**arbon) Gehalt untersucht wurden. Erfahrungsgemäß korrelieren die DOC Daten gut mit Gelbstoffdaten, jedoch nur dann, wenn der Wasserkörper nicht lange (d. h. in einer Größenordnung von Tagen) der ultravioletten Strahlung der Sonne ausgesetzt war. Dies ist auf dem offenen Ozean der Fall, wo es nur zu einem sehr geringen Austausch an der Thermocline kommt. Das in der Deckschicht vorliegende DOC wird durch die Sonnenstrahlen 'ausgebleicht'. Durch diesen als photobleaching bezeichneten Effekt verliert das DOC seine optischen Eigenschaften und kann optisch nicht mehr bestimmt werden. Da die hier vorliegenden Messungen aus Küstengebieten stammen, besteht diese Gefahr nicht.

In Abb. 6.1 sind die berechneten Absorptionskoeffizienten aus den Attenuationsdaten gegen die Absorptionskoeffizienten aus den Daten des Laborphotometers (Perkin Elmer $\lambda 18$) dargestellt. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ist mit 1.04 als gut zu bezeichnen, weniger gut ist dagegen ein 'Offset' von ca. 0.16, der nicht mehr innerhalb der Standardabweichung von 0.08 liegt. Werden die berechneten Absorptionskoeffizienten mit den Daten des Perkin Elmer $\lambda 12$ verglichen, so ergibt sich ein 'Offset' der mit 0.08, nur noch halb so groß ist. Der 'Offset' kann mehrere Ursachen haben:

1. Die Messungen mit dem Photometer sind an filtrierten Wasserproben durchgeführt worden, um die Streuung an Partikeln auszuschließen. Erfahrungsgemäß 'färbt' sich ein Filter bei der Filtration leicht ein, dieser Effekt ist zwar bekannt, aber nicht quantifizierbar.
2. Beide Geräte wurden mit Reinstwasser kalibriert. Da das Wasser nicht identisch war, kann die abgeleitete Gelbstoffkonzentration verschieden gewesen sein. Dieser Effekt ist etwa um einen Faktor von ca. 10 kleiner als der aufgetretene Fehler.
3. Die Basisspektren für Chlorophyll und/oder mineralisches Material können fehlerhaft sein. Dieses sollte sich bei den Vergleichen mit den 'klassischen' Methoden bemerkbar machen.

In Abb. 6.2 ist ein Vergleich der Laborfluoreszenzdaten mit den in situ Fluoreszenzdaten dargestellt. Wird bedacht, daß die beiden Messungen ca. 20 Minuten auseinanderliegen, so sind die Daten mit einem Korrelationskoeffizienten von $r = 0.95$ sehr gut miteinander vergleichbar. Der 'Offset' des in situ Fluorometers ist auf den Dunkelstrom des im Gerät eingebauten Photomultipliers zurückzuführen. Um einen Anhaltspunkt für den Fehler zu bekommen der durch das

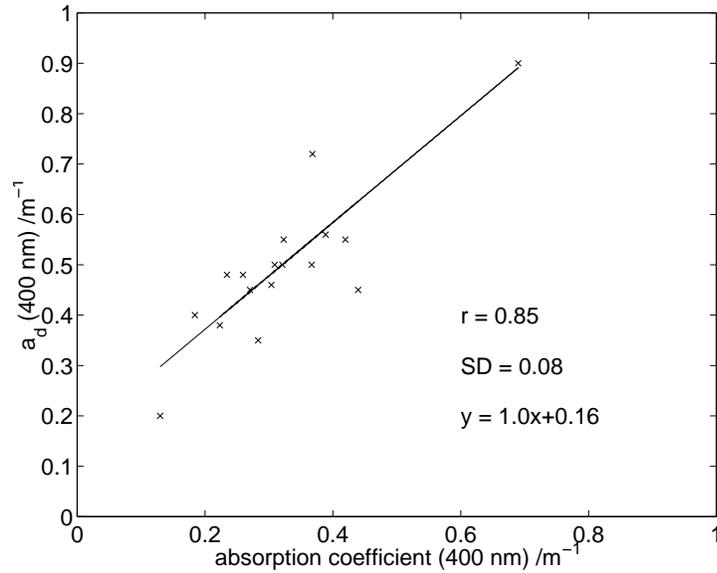


Abbildung 6.1: Darstellung der Absorptionskoeffizienten von filtrierten Meerwasserproben gegen Absorptionskoeffizienten, die aus der Dateninterpretation gewonnen wurden. Die dargestellten Daten sind Absorptionskoeffizienten bei auf 400 nm.

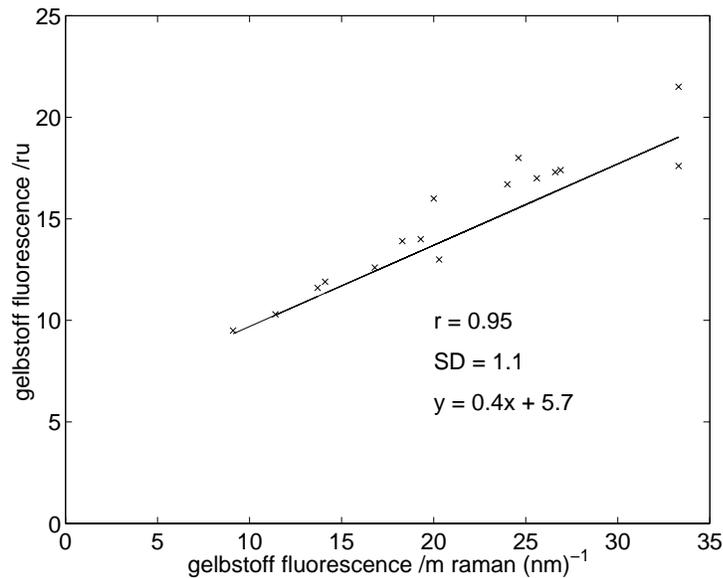


Abbildung 6.2: Darstellung der Gelbstofffluoreszenz aus Labordaten gegen in situ Daten. Die Labordaten sind auf den Ramanpeak und die in situ Daten auf die Blitzlampenreferenz normiert. Anregungswellenlänge ist 270 nm.

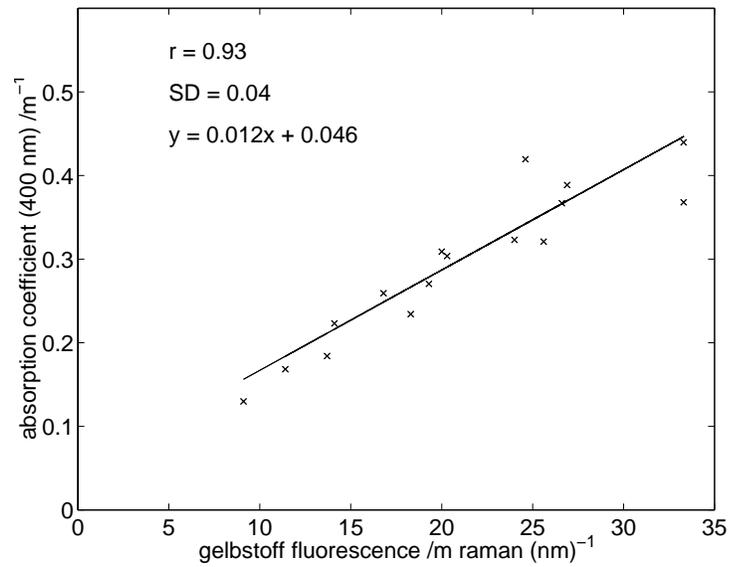


Abbildung 6.3: Darstellung der Absorptionskoeffizienten aus filtrierter Wasserproben bei 400 nm gegen Gelbstofffluoreszenz aus Labordaten (Anregungswellenlänge 270 nm)

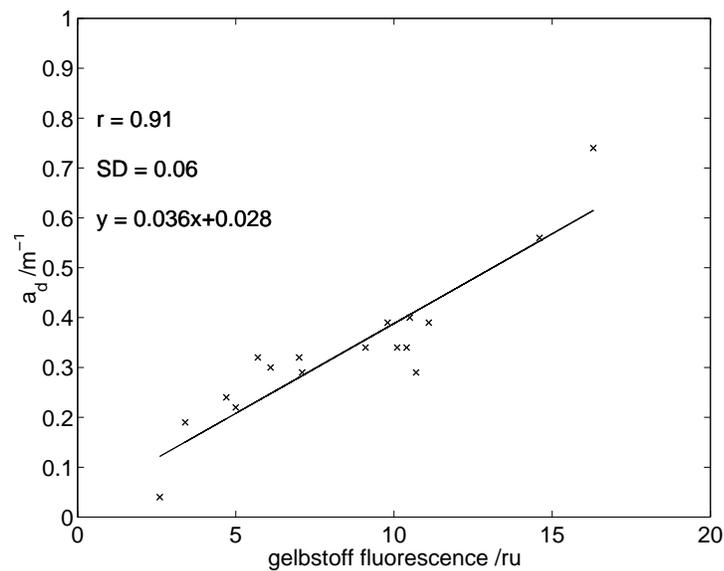


Abbildung 6.4: Darstellung der Absorptionskoeffizienten die aus der Dateninterpretation gewonnen wurden gegen in situ Fluoreszenzdaten. Anregungswellenlänge für die Fluoreszenzdaten ist 270 nm.

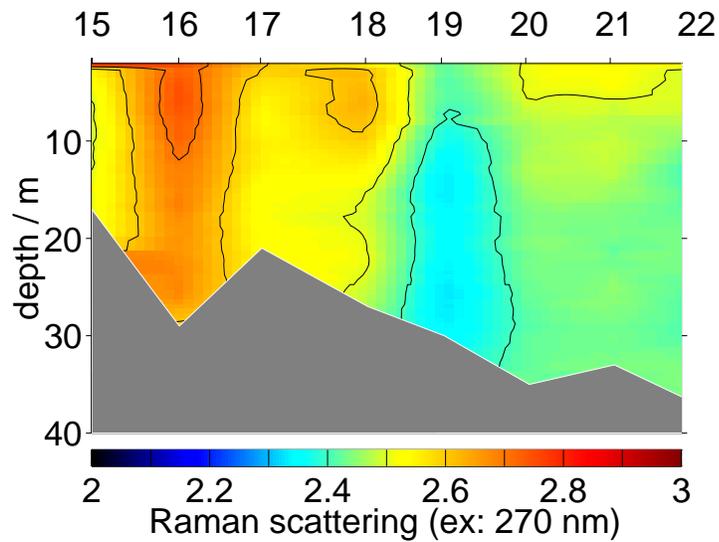


Abbildung 6.5: Daten des 'Ramakanals' des in situ Fluorometers. Dargestellt ist der Schnitt in der Seinebucht. Anregungswellenlänge ist 270 nm.

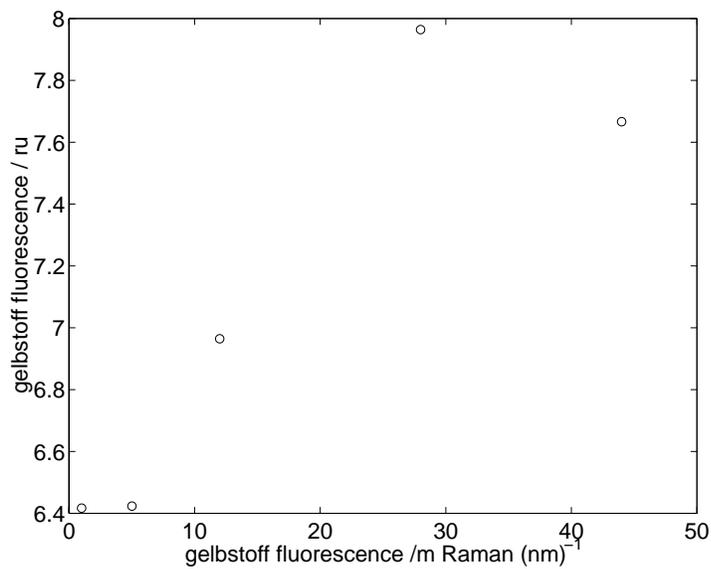


Abbildung 6.6: Verdünnungsreihe mit Huminstoff, durchgeführt während Poseidon 237/4 am 29.04.98.

Verdriften des Schiffes entsteht, sollen die in situ Daten und die Labordaten miteinander verglichen werden. In Abb. 6.3 und 6.4 sind die Daten aus den Abb. 6.1 und 6.2 so dargestellt, daß die Messungen der jeweiligen 'Casts' zueinander passen. In Abb. 6.2 ist der Korrelationskoeffizient mit 0.93 etwas höher. Dies ist wie bereits erwähnt dadurch zu erklären, daß es nahezu unmöglich ist mit zwei 'Casts' den identischen Wasserkörper zu vermessen.

Bei der Entwicklung des Mehrkanalfluorometers wurde ein Kanal zur Messung der Ramanstreuung - bei der Anregungswellenlänge von 270nm - definiert. Beim Vergleich dieser Daten mit den Daten der Ramanflächen vom LS50 hat sich jedoch keinerlei Korrelation ergeben. In Abb. 6.5 sind die Daten dieses Kanals in einem Kontourplot dargestellt. Es handelt sich um den in der Seinebucht durchgeführten Schnitt (Stationen 15 - 22) in den Höhenlinien ist die Intensität dargestellt. Es ist nicht plausibel, warum die Intensitäten in Gebieten höherer Schwebstoffkonzentration, nahe der Mündung der Seine, größer sind als im Wasser des Englischen Kanals. Ausführlich wird auf die Schwebstoffsituation in Abschnitt 6.1.3 eingegangen.

Auch die Verdünnungsreihe in Abb. 6.6 kann nicht zu einer Verbesserung der Datenkalibrierung herangezogen werden, da die Daten der Laborfluoreszenz nicht mit denen der in situ Fluoreszenz korrelieren. Nach mündlicher Auskunft von Oliver Zielinskie war die Durchmischung im Probeneimer nicht gewährleistet. Im Protokoll wurde vermerkt, daß der Eimer verschmutzt war. Auch die Proben der GKSS, die auf DOC untersucht wurden, korrelieren mit $r = 0.3$ nur sehr schlecht mit den Fluoreszenzdaten aus dem Labor. Abschließend ist zu sagen, daß die beste Methode, die in situ Fluoreszenzdaten zu kalibrieren, die ist, sie auf die Laborfluoreszenz zu beziehen. Von ihr ist bekannt, daß sie am besten mit der in situ Fluoreszenz korreliert und mit den Absorptionskoeffizienten aus Labor und der Attenuation einen nahezu linearen Zusammenhang bildet. Die Fluoreszenzdaten, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind mit den jeweiligen Korrekturfunktionen verrechnet, die bei den Vergleichen mit den entsprechenden 'Perkin Elmer LS50' Daten gewonnen wurden. Diese Korrekturfunktionen sind verschieden, da das in situ Fluorometer in der Lage ist, mit verschiedenen Hochspannungen an den Photomultipliern zu arbeiten. Die Hochspannungen wurden in jedem Schnitt an der ersten Station optimiert und konstant gehalten, so daß sich für jede benutzte Hochspannung eine Korrekturfunktion bestimmen läßt. Für das hier angebrachte Beispiel in der Seine wird mit einer Korrekturfunktion gearbeitet, die der Umkehrfunktion in Abb. 6.4 entspricht.

6.1.2 Chlorophyll

Auch die Konzentration von Chlorophyll a wurde mit mehreren Methoden bestimmt. Dieses sind:

- Es wurden von zwei Gruppen Proben für eine hochdruckflüssigkeitschromatographische Messung (HPLC **h**igh **p**ressure **l**iquid **c**hromatographie) genommen. Die HPLC-Methode ist eine der zur Zeit gängigen Verfahren, um korrekte Chlorophyllkonzentrationen zu bestimmen. Die Proben wurden von der GKSS in Geesthacht und dem LPCM in Villefranche ausgewertet und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.
- Es stehen ausgewertete Daten der in situ Attenuationskoeffizienten zur Verfügung.
- Es stehen in situ Fluoreszenzdaten zur Verfügung.
- Es stehen Daten von der Laborfluoreszenz zur Verfügung.

In Abb. 6.7 sind die Chlorophyllkonzentrationen dargestellt, die aus den HPLC-Analysen der GKSS und des LPCM bestimmt wurden. Wird bedacht, daß dieses Verfahren eines der anerkanntesten zur 'absoluten' Bestimmung von Chlorophyllkonzentrationen ist, so ist die Korrelation der beiden Datensätze als sehr schlecht zu bezeichnen. Zwar ist der y-Achsenabschnitt mit 0.1 bei einer Standardabweichung von 3.78 praktisch gleich Null, aber die Geradensteigung läßt mit 1.7 keinerlei Rückschlüsse auf die absoluten Konzentrationen zu. Der Ursprung dieser großen Steigung ist sicherlich in der Kalibrierung einer der beiden HPLC-Anlagen zu finden und im Nachhinein korrigierbar. Dieses gilt jedoch nicht für den Korrelationskoeffizienten und die Standardabweichung. Sie zeigen, wie schwierig es ist, die Chlorophyllkonzentration im Meerwasser korrekt zu bestimmen.

Es wurde mit einer Rosette mit acht Schöpfern gearbeitet, von denen jeder einzelne Schöpfer 10 Liter faßte. Zwei bis drei Schöpfer wurden in einer Tiefe geschlossen. Da nur unvollständige Angaben darüber existieren, wer aus welchem Schöpfer eine Wasserprobe genommen hat, kann davon ausgegangen werden, daß die Proben zwar aus einer Tiefe stammen, aber ca. 30 - 100 cm voneinander entfernt sind. Hinzu kommen Fehler, die durch die Verhaltensweisen der filtrierenden Person oder verschiedene Methoden der Probenfixierung bestimmt sind, und die Ergebnisse beeinflussen können. In Abb. 6.8 sind die Labordaten der Chlorophyllfluoreszenz gegen die in situ Daten dargestellt. Bei einer besseren Qualität der Labordaten ließe sich feststellen, welcher der beiden HPLC-Datensätze der bessere ist, dieses ist hier jedoch nicht möglich.

Die Labordaten der Fluoreszenz sind höchstwahrscheinlich wegen der großen Algendurchmesser so verrauscht. Die Optik des LS50 betrachtet dann nicht das statistische Mittel der Algenkonzentration, sondern ist eher durch einzelne Ereignisse beeinflusst. Dieses gilt nicht für das in situ Fluorometer oder die multispektrale Attenuation. Das in situ Fluorometer arbeitet mit einer Abtastfrequenz von 20

Hz, wobei die Optik laufend von frischem Wasser umspült wird. Dies führt zu einer statistischen Mittelung und somit zu besseren Ergebnissen. Die multispektrale Attenuation hat einen Strahldurchmesser von ca. 1cm bei einer Weglänge von 25 – 40cm im Medium. Hier ist es das große Probenvolumen, welches die hohe Variabilität der Einzelmessungen verhindert.

Vorerst können keine Aussagen darüber gemacht werden, welcher der beiden Datensätze aus der HPLC-Analyse, der bessere ist. In dieser Arbeit ist ausschließlich mit den HPLC-Daten der GKSS gearbeitet worden.

In den Abb. 6.9 und 6.10 sind die Daten der beiden in situ Geräte zur Chlorophyllbestimmung gegen die HPLC-Daten aufgetragen. Die für beide Geräte eher mittelmäßigen Korrelationskoeffizienten relativieren sich, wenn das Rauschen der HPLC-Daten bedacht wird. In Abb. 6.11 verbessert sich deshalb der Korrelationskoeffizient beim Vergleich der beiden in situ Geräte erheblich. Für die Chlorophyllkonzentrationen, die aus den multispektralen Attenuationskoeffizienten berechnet wurden, werden die Originaldaten um die Geradensteigung korrigiert. Der y-Achsenabschnitt ist mit 0.1 zu gering, um einen Effekt bei der Visualisierung zu haben. Die in situ Fluoreszenzdaten werden mit der Steigung und dem Achsenabschnitt korrigiert.

6.1.3 Suspendiertes Material

Die Konzentration des Schwebstoffs wurden mit zwei Methoden bestimmt.

- Eine bestimmte Menge Meerwasser wird durch einen ausgewogenen Filter filtriert. Nachdem mit 'etwas' Reinstwasser zum Auswaschen des Salzes gespült wurde, werden die Filter getrocknet und wiederum gewogen. Auf diese Weise soll die biologische Komponente - die in den Zellen im wesentlichen aus Wasser besteht - auf dem Filter diskriminiert werden. Messungen wurden von der GKSS, Geesthacht und dem LPCM, Villefranche durchgeführt und die zwei Datensätze freundlicherweise zur Verfügung gestellt.
- Aus den Daten der multispektralen Attenuation kann das Volumen des transparenten partikulären Materials berechnet werden. Dies geschieht, indem die Jungeverteilung mit dem Volumen einer Kugel multipliziert wird. Das Integral aus Gl. 5.7 lautet dann

$$V_{\text{tp}} = \frac{4}{3} \pi a \int_{\tilde{r}_{\text{min.}}}^{\tilde{r}_{\text{max.}}} \tilde{r}^{-c_j}(r) (r_* \tilde{r})^3 dr. \quad (6.2)$$

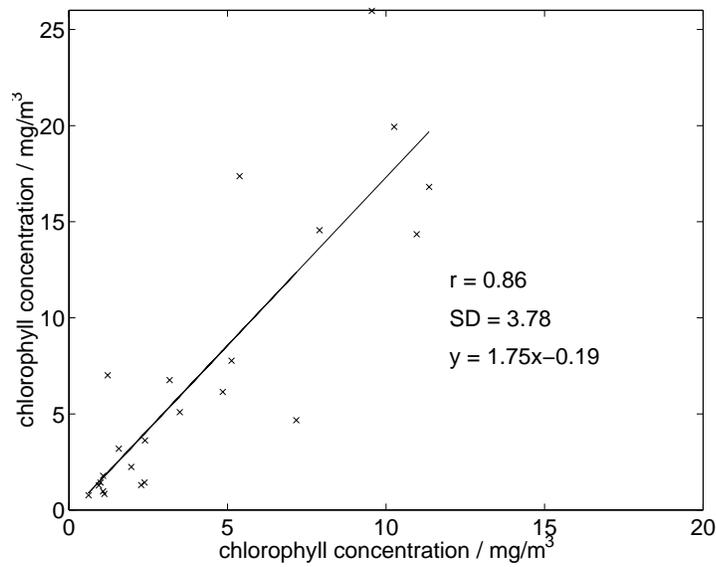


Abbildung 6.7: Vergleich der Chlorophyllkonzentrationen aus zwei getrennten HPLC-Analysen. Die Daten wurden von der GKSS, Geesthacht (y-Achse) und dem LPCM (x-Achse) freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

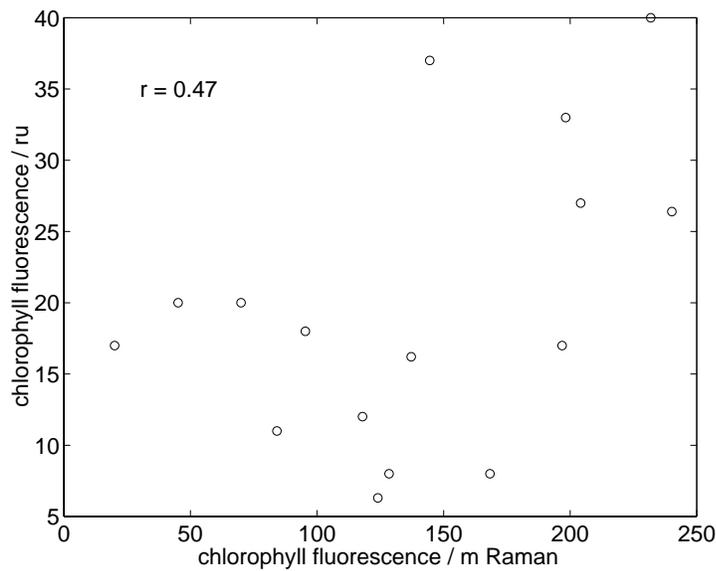


Abbildung 6.8: Vergleich der Fluoreszenzdaten aus dem Labor mit den in situ Daten (Anregungswellenlängen 420 nm, Detektionswellenlängen 680 nm).

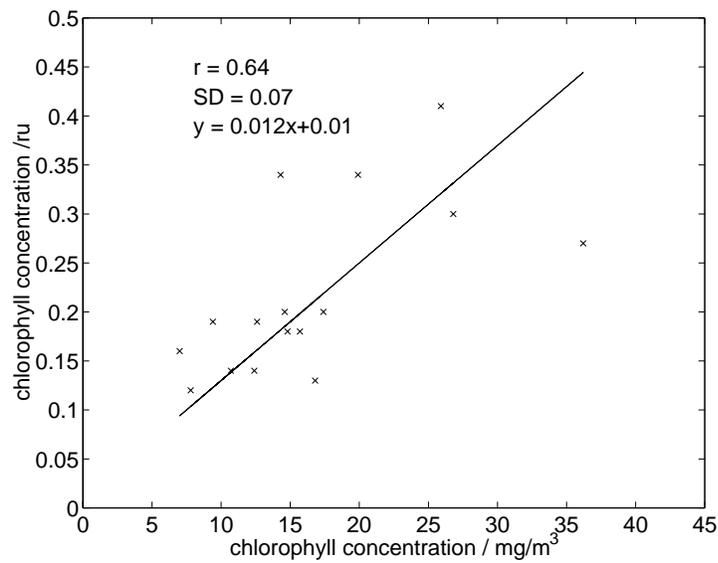


Abbildung 6.9: Vergleich der Chlorophyllkonzentrationen aus der HPLC-Analyse der GKSS mit der Chlorophyllkonzentrationen aus der multispektralen Attenuation

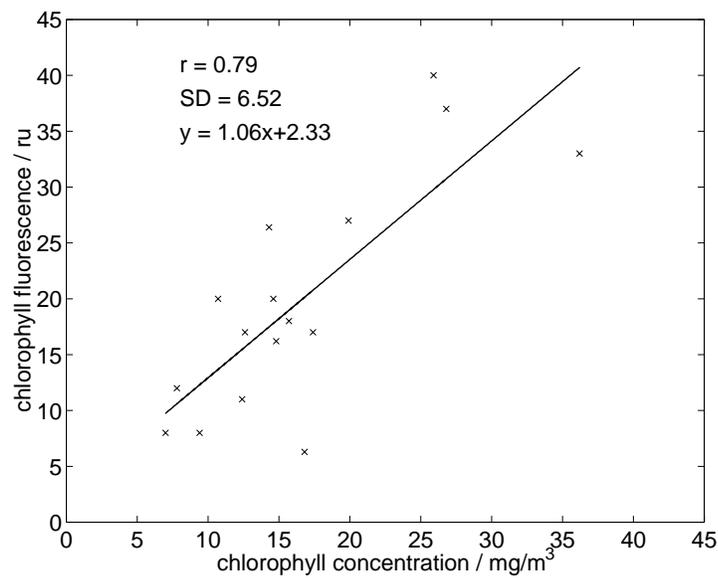


Abbildung 6.10: Vergleich der Chlorophyllkonzentrationen aus der HPLC-Analyse der GKSS mit der in situ Chlorophyllfluoreszenz (Anregungswellenlänge 420 nm, Detektionswellenlänge 680 nm).

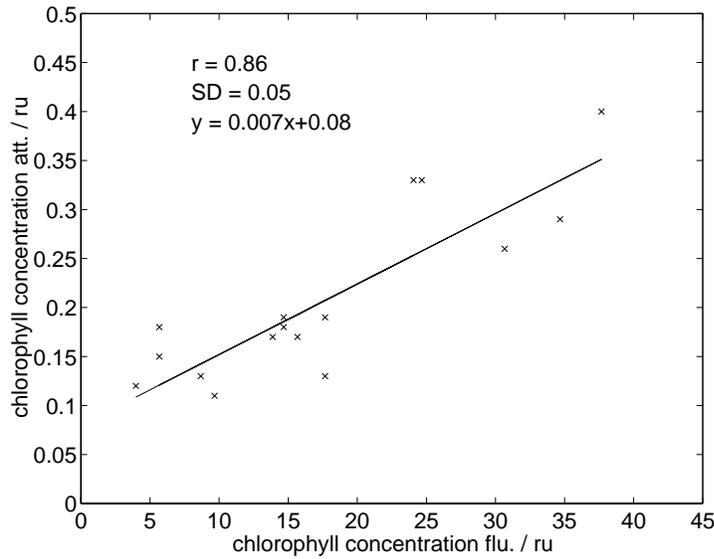


Abbildung 6.11: Darstellung der Chlorophyllkonzentration aus der multispektralen Attenuation gegen die Chlorophyllfluoreszenz. Anregungswellenlänge für die Fluoreszenz ist 420 nm, die Detektion ist bei 680 nm.

Der konzentrationsabhängige Parameter der Jungeverteilung a wird durch Gl. 5.6 bestimmt. Mit den bereits für α festgelegten Integrationsgrenzen von $\alpha_{\min.} = 0.2$ und $\alpha_{\max} = 400$ und den Normierungskonstanten $\lambda_* = 1\text{ nm}$ und $r_* = 1\mu\text{m}$ kann der Volumenanteil pro Einheitsvolumen durch

$$\frac{V_{tp}}{V_*} = \frac{4a}{3} \left(\frac{2\pi}{1000} \right)^{3-c_j} \frac{31.8^{4-c_j} - 0.0159^{4-c_j}}{4-c_j} 10^{-18} \quad c_j \neq 4 \quad (6.3)$$

$$\frac{V_{tp}}{V_*} = \frac{4a}{3} \left(\frac{2\pi}{1000} \right)^{3-c_j} 7.610^{-18} \quad c_j = 4 \quad (6.4)$$

bestimmt werden. Um diese Berechnungen mit den Daten der Filtration vergleichbar zu machen, sind sie im Volumenanteil $\mu\text{l l}^{-1}$ angegeben. Wird davon ausgegangen, daß die Schwebstoffe eine ähnliche Dichte haben wie Wasser, so entspricht $1\mu\text{l l}^{-1}$ einem Trockengewicht von 1 mg l^{-1} .

In Abb. 6.12 ist ein Vergleich der Ergebnisse der beiden Filtrationen dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die auf der Abszisse dargestellten Meßwerte in mehreren Stufen ansteigen, was ein Hinweis auf eine Fehlerquelle sein kann. In Abb. 6.13 ist das berechnete Schwebstoffvolumen gegen die Daten des LPCM dargestellt. Mit einem Korrelationskoeffizienten von $r = 0.91$ stimmen die Daten sehr gut überein; auch die Geradensteigung ist mit 1.05 sehr gut und zeigt, daß die aus der multispektralen Attenuation berechneten Daten ohne eine weitere Normierung

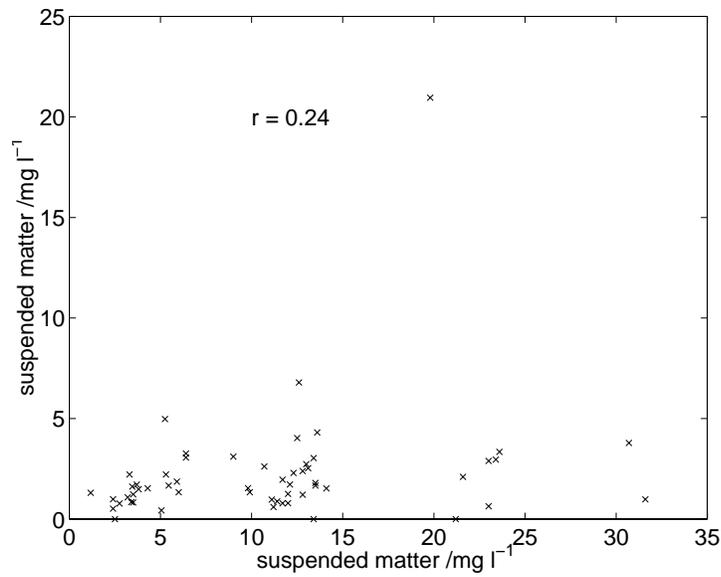


Abbildung 6.12: Vergleich der aus den Filtrationen bestimmten Schwebstoffkonzentrationen (GKSS x-Achse, LPCM y-Achse).

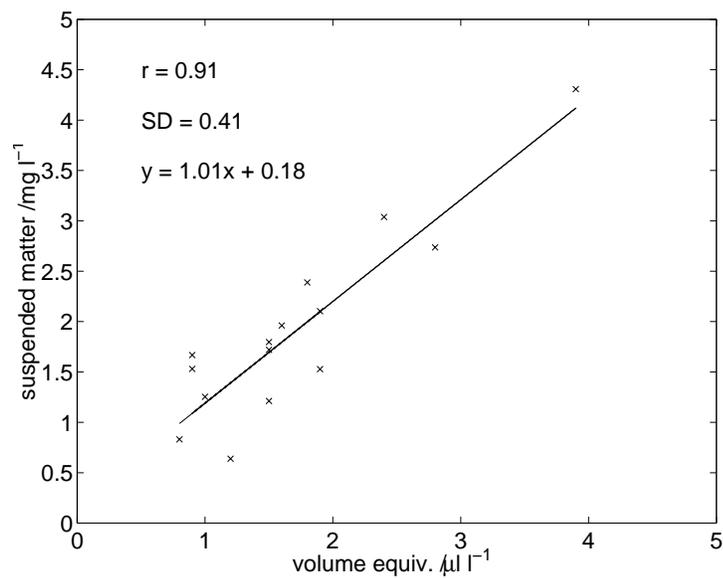


Abbildung 6.13: Vergleich der aus den Daten der multispektralen Attenuation berechneten Schwebstoffkonzentration mit den Daten des LPCM.

eine korrekte Schwebstoffkonzentration liefern. Ein Vergleich einer 'klassischen' Meßmethode des Junge Koeffizienten mit den berechneten Daten liegt nicht vor. Da aber der Junge Koeffizient einen erheblichen Einfluß auf die Schwebstoffkonzentration hat, kann davon ausgegangen werden, daß er nicht mit großen Fehlern behaftet ist.

6.2 Seine

Der im Ausfluß der Seine durchgeführte Schnitt war so angelegt, daß die Gradienten sowohl der hydrographischen als auch der biogeochemischen Parameter sehr hoch sind. Der Schnitt ist im Anhang in Abb. B.3 dargestellt. Er beginnt bei Station 15 ($49^{\circ}29.0'N, 000^{\circ}10.0'W$) mit sehr hohem Einfluß aus der Seine. Das Ende des Schnittes bei Station 22 liegt etwa 15 NM in nördlicher Richtung ($49^{\circ}.45.0'N, 000^{\circ}.10.2'W$).

6.2.1 Hydrographie

Temperatur und Salzgehalt sind in Abb. 6.14 und 6.15 dargestellt. Insbesondere im Salzgehalt ist der Einflußbereich der Seine sehr gut zu erkennen. Das salzärmere Flußwasser verläßt in westlicher Richtung die Mündung, wird aber von der allgemein vorherrschenden östlichen Strömung des englischen Kanals in einen nordöstlichen Bogen gezwungen. Am Ende des Schnittes ist mit einem Salzgehalt von 34.8 im tieferen Wasser das Niveau des Salzgehaltes der Biscaya, welcher mit 35.6 bestimmt wurde, nur leicht abgeschwächt und liegt über den in der Nordsee gemessenen Werten (Höhe Helgoland 33.5). Es kann also davon ausgegangen werden, daß das tiefe Wasser in der Höhe von Station 22 aus dem Atlantik einströmt.

6.2.2 Fluoreszenz und Attenuation

Schon bei Ankunft in der Seinebucht war mit dem Auge zu erkennen, daß eine Algenblüte stattgefunden hatte. An den ersten Stationen befand sich ein brauner schmieriger Belag auf dem Wasser, der als abgestorbenes Phytoplankton identifiziert wurde. Mit zunehmendem Abstand vom Einflußbereich der Seine verringerte sich diese Schicht und ab Station 18 war der Film nicht mehr vorhanden. Es wurde vermutet, daß die Algenblüte bereits vorüber sei, dies wurde jedoch bei der späteren Auswertung der Meßdaten nicht bestätigt. In den Abb. 6.16 und 6.17 sind die Chlorophyllkonzentrationen dargestellt, die aus der Fluoreszenz und der multispektralen Attenuation bestimmt wurden. Es zeigt sich ein ausgeprägtes Chlorophyllmaximum bei Station 18 mit Werten von $30 - 40 \mu g/l$. Dieses Maximum ist eingebettet in ausgesprochen hohe Chlorophyllkonzentrationen an den ande-

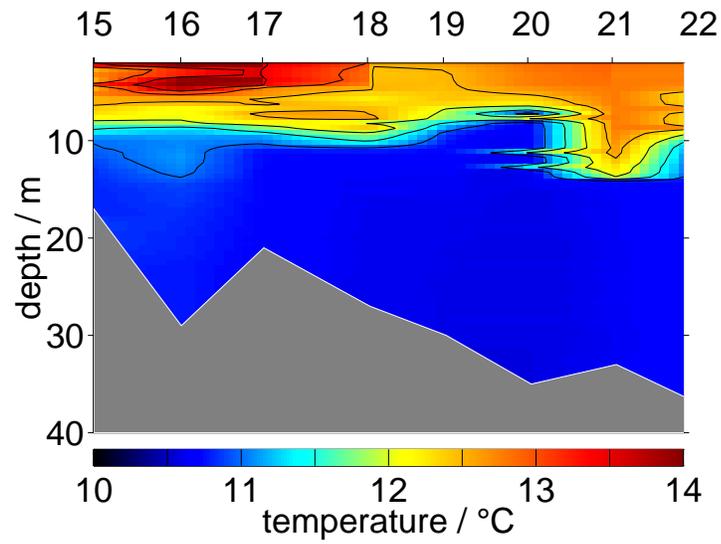


Abbildung 6.14: Temperaturverteilung im Mündungsgebiet der Seine.

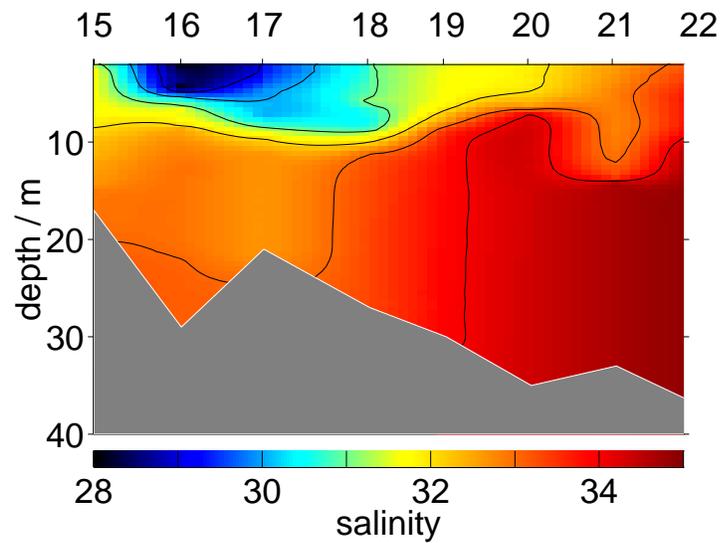


Abbildung 6.15: Verteilung des Salzgehaltes im Mündungsgebiet der Seine.

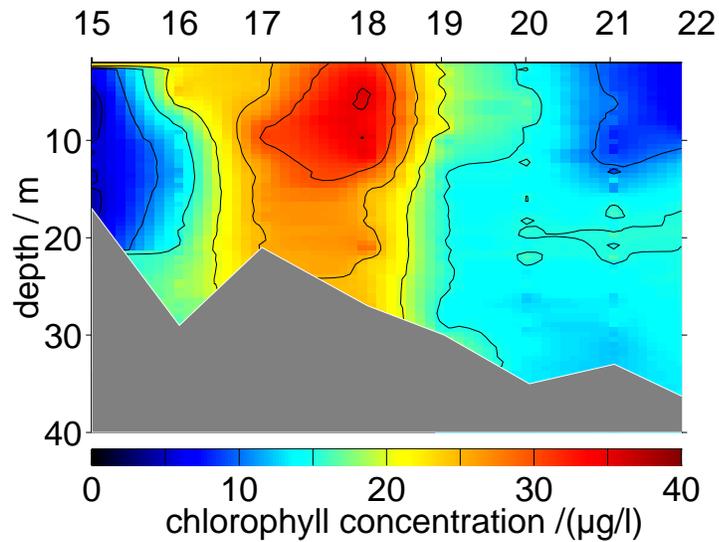


Abbildung 6.16: Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.

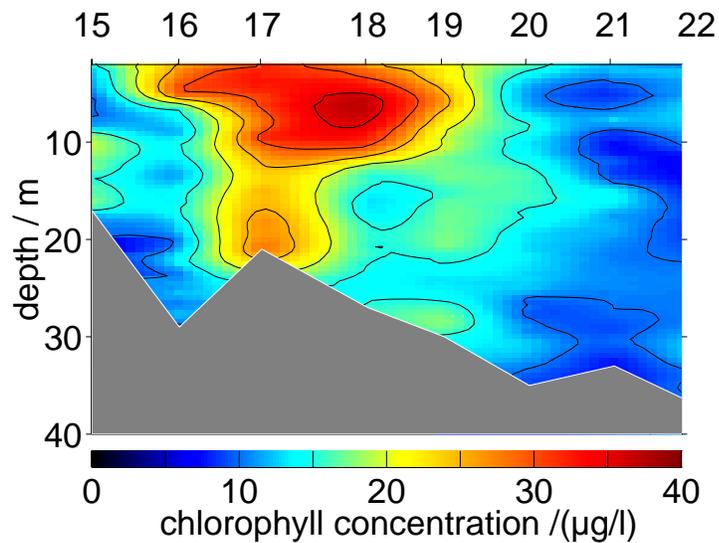


Abbildung 6.17: Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

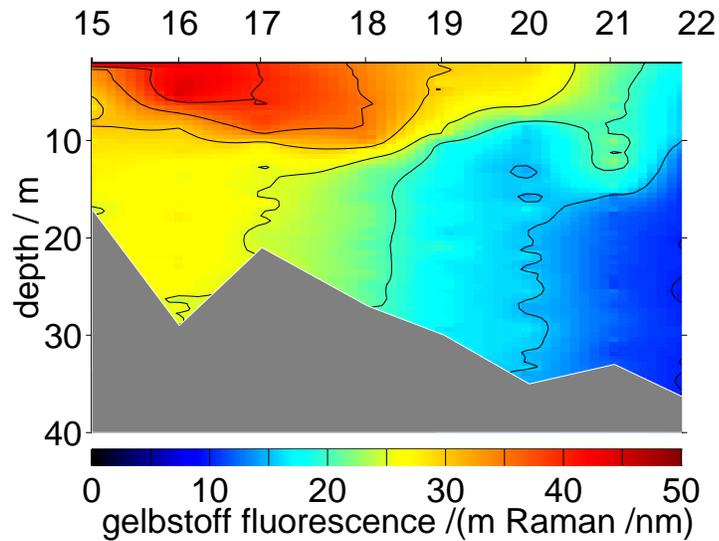


Abbildung 6.18: Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der Gelbstofffluoreszenz.

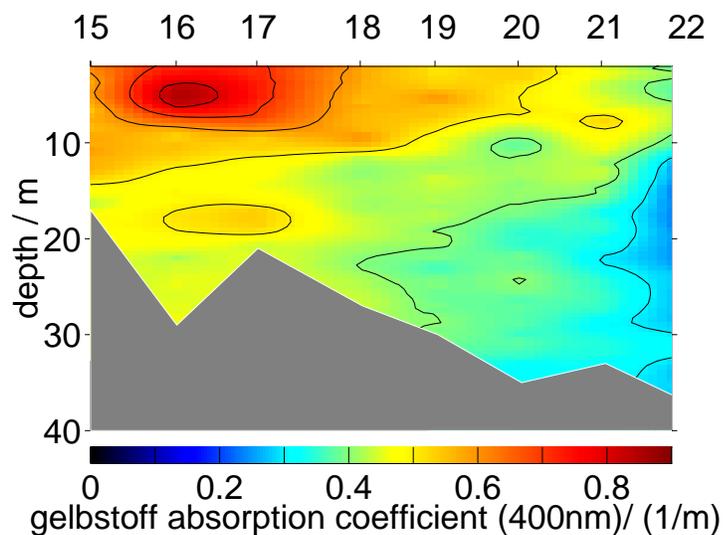


Abbildung 6.19: Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Mündungsgebiet der Seine, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

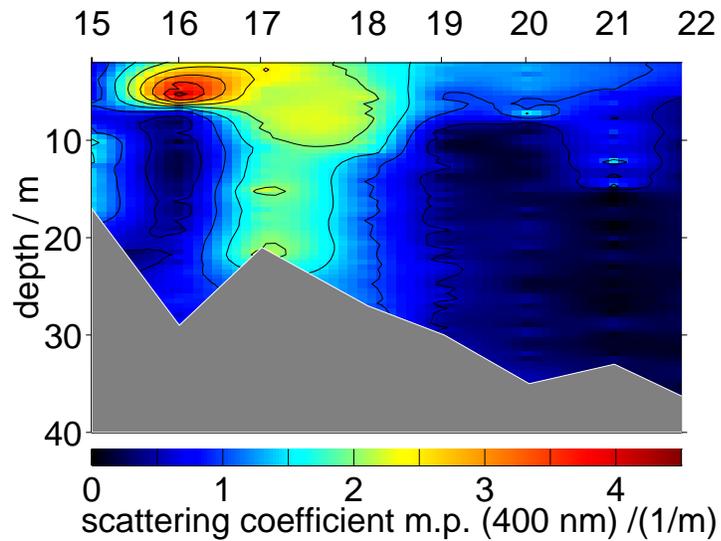


Abbildung 6.20: Verteilung des Streukoeffizienten der mineralischen Fraktion im Mündungsgebiet der Seine; die Daten wurden für 400 nm aus den Daten der multispektralen Attenuation berechnet.

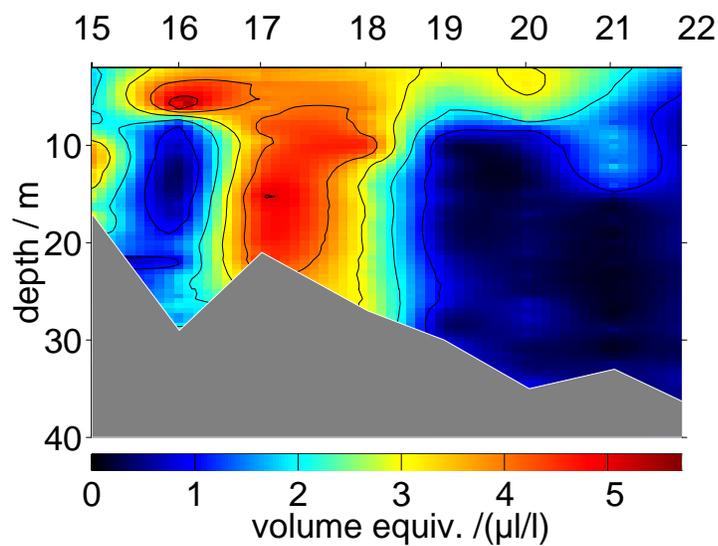


Abbildung 6.21: Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion im Mündungsgebiet der Seine, die Daten wurden aus den Meßwerten der multispektralen Attenuation berechnet.

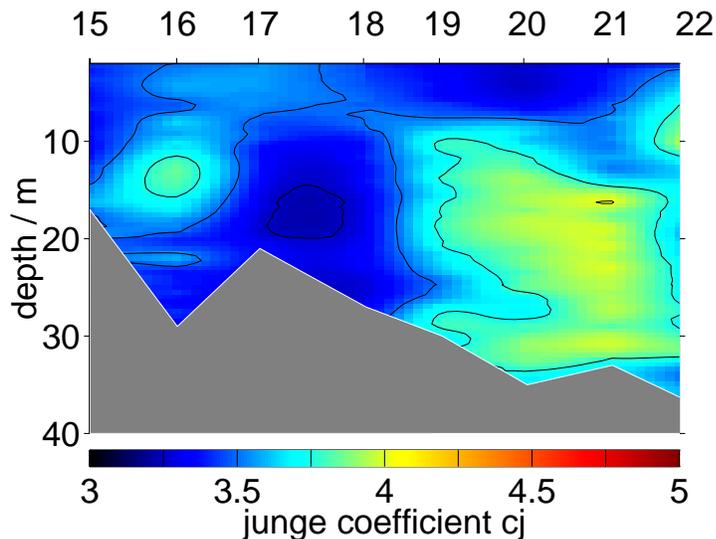


Abbildung 6.22: Verteilung des Junge Koeffizienten im Mündungsgebiet der Seine.

ren Stationen.

Es gibt einen leichten Unterschied in der Beurteilung der Konzentrationen. Die Daten der Fluoreszenz deuten an, daß die Chlorophyllkonzentrationen bei Station 18 in einer Tiefe von etwa 18 m höher sind als die Daten aus der multispektralen Attenuation. Eine Möglichkeit, diese Differenz zu erklären, liegt im Photosyntheseapparat des Phytoplanktons. Er ist in der Lage, sich an die äußeren Lichtverhältnisse optimal anzupassen [Günther 1984, Terjung 1989]. Bei geringen Lichtintensitäten können sog. Antennenpigmente aktiviert werden, von denen die Energie strahlungslos zu den Reaktionszentren der Photosysteme geleitet wird, wo die Ladungstrennung erfolgt. So werden beispielsweise im Photosystem II, welches der Fluoreszenz von 680 nm entspricht, zwei Elektronen in einen angeregten Zustand gehoben. Das sich durch die Energieaufnahme in einem angeregten Zustand befindliche Chlorophyll a-Molekül besitzt jetzt ein geringeres Redoxpotential als im Grundzustand, so daß ein primärer Elektronenakzeptor (Phaeophytin für P680) reduziert werden kann. Hat diese Reduktion noch nicht stattgefunden, so muß bei einer weiteren Anregung die Energie in Form von Fluoreszenz wieder abgegeben werden. Finden - bedingt durch die vielen aktivierten Antennenpigmente - sehr viele Anregungsereignisse statt, so ist es wahrscheinlicher, daß das angeregte Chlorophyll a-Molekül die Energie wieder als Fluoreszenz abgibt. Dies hat zur Folge, daß die Fluoreszenzquantenausbeute steigt und die Chlorophyllkonzentration überschätzt wird. Da mit den Wasserschöpfern nur die Oberfläche und 10 m Tiefe beprobt wurden kann im Nachhinein nicht gesagt werden, ob dieser Effekt

zum tragen kommt.

In Abb. 6.18 und 6.19 ist die von beiden Geräten gemessene Gelbstoffkonzentration dargestellt. Die Meßdaten zeigen deutlich den hohen Eintrag von Gelbstoff aus dem Fluß. Wie es für den Küstenbereich zu erwarten ist, korreliert die Gelbstoffkonzentration sehr gut mit dem Salzgehalt des Wassers. Aus den Absorptionmessungen im Labor ist ein S-Wert von $S = 0.017 \pm 0.001$ bestimmt worden, der bis Station 22 stabil ist.

Die Streukoeffizienten und Volumina der mineralischen Partikel sind in Abb. 6.20 und 6.21 dargestellt. In den beiden Grafiken ist deutlich zu erkennen, daß das Volumen der Partikel nicht linear mit dem Streukoeffizienten verbunden ist. Der Unterschied in den beiden Größen wird durch den Jungekoeffizienten in Abb. 6.22 hervorgerufen. Bei kleinen Jungekoeffizienten von 3 – 3.5 verringert sich das Verhältnis der kleinen Partikel zu den größeren. Bei der Volumenberechnung ist dieser Effekt ausschlaggebend.

6.2.3 Strahlungsfeld

In den Abb. 6.23 und 6.24 sind die skalaren Irradianzen über die Tiefe und die Wellenlänge dargestellt. Wegen einer fehlenden Decksreferenz und den leicht diesigen Wetterbedingungen sind die absoluten Meßwerte nicht für einen Vergleich geeignet. Eine qualitative Diskussion der beiden Stationen ist jedoch sehr wohl möglich.

Im blauen Spektralbereich ist deutlich die hohe Gelbstoff- und Chlorophyllabsorption zu erkennen. Sie führt zu einer Veränderung der Wasserfarbe in allen Tiefen. Auch das Maximum der Irradianz wird von ca. 450 nm nach 550 nm in den roten Spektralbereich verschoben.

Deutlich ist bei Station 17 die Chlorophyllfluoreszenz bei ca. 680 nm als lokales Maximum zu erkennen. Bei Station 22 ist diese Erhöhung in der skalaren Irradianz, wegen der deutlich niedrigeren Chlorophyllkonzentrationen, nur sehr leicht ausgeprägt.

6.3 Nordsee

In der Nordsee wurden drei Arbeitsgebiete untersucht. Sie sind im Anhang B.1 als Rhein, Humber und Deutsche Bucht bezeichnet.

Arbeitsgebiet Humber

Das Gebiet Humber ist durch einen hohen Anteil an suspendiertem Material ge-

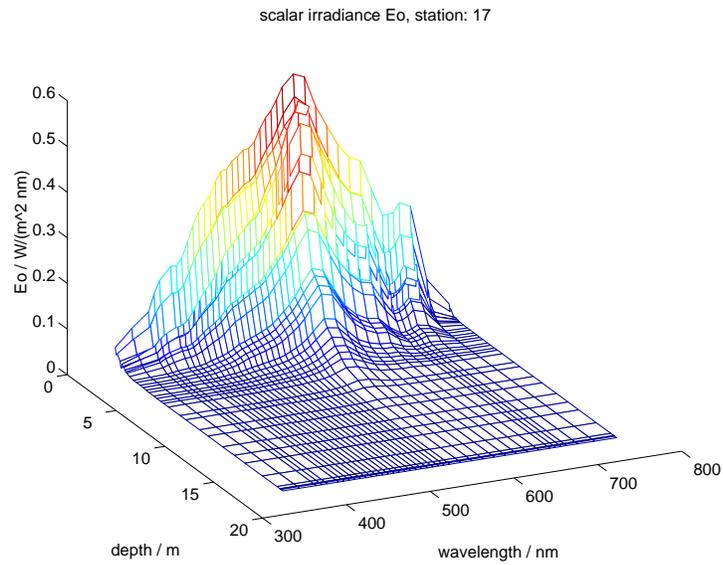


Abbildung 6.23: Skalare Irradianz an der Station 17 im Mündungsgebiet der Seine

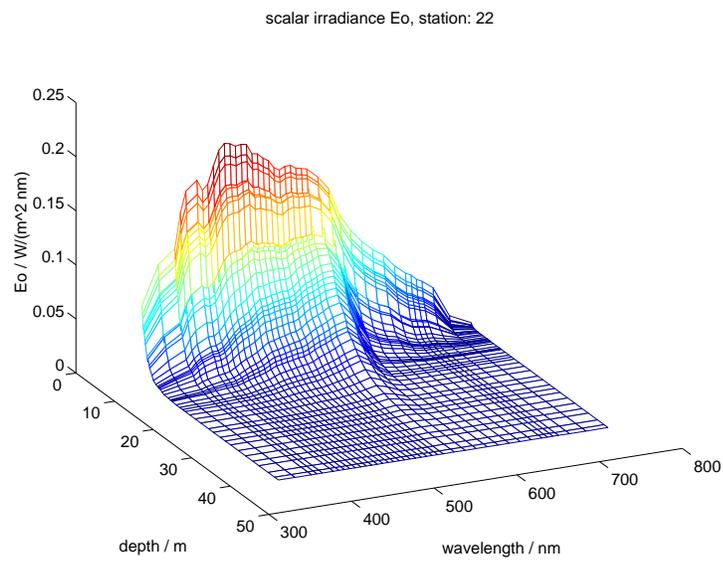


Abbildung 6.24: Skalare Irradianz an der Station 22 im Mündungsgebiet der Seine

kennzeichnet. Dieses ist auf Seekarten an häufig auftretenden 'Sänden' zu erkennen [BSH 1998]. Die Gebiete Rhein und Deutsche Bucht sind durch hohe Konzentrationen sowohl von Gelbstoff als auch von suspendiertem Material gekennzeichnet. Die Situation in den Ausflüssen des Rheins soll hier nur kurz umrissen werden, weil das viele Bildmaterial sonst den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Arbeitsgebiet Rhein

Die Situation im Ausfluß des Rheins war durch eine hohe Konzentration an Phytoplankton $\approx 10\mu\text{g/l}$ gekennzeichnet und durchaus mit der Situation in der Seinebucht vergleichbar. Die Verteilung läßt sich anhand von Abb. 6.25 beschreiben. Das vom Rhein ausfließende Wasser ist gut durch seinen niedrigeren Salzgehalt zu erkennen. Zwischen Station 35 und 36 gab es eine ausgeprägte Front. Ein Chlorophyllmaximum erstreckte sich von Station 33 bis 35 ab einer Tiefe von ca. 8 m bis herunter zum Boden. Geringere Chlorophyllkonzentrationen ($\approx 1\mu\text{g/l}$) sind bei den Stationen 30 bis 32 zu finden. Größere Schwebstoffkonzentrationen

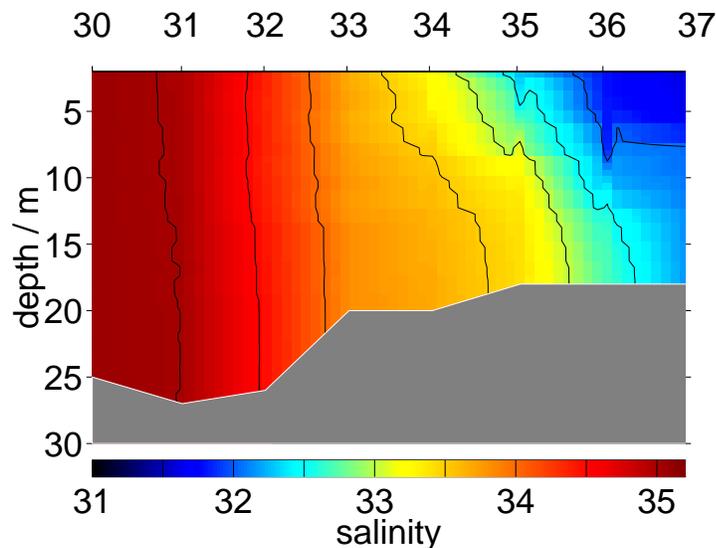


Abbildung 6.25: Verteilung des Salzgehaltes im Arbeitsgebiet des Rheins

sind bei den Stationen 33 bis 37 zu finden. An der Oberfläche betragen sie 2 - 3 mg/l und steigen zum Boden etwa um 1 mg/l an.

Arbeitsgebiet Deutsche Bucht:

Bei Ankunft in der Deutschen Bucht (Höhe Borkum) wurde festgestellt, daß die Wasseroberfläche durch intensive Schaumbildung bei geringen Windstärken (1-2 Beaufort) gekennzeichnet ist. Da dieser Schaum ein erhebliches Problem bei der Bestimmung der aufwärtsgerichteten Radianz, die das Wasser verläßt, dar-

stellt, wurde mit den Kollegen von der GKSS vereinbart, zunächst einen kleinen (3 Stationen) Schnitt vor Borkum zu machen, um danach Regionen in der Deutschen Bucht zu suchen, bei denen die Schaumbildung nicht so intensiv ausgeprägt ist. Aus diesem Grunde steht aus der Deutschen Bucht nur ein Schnitt zur Verfügung. Die restlichen Stationen liegen im Bereich Feuerschiff Deutsche Bucht bis Feuerschiff Elbe 1. Da der Bereich der Deutschen Bucht um Helgoland und der Elbmündung bereits in [Barth 1997/1] beschrieben wurde, werden von dort hier keine Daten vorgestellt. Lediglich auf den vor Borkum durchgeführten Schnitt soll hier näher eingegangen werden.

6.3.1 Hydrographie

Arbeitsgebiet Humber:

Das Arbeitsgebiet Humber in den Abb. 6.26 und 6.27 ist durch extrem niedrige Gradienten im Salzgehalt und der Temperatur gekennzeichnet. Schichtungen oder identifizierbare Wasserkörper sind in den hydrographischen Daten nicht zu erkennen.

Arbeitsgebiet Deutsche Bucht:

In den Abb. 6.28 und 6.29 sind die hydrographischen Daten aus einem Schnitt vor Borkum dargestellt. An den inselnahen Stationen ist ein Absinken des Salzgehaltes zu erkennen. Diese geringeren Werte werden sowohl von der Ems als auch durch den entfernteren Einfluß des Rheins hervorgerufen [Damm 1997] und bilden gemeinsam mit dem Ausfluß der Elbe ein Gebiet niedrigeren Salzgehaltes (um $S \approx 33$) welches sich über Helgoland bis an die dänische Küste ($\approx 56^\circ N$) hinzieht. Durch einen höheren Salzgehalt ist bei Station 46, in einer Tiefe von 10 – 20 m, ein Teil des Wasserkörpers zu erkennen, der sich aus dem englischen Kanal bis in die Deutsche Bucht zieht. Die Temperaturverteilung zeigt ein beinahe identisches Verhalten, wobei den niedrigeren Salzgehalten höhere Temperaturen zugeordnet sind.

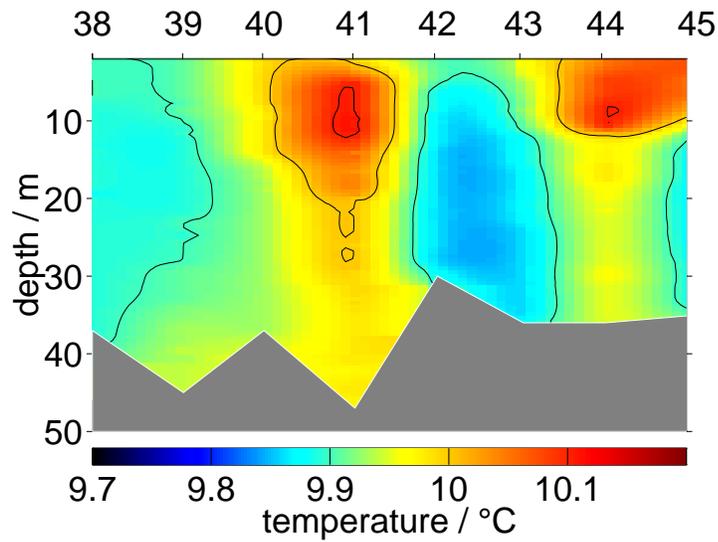


Abbildung 6.26: Temperaturverteilung im Arbeitsgebiet Humber.

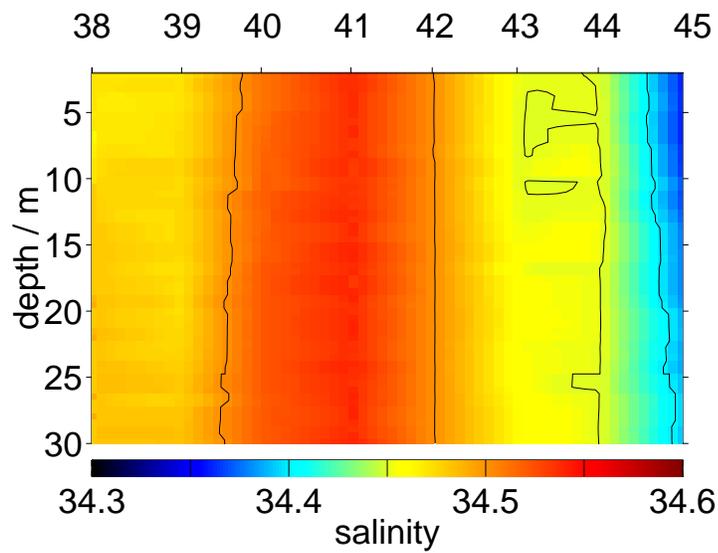


Abbildung 6.27: Verteilung des Salzgehaltes im Arbeitsgebiet Humber.

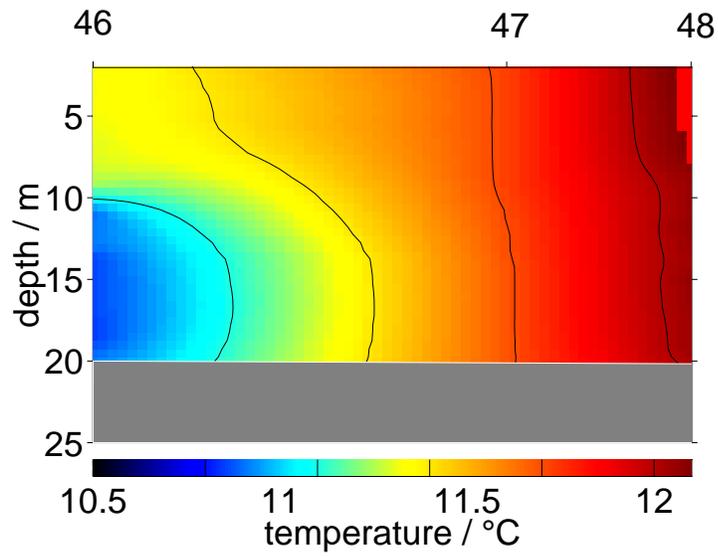


Abbildung 6.28: Temperaturverteilung vor Borkum.

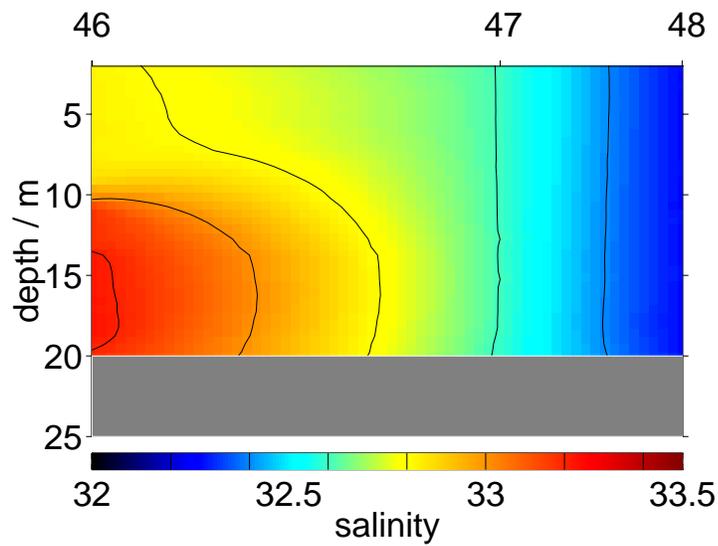


Abbildung 6.29: Verteilung des Salzgehaltes vor Borkum.

6.3.2 Fluoreszenz und Attenuation

Die Chlorophyll- und Gelbstoffdaten aus der Nordsee sind in den Abbildungen 6.30 bis 6.37 dargestellt.

Chlorophyllkonzentrationen im Arbeitsgebiet Humber:

Im Arbeitsgebiet Humber treten die hohen Chlorophyllkonzentrationen in einzelnen in der Wassersäule auftretenden Flecken zutage. Diese sog. 'patchiness' wird in diesem Gebiet durch die fehlenden Dichtegradienten hervorgerufen. Die Ausdehnung dieser Flecken in horizontaler Richtung wird von den Darstellungen in den Abb. 6.30 und 6.31 falsch wiedergegeben. Es wurde ein Kriging [Milchers 1997] Algorithmus verwendet, der die an den Stationen gemessenen Konzentrationen mit den Nachbarstationen interpoliert. Da sich hier zwar immer wieder hohe, aber vertikal nur sehr kleine Chlorophyllmaxima ergeben, ist davon auszugehen, daß die horizontale Ausdehnung in der gleichen Größenordnung liegt. In den beiden Abbildungen wird die horizontale Ausdehnung dieser Flecken deutlich überschätzt. Da aber keine Profile mit kleineren Stationsabständen vorliegen, können für die biologischen Daten keine genaueren Abschätzungen gegeben werden.

Chlorophyllkonzentrationen im Arbeitsgebiet Deutsche Bucht:

Der Unterschied in der Tiefenverteilung zwischen den beiden Grafiken (Abb. 6.32 und 6.33) ist dadurch bedingt, daß es sich bei den Fluoreszenzprofilen um Hiefprofile und bei den Attenuationsprofilen um Fierprofile handelt. Dies hat einen Versatz von etwa zwei bis fünf Metern zur Folge.

Die Chlorophyllkonzentrationen an der Oberfläche und im salzärmeren inselnahe Wasser beträgt hier teilweise unter $1\mu\text{g/l}$. Zusammengenommen mit der auf der Oberfläche beobachteten Schaumbildung kann davon ausgegangen werden, daß eine Algenblüte stattgefunden hat. Dies stimmt mit den typischen Zeiten von Ende April bis Anfang Mai für die Frühjahrsblüten in der Deutschen Bucht überein. Nur das tiefere Wasser an Station 46 ist noch durch höhere Chlorophyllkonzentrationen gekennzeichnet. Die hohen Phytoplanktonkonzentrationen werden aus südwestlicheren Gebieten, wie sie beispielsweise in den Gebieten des Rheins und der Seine beobachtet wurden, durch die nordöstlich vorherrschenden Strömungen herantransportiert.

Gelbstoffkonzentrationen im Arbeitsgebiet Humber:

Die Gelbstoffkonzentration im Arbeitsgebiet Humber ist, wie schon die hydrographischen Daten, durch sehr niedrige Gradienten bestimmt. Mit ca. $0.3/\text{m}$ bzw. $15\text{ m Raman}/\text{nm}$ entspricht sie der Konzentration, wie sie in der offenen Nordsee vorzufinden ist [Laschke 1995, Barth 1997/1]. Beim Vergleich der beiden Geräte ergibt sich ein kleiner Unterschied in den Konzentrationen an der Oberfläche.

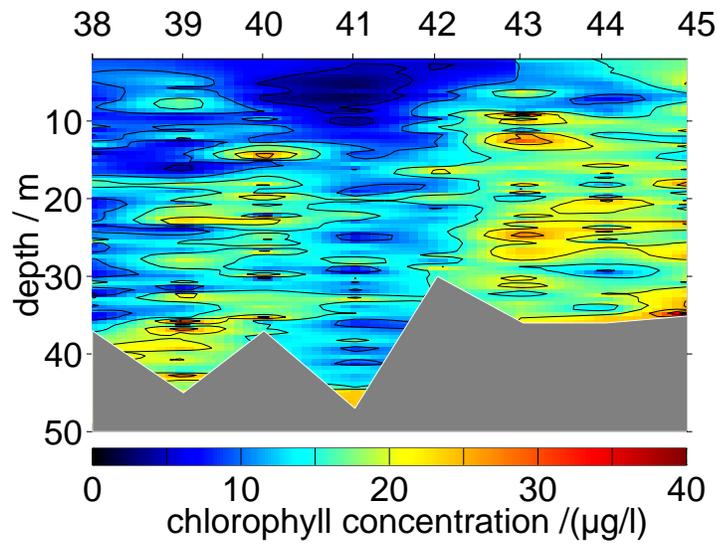


Abbildung 6.30: Verteilung der Chlorophyllkonzentration Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.

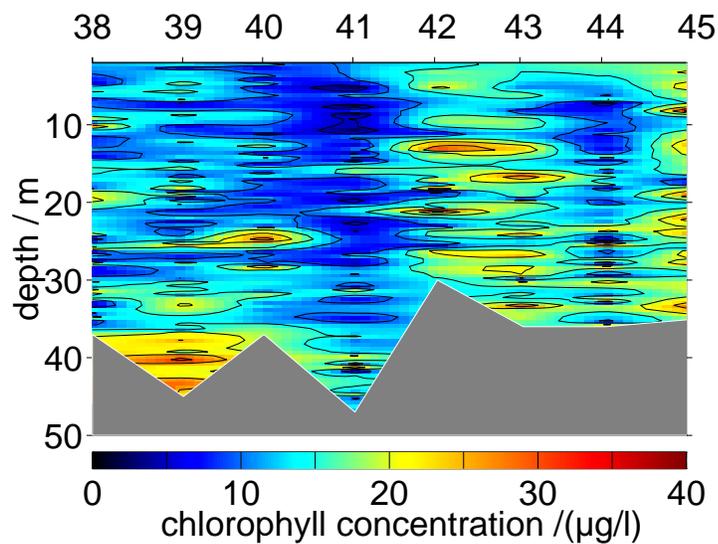


Abbildung 6.31: Verteilung der Chlorophyllkonzentration im Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

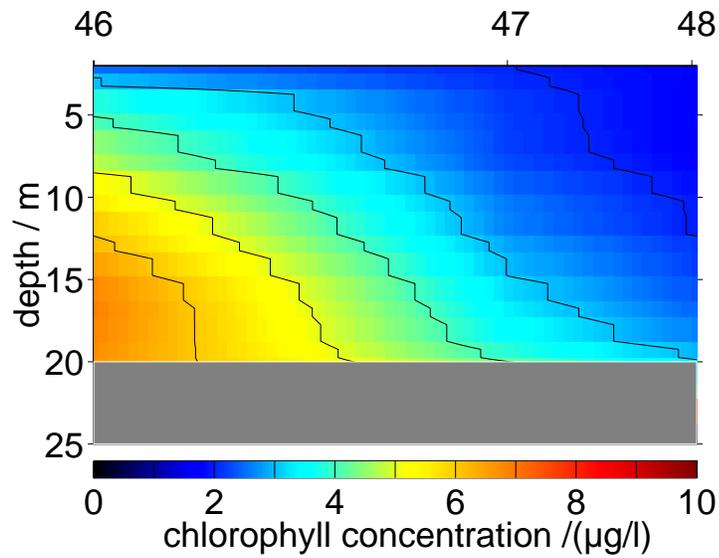


Abbildung 6.32: Verteilung der Chlorophyllkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.

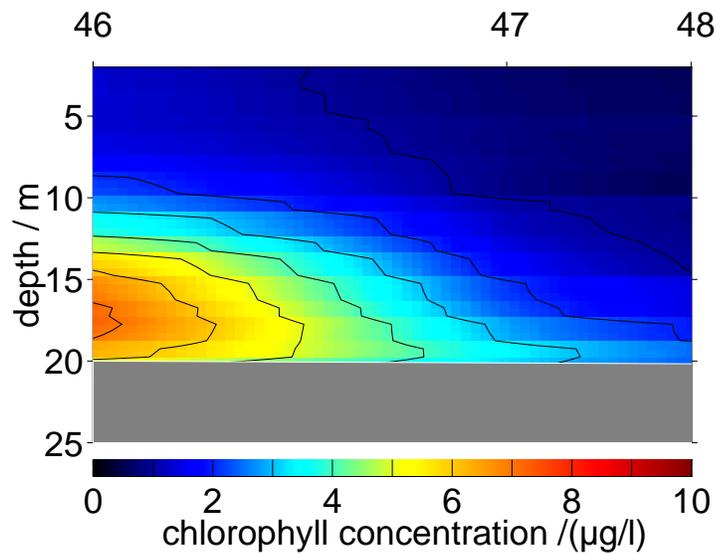


Abbildung 6.33: Verteilung der Chlorophyllkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

Dies ist durch den Einfluß der Sonneneinstrahlung an der Oberfläche bedingt. Die Lichtfalle am Kopf des Fluorometers ist bei sehr starken Lichtintensitäten nicht in der Lage, Photonen die über Mehrfachstreuung in die Lichtfalle geraten, zu diskriminieren.

Gelbstoffkonzentration im Arbeitsgebiet Deutsche Bucht:

Die Gelbstoffkonzentrationen in dieser Region gehören zu den höchsten, die während P237/5 gemessen wurden. An den inselnahen Stationen sind sie, verglichen mit dem tieferen Wasser an Station 46, leicht erhöht. Mit ca. 0.6 – 0.7/m bzw. 35 – 40 m Raman /nm entsprechen sie Konzentrationen, wie sie im Oberflächenwasser der Deutschen Bucht zu finden sind [Laschke 1995, Barth 1997/1].

Schwebstoffsituation im Arbeitsgebiet Humber:

Die mineralischen Schwebstoffe sind in diesem Schnitt im wesentlichen kurz über dem Boden - mit Konzentrationen um 1.5 $\mu\text{l/l}$ - lokalisiert. Durch das sehr ruhige Wetter in der zweiten und dritten Maiwoche 1998, mit Windstärken um Beaufort eins, sind die Schwebstoffe auf dieses bodennahe Niveau herabgesunken.

Schwebstoffsituation im Arbeitsgebiet Deutsche Bucht:

Die Konzentration der mineralischen Schwebstoffe im inselnahem Bereich und an der Oberfläche sind im Verleich mit den zu erwartenden Daten [Barth 1997/1, GKSS 1998] für dieses Gebiet sehr klein. Dies deutet darauf hin, daß zur Zeit der Messungen das Arbeitsgebiet nicht durch Wasser, welches aus der Ems, stammt beeinflusst ist. Nach Mitteilungen von Dr. R. Doerffer [Doerffer 98] ist es möglich, daß es durch die stabile Wetterlage in den ersten zwei Maiwochen 1998 zu einer umgekehrten Zirkulation in der Deutschen Bucht gekommen ist. Dies würde bedeuten, daß Wasser mit der Ursprungsregion um Helgoland ins Arbeitsgebiet vor Borkum geströmt ist.

6.3.3 Strahlungsfeld

Das Profil der skalaren Irradianz in Abb. 6.42 für das Gebiet Humber besitzt keine besonderen Auffälligkeiten. Die üblicherweise in diesem Gebiet anzutreffenden hohen Schwebstoffkonzentrationen an der Oberfläche und ihre Auswirkungen wurden nicht vorgefunden.

Am Irradianzprofil in Abb.6.43 kann im Vergleich mit dem Irradianzprofil von Station 17 in Abb. 6.23 der große Einfluß der Chlorophyllabsorption um 440 nm beobachtet werden. Die Gelbstoffkonzentration ist bei Station 46 mit ≈ 0.6 1/m etwas geringer als bei Station 17 aber durchaus in der gleichen Größenordnung.

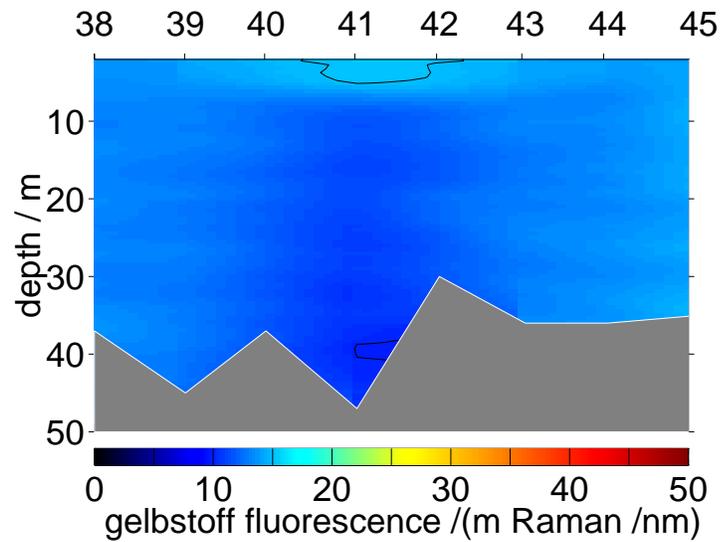


Abbildung 6.34: Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der Gelbstofffluoreszenz.

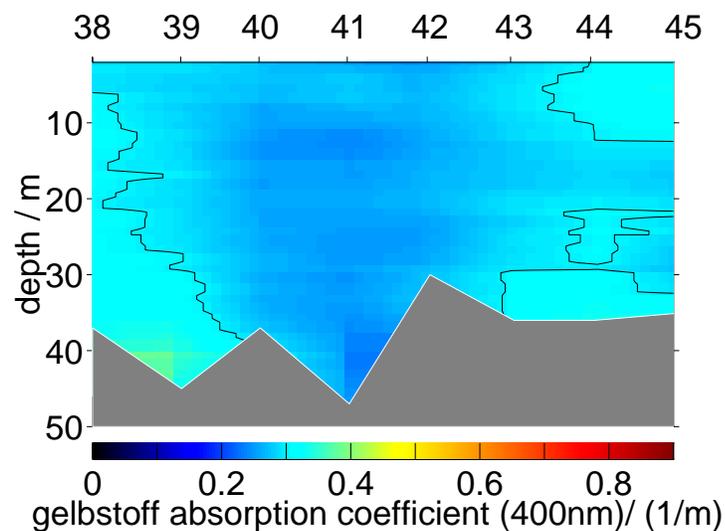


Abbildung 6.35: Verteilung der Gelbstoffkonzentration im Arbeitsgebiet Humber, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

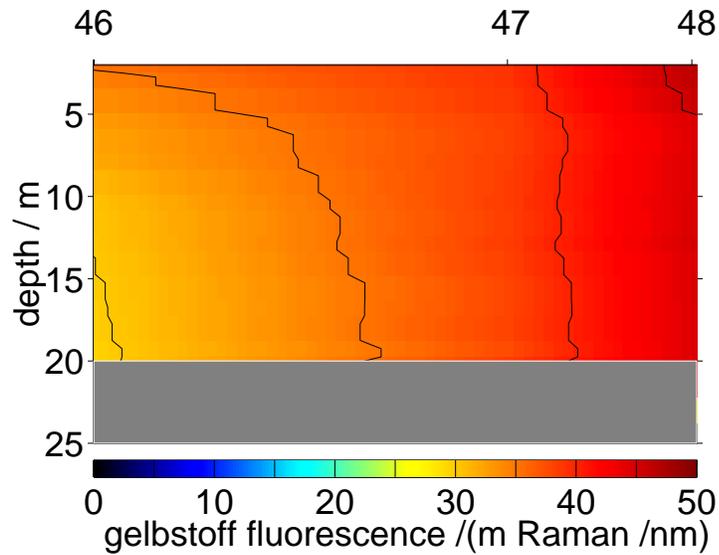


Abbildung 6.36: Verteilung der Gelbstoffkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der Gelbstofffluoreszenz.

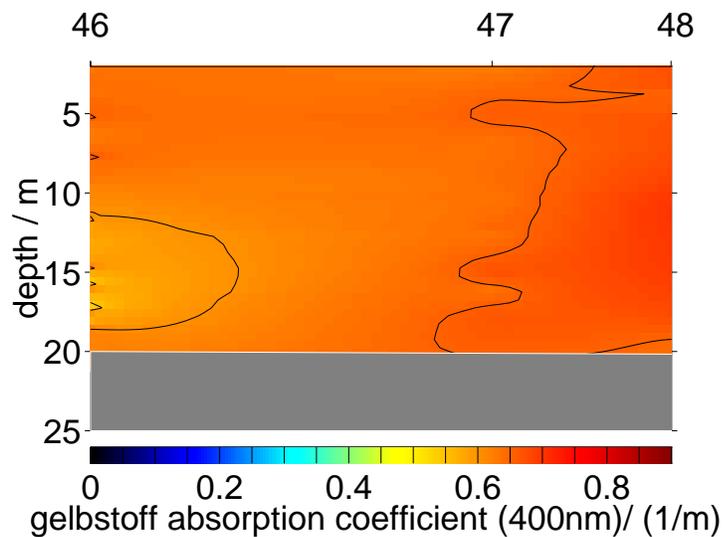


Abbildung 6.37: Verteilung der Gelbstoffkonzentration vor Borkum, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

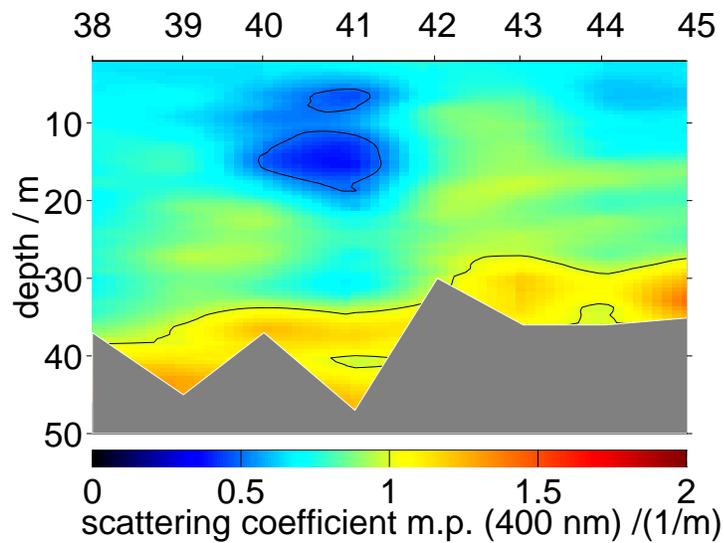


Abbildung 6.38: Verteilung des Streukoeffizienten der mineralischen Fraktion im Arbeitsgebiet Humber; die Daten wurden für 400nm aus den Daten der multi-spektralen Attenuation berechnet.

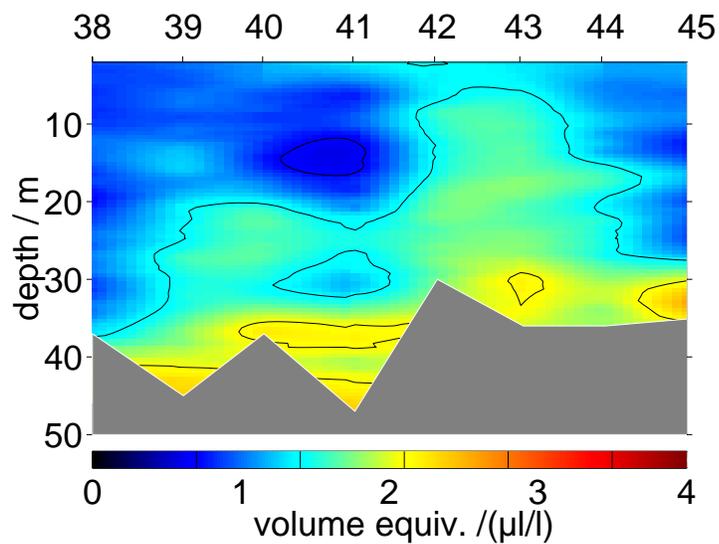


Abbildung 6.39: Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion im Arbeitsgebiet Humber; die Daten wurden aus den Meßwerten der multispektralen Attenuation berechnet.

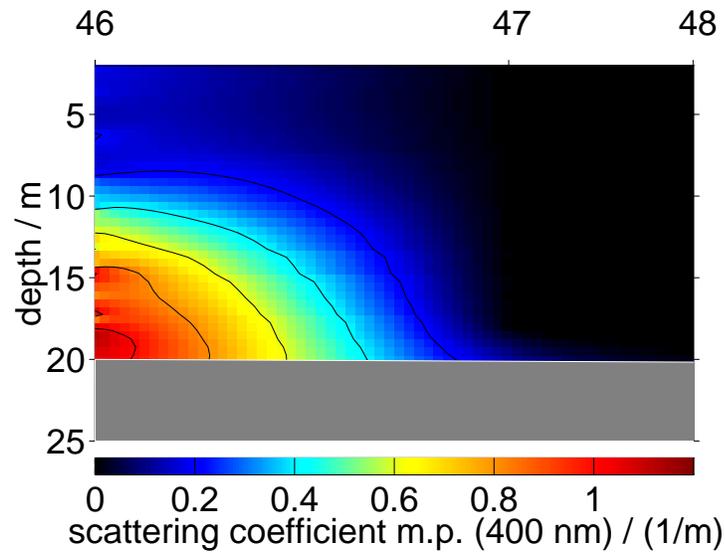


Abbildung 6.40: Verteilung des Streukoeffizienten der mineralischen Fraktion vor Borkum; die Daten wurden für 400 nm aus den Daten der multispektralen Attenuation berechnet.

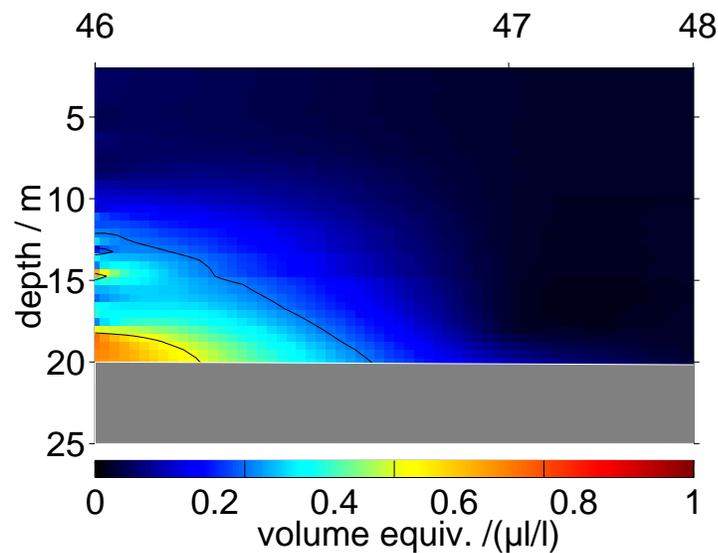


Abbildung 6.41: Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion vor Borkum; die Daten wurden aus den Meßwerten der multispektralen Attenuation berechnet.

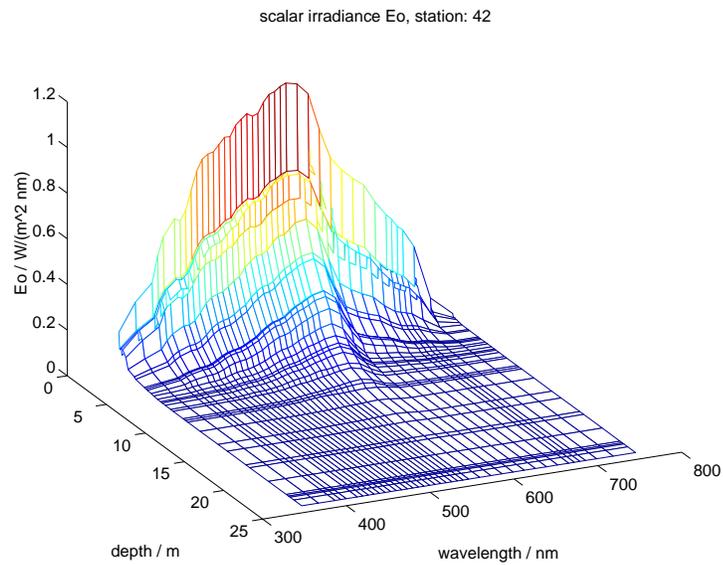


Abbildung 6.42: Skalare Irradianz an der Station 42 im Arbeitsgebiet Humber

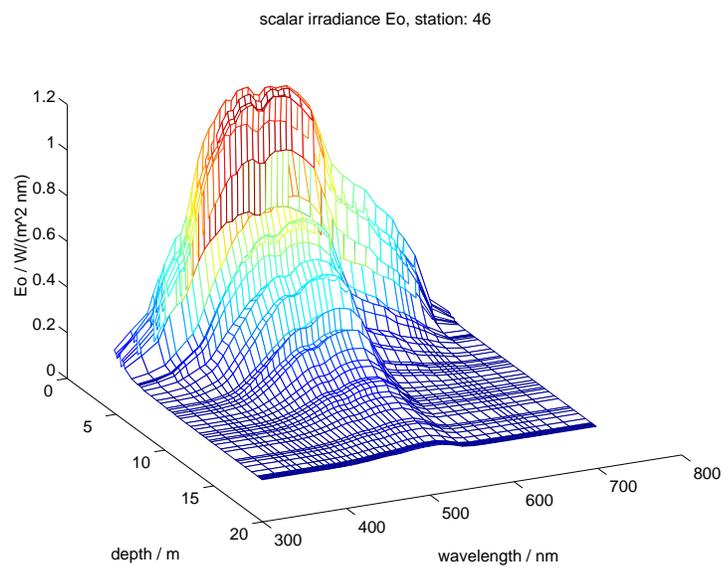


Abbildung 6.43: Skalare Irradianz an Station 46 vor Borkum

6.4 Golf von Lion

Die im Ausfluß der Rhone und im Golf von Lion durchgeführten Schnitte waren so angelegt, daß die Gradienten sowohl der hydrographischen, als auch der biogeochemischen Parameter sehr hoch sind. Der hier vorgestellte Schnitt ist im Anhang B dargestellt. Er beginnt bei Station 7 ($43^{\circ}19.9'N, 004^{\circ}54.8'E$) mit sehr hohem Einfluß der Rhone. Das Ende des Schnittes bei Station 13 liegt etwa 10 NM in südlicher Richtung ($43^{\circ}10.0'N, 004^{\circ}55.0'W$). Die Wetterverhältnisse bei diesem Schnitt waren, mit Windstärken < 1 Beaufort und klarem Himmel, sehr gut. Die hier vorgestellten Chlorophylldaten wurden mit Meßwerten aus der HPLC-Analyse, bzw. die Gelbstoffdaten mit Labordaten der Absorptionskoeffizienten kalibriert. Da der Vergleich der Konzentrationen, welche aus in situ Fluoreszenz und in situ Attenuation bereits in den Gebieten Seine bis Ems ausgiebig durchgeführt wurde, werden hier nur noch die Daten von jeweils einem Gerät vorgestellt. Der entsprechende Meßwert des anderen Gerätes wurde verglichen, bringt aber keine weiteren Erkenntnisse. Für die Chlorophyllkonzentration wurden die Daten der in situ Chlorophyllfluoreszenz und für die Gelbstoffkonzentration die ausgewerteten Daten der multispektralen Attenuation verwendet.

6.4.1 Hydrographie

In den Abb. 6.44 und 6.45 sind die Temperatur- und Salzgehaltsdaten von Station 7 bis 13 bis in eine Tiefe von 100 m dargestellt. In der Temperaturverteilung ist der Einfluß der Rhone nur sehr schwach (Differenz $\approx 0.5^{\circ}C$) zu erkennen. Die Deckschicht endet in etwa 40 m mit einem starkem Temperaturgradienten. Im Gegensatz dazu ist die Situation bei den Daten des Salzgehaltes umgekehrt. Der fluviatile Einfluss der Rhone ist mit einem extremen Gradienten in einer Tiefe von etwa 2 - 4 m verbunden. Der Salzgehalt steigt innerhalb von einem bis zwei Metern um etwa 15 Einheiten, bleibt dann aber im Gegensatz zur Temperatur bis in eine Tiefe von einhundert Metern mit Werten um $s = 38$ stabil.

6.4.2 Chlorophyll und Gelbstoff

In den Abb. 6.46 und 6.47 sind die Chlorophyllkonzentrationen in zwei Tiefen- und Konzentrationsbereichen dargestellt. Abb. 6.46 zeigt die Konzentrationen im oberen Tiefenbereich bis 40 m. Der aus der Rhone stammende hohe Eintrag von Phytoplankton in den ersten 4 m ist deutlich zu erkennen. Werden wie in Abb. 6.47 die ersten 18 m ausgeblendet und das Konzentrationsintervall auf $0 - 1 \mu g/l$ reduziert, so wird deutlich, daß es außer den an der Oberfläche vorliegenden hohen Chlorophyllkonzentrationen noch zwei andere Gebiete mit höheren Chlorophyllmengen gibt. Diese liegen in Tiefen von 40 - 60 m bei den Stationen 7 - 9 und in Tiefen von 60 - 90 m bei den Stationen 10 - 13. Dieser Sprung im Tiefenchlorophyllmaximum ist bei den Stationen 14 - 19 und 20 - 25 ähnlich zu beobachten.

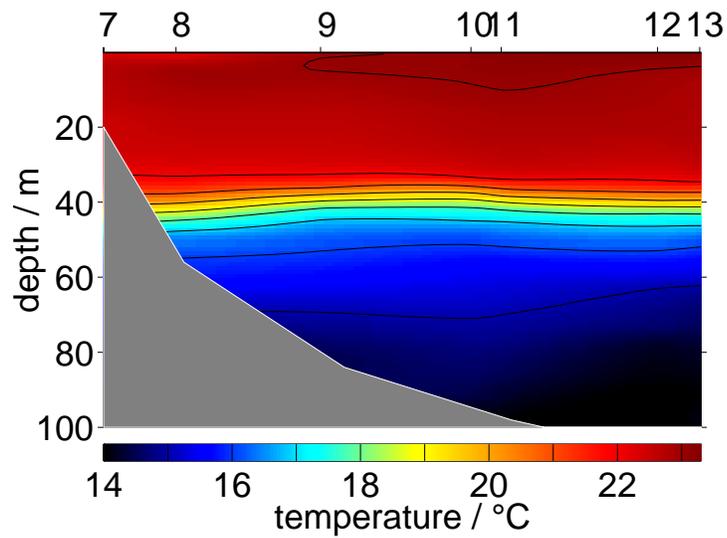


Abbildung 6.44: Temperaturverteilung im Arbeitsgebiet Rhone.

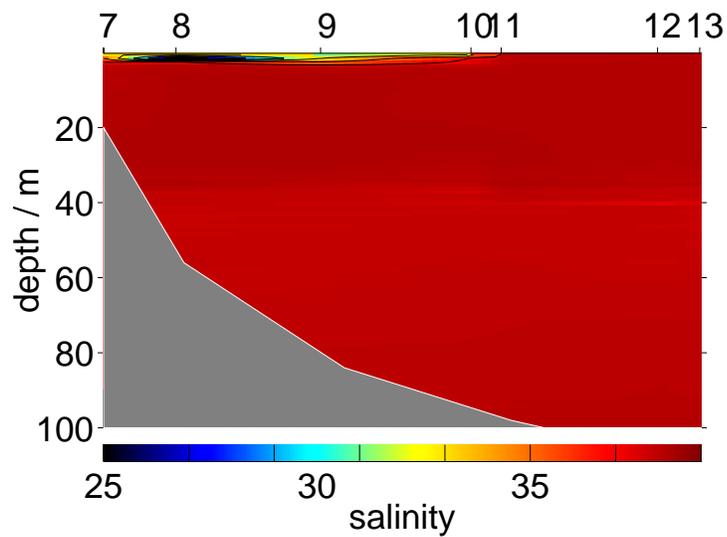


Abbildung 6.45: Verteilung des Salzgehaltes im Arbeitsgebiet Rhone.

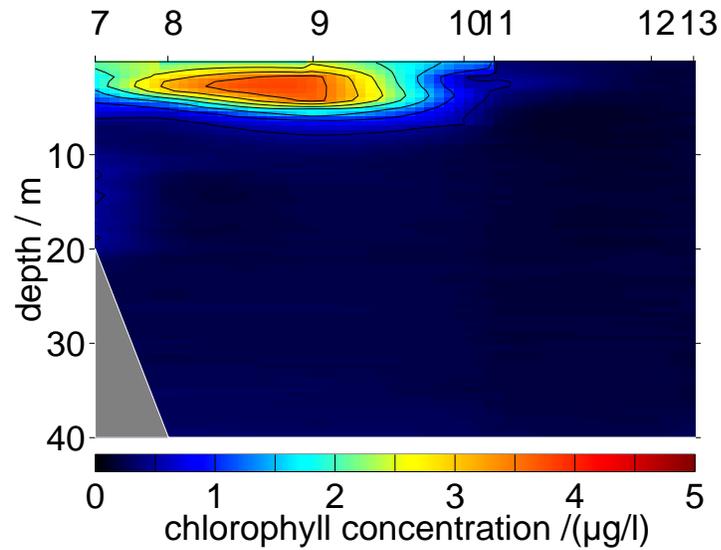


Abbildung 6.46: Verteilung der Chlorophyllkonzentration bis in eine Tiefe von 40 m, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.

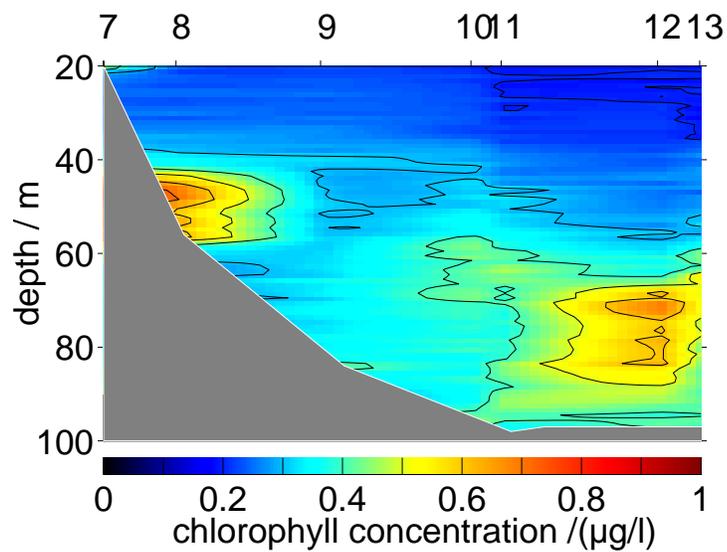


Abbildung 6.47: Verteilung der Chlorophyllkonzentration von 20 - 100 m, bestimmt aus den Daten der Chlorophyllfluoreszenz.

Teilweise existieren die beiden Maxima in verschiedenen starken Ausprägungen nebeneinander, wobei das obere Maximum immer an den Dichtesprung der Thermocline gekoppelt ist. Es wurde bei dieser Expedition nur in Regionen gefunden, die durch eine Schicht salzarmen Wassers mit hohen Attenuationskoeffizienten ($\approx 3 - 6 \text{ 1/m}$) verbunden ist.

Das darunter liegende Chlorophyllmaximum kann auch in küstenferneren Stationen beobachtet werden. Es wurde ein Profil (Station 43) bei einer Wassertiefe von 2164 m bei den Koordinaten $42^\circ 47.9' \text{ N}$, $005^\circ 27.0' \text{ W}$ durchgeführt. Diese Station liegt etwa 80 NM südlich des in Abb. 6.47 dargestellten Gebietes und zeigt eine Chlorophyllverteilung, die der Situation bei Station 13 entspricht. Dies deutet darauf hin, daß das in dieser Region des nordwestlichen Mittelmeeres vorzufindende Chlorophyllmaximum durch die in Abb. 6.47 dargestellten Stationen 12 und 13 charakterisiert ist.

Ein Hinweis auf die Ausbildung des oberen Chlorophyllmaximums unterhalb der Zone salzärmeren Wassers wird durch die Quantenirradianz in Abb. 6.48 gegeben. Die dargestellten Kurven zeigen die dem Phytoplankton zur Verfügung stehende Lichtmenge $PAR(x)$ (siehe Gl. 2.13). Deutlich ist das geringere Lichtangebot bei der küstennahen Station zu beobachten. Die an den oberen Grenzen der Maxima vorliegenden Quantenirradienzen von $39.3 \mu\text{Em}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Station 8, 40 m) und $34.5 \mu\text{Em}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Station 13, 55m) bieten den in den jeweiligen Tiefen vorliegenden Phytoplanktonpopulationen ein ähnliches Lichtklima. Besser werden die Lichtbedingungen durch die sog. Einprozenttiefe wiedergegeben. Die Einprozenttiefe gibt in Abhängigkeit von der Wellenlänge an, in welcher Tiefe die skalare Irradianz auf 1 Prozent vom Oberflächenwert abgesunken ist. Die Einprozenttiefen für Stationen 8 (blau) und 13 (schwarz) sind in Abb. 6.49 dargestellt. Der Unterschied in den Eindringtiefen ist deutlich zu erkennen. Insbesondere um die Chlorophyllabsorption bei $\approx 440 \text{ nm}$ zeigt sich die Differenz des Lichtangebotes. Die Tiefen der Chlorophyllmaxima werden gut wiedergegeben.

Die Gelbstoffkonzentration und das Gesamtvolumen der mineralischen Fraktion sind in den Abb. 6.50 und 6.51 dargestellt. Die Situationen sind durch einen hohen Eintrag von Gelbstoff und mineralischen Partikeln durch die Rhone gekennzeichnet.

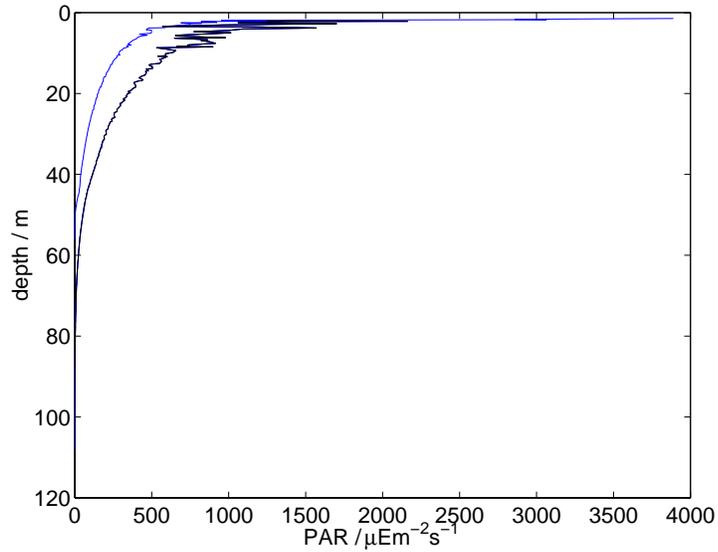


Abbildung 6.48: Quantenirradienzen der Stationen 8 (blau) und 13 (schwarz)

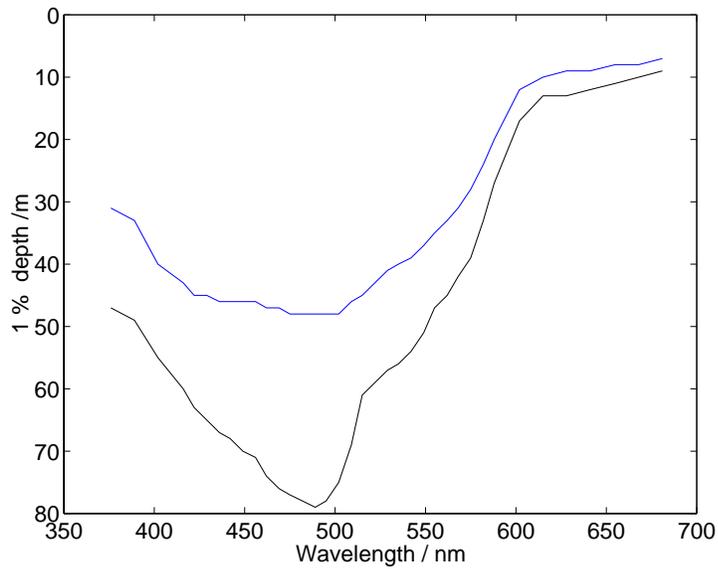


Abbildung 6.49: 1 % -Tiefen für die Stationen 8 (blau) und 13 (schwarz)

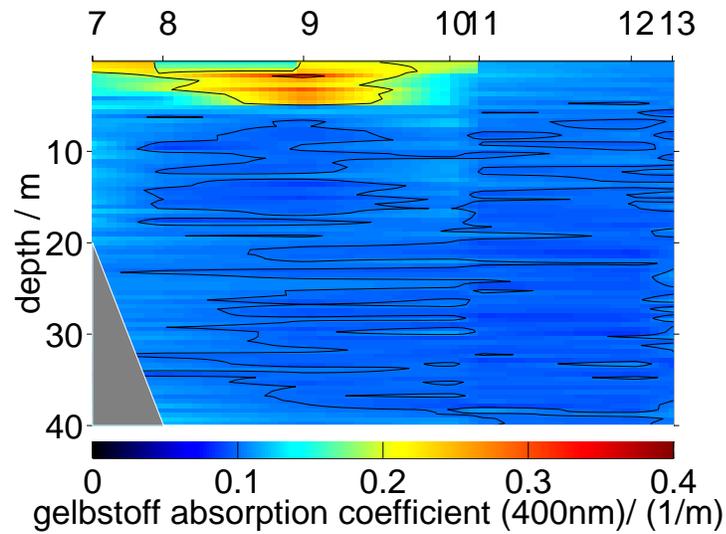


Abbildung 6.50: Verteilung der Gelbstoffkonzentration bis in eine Tiefe von 40 m, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

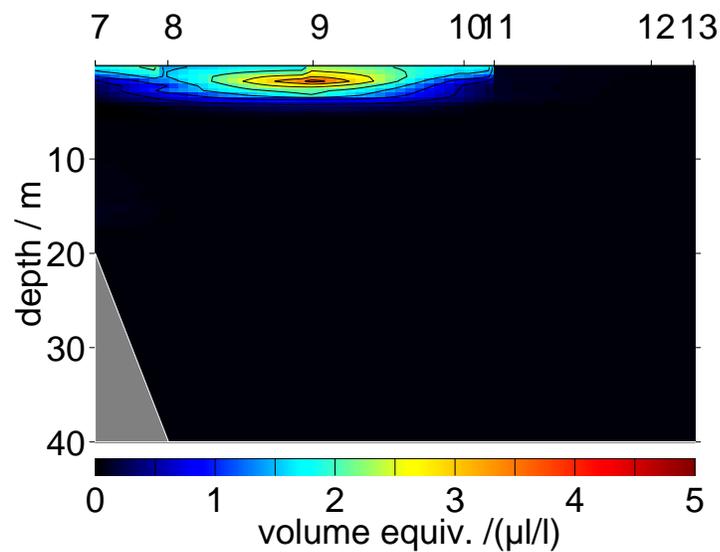


Abbildung 6.51: Verteilung des Gesamtvolumens der mineralischen Fraktion bis in eine Tiefe von 40 m, bestimmt aus den Daten der multispektralen Attenuation.

Kapitel 7

Modellierung des submarinen Lichtfeldes

Zur Bestimmung des submarinen Lichtfeldes werden die Absorptions- und Streukoeffizienten mit den entsprechenden Phasenfunktionen benötigt. Für bisherige Strahlungstransportrechnungen wurden hierfür gemessene Absorptionskoeffizienten und Volumenstreuungsfunktionen benutzt [Mobley 1994, Schröder 1999]. Eine wesentliche Rolle in diesen Berechnungen sind den Messungen von [Petzold 1972] zuzuschreiben. Dort wurden die Volumenstreuungsfunktionen von drei Wassertypen vorgestellt. Diese waren der offener Ozean, küstennahe Gewässer und Hafengewässer (Abb. 7.1).

Nach [Mobley 1994] gilt folgende Standardvorgehensweise bei der Berechnung der Phasenfunktion und des Streukoeffizienten für partikuläres Material:

1. Von der Volumenstreuungsfunktion jedes Wassertyps wird die Volumenstreuungsfunktion von Wasser subtrahiert. Das Ergebnis ist das Streuverhalten der im Wasser vorliegenden Partikel.
2. Berechnung der Streukoeffizienten nach Gl. 2.21.
3. Normierung der Volumenstreuungsfunktionen nach Gl. 2.24.
4. Bildung des arithmetischen Mittels der drei Phasenfunktionen und des Streukoeffizienten.

Diese Vorgehensweise ist eine gleichgewichtete Mittelung der von der Wasserstreuung befreiten Volumenstreuungsfunktionen. Eine substanzspezifische Gewichtung der im Wasser vorliegenden Streuer wird nicht durchgeführt. Dies führt dazu, daß Strahlungstransportrechnungen mit einer so berechneten Phasenfunktion nur für bestimmte Seegebiete - nämlich den offenen Ozean - korrekte Vorhersagen liefern.

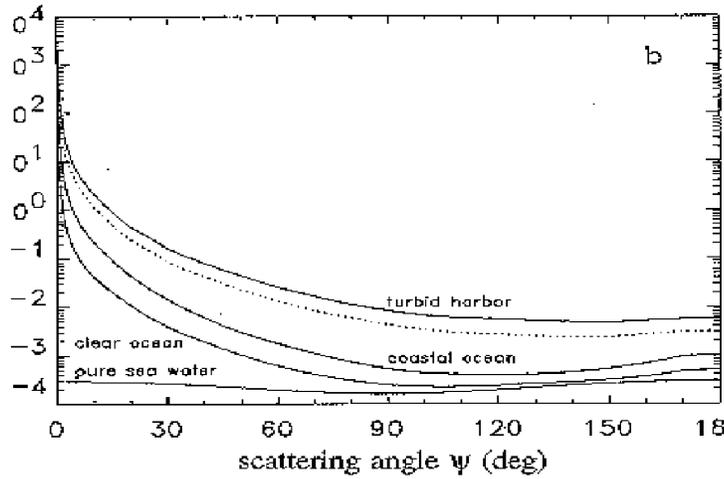


Abbildung 7.1: Volumenstreuungen von [Petzold 1972] aus [Mobley 1994].

Als Alternative zur Bestimmung der Phasenfunktion für partikuläres Material soll hier ein neues Verfahren vorgestellt werden. Die wichtigste Anforderung an eine korrekte Phasenfunktion ist die richtige Wiedergabe der im Wasser vorliegenden streuenden Partikel. Die substanzspezifischen Beiträge der einzelnen Wasserinhaltsstoffe müssen in den korrekten 'Mengen' in eine zu berechnende Phasenfunktion einfließen. Der Ansatz für eine solche Phasenfunktion $\hat{\beta}(\psi, \lambda)$ lautet:

$$\begin{aligned} \tilde{\beta}(\psi, \lambda) = & \left(\frac{b_{tp}(\lambda)}{b_{tp}(\lambda) + b_{pp}(\lambda) + b_w(\lambda)} \right) \tilde{\beta}_{tp}(\psi, \lambda) + & (7.1) \\ & \left(\frac{b_{pp}(\lambda)}{b_{tp}(\lambda) + b_{pp}(\lambda) + b_w(\lambda)} \right) \tilde{\beta}_{pp}(\psi, \lambda) + \\ & \left(\frac{b_w(\lambda)}{b_{tp}(\lambda) + b_{pp}(\lambda) + b_w(\lambda)} \right) \tilde{\beta}_w(\psi, \lambda). \end{aligned}$$

Die tiefgestellten Indizes tp und pp stehen, wie bei dem Ansatz für die Interpretation der Attenuationsdaten, für transparente Partikel und Phytoplankton. Der Streukoeffizient für Phytoplankton kann nach [v. d. Hulst 1957] durch

$$Q_{att}(\rho, n, n') = Q_a(\rho, n') + Q_b(\rho, n, n') \quad (7.2)$$

$$Q_a = 1 + 2 \frac{e^{-\rho'}}{\rho'} + 2 \frac{e^{-\rho'} - 1}{\rho'^2} \quad (7.3)$$

$$c = N\pi r_0^2 Q_{att} \quad (7.4)$$

$$a = N\pi r_0^2 Q_a \quad (7.5)$$

$$b = N\pi r_0^2 Q_b \quad (7.6)$$

mit $\rho' = 4\alpha n'$ und $\rho = 2\alpha(n-1)$ berechnet werden. Q_{att} wurde bereits in Gl. 4.36 und Abb. 4.2 dargestellt. Für kleine Werte von ρ' kann die e-Funktion in Gl. 7.3 nach ρ' entwickelt werden ($e^{-\rho'} = 1 - \rho' + 1/2\rho'^2 - \dots$). Werden die nichtlinearen Glieder vernachlässigt, so verbleibt

$$Q_a \approx \frac{2}{3}\rho'. \quad (7.7)$$

Da n' immer um ein bis zwei Größenordnungen kleiner ist als $(n-1)$, kann die Absorption für Phytoplankton im Bereich von $1 - 40\mu\text{m}$ vernachlässigt werden, und es folgt $c \approx b$. Dies bedeutet, daß für die Streukoeffizienten b_{pp} die in der Dateninterpretation der Attenuationsspektren bestimmten Attenuationskoeffizienten c_{pp} benutzt werden können. Die Streukoeffizienten b_{tp} und b_{pp} sind in den Abb. 5.3, 5.4 und 5.5 für die entsprechenden Stationen als grüne und blaue Kurven dargestellt. Die Phasenfunktionen $\tilde{\beta}_{\text{tp}}(\psi)$ und $\tilde{\beta}_{\text{pp}}(\psi, \lambda)$ werden, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, durch Mie-Streuung berechnet. Die zu dieser Berechnung benötigten Informationen wie der Junge-Koeffizient c_j und der Brechungsindex der mineralischen Partikel n werden aus der Dateninterpretation der multispektralen Attenuation entnommen. Die für die Berechnung der Phasenfunktion der Algen notwendigen reellen und komplexen Brechungsindizes $n(\lambda), n'(\lambda)$ finden sich in der Literatur [Ahn 1992, Klotz 1978]. Der mittlere Algendurchmesser r_0 ergibt sich dann aus Gl. 5.11. Alternativ kann auch der Algendurchmesser separat mit einem anderen Verfahren bestimmt, und die Brechungsindizes über η und κ berechnet werden. Schematisch ist die Vorgehensweise in Abb. 7.2 dargestellt. Die korrekte Normierung der Phasenfunktionen ist in Gl. 4.40 angegeben.

Bei den Standardverfahren wird die Information über die Streueigenschaften des Wassers in zwei Komponenten separiert. Dieses sind der Streukoeffizient $b(\lambda)$ und die Phasenfunktion $\tilde{\beta}(\psi)$. In einem diskreten Modell bedeutet dies

$$\hat{\beta}_{ij} = b_i \tilde{\beta}_j, \quad (7.8)$$

mit $i = 1..m$ und $j = 1..m$. Zu beachten ist, daß auf der rechten Seite eine Phasenfunktion steht, die nur ein einziges Mal für alle Wellenlängen normiert werden muß. Die Separation ist bei einer durch Gl. 7.1 beschriebenen Vorgehensweise nicht mehr möglich. Bei diesem Verfahren wird nicht wie bisher mit einer Phasenfunktion und einem Streukoeffizienten das Lichtfeld bestimmt, sondern mit einer Volumenstrommatrix, die nicht wie in Gl. 7.8 diagonal ist. Sie hat so viele Zeilen wie es Stützstellen für die Wellenlängen gibt. Jede Zeile der Volumenstrommatrix $\hat{\beta}_{ij}$ muß separat normiert werden und sie ist dann durch

$$\hat{\beta}_{ij} = b_i \tilde{\beta}_{ij}, \quad (7.9)$$

mit den Streukoeffizienten b_i und der *Phasenmatrix* $\tilde{\beta}_{ij}$ beschrieben.

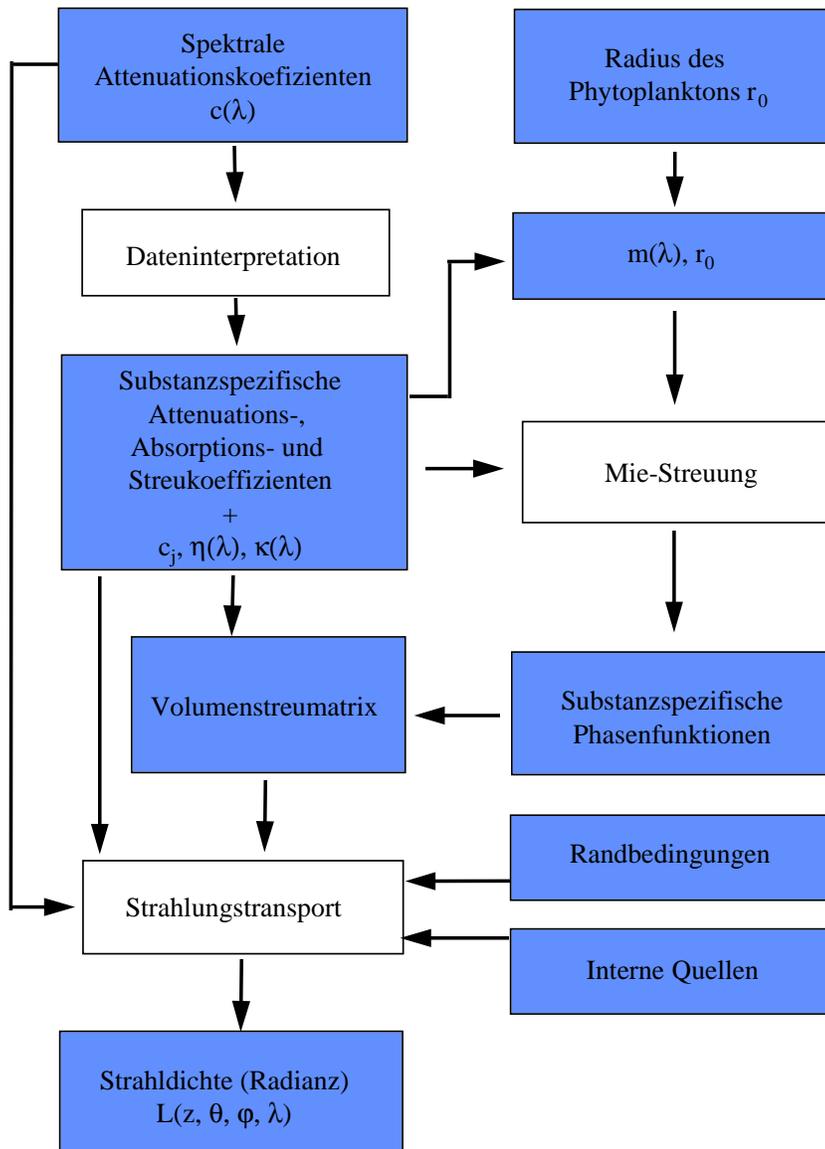


Abbildung 7.2: Schematische Vorgehensweise bei der Bestimmung des submarinen Lichtfeldes. Berechnete und gemessene Parameter sind blau, die Methoden sind weiß dargestellt.

Zur Berechnung des submarinen Strahlungsfeldes steht ein Programm zur Verfügung welches mit der Matrix-Operator-Methode arbeitet [Schröder 1999]. Es ist in der Lage, sowohl mit den klassischen Phasenfunktionen von [Petzold 1972], als auch mit den hier vorgestellten substanzspezifischen Phasenfunktionen zu arbeiten. Das von [Mobley 1994] beschriebene Verfahren ist genau eine Möglichkeit, eine Phasenmatrix zu parametrisieren. In diesem Fall gibt es nur ein einziges Mischungsverhältnis zwischen den drei Wassertypen und alle anderen werden vernachlässigt. Durch diesen Umstand wird klar, daß ein solches Verfahren nur für spezielle Wasserkörper, hier für den offenen Ozean, korrekt ist. Zur Validierung des von [Schröder 1999] entwickelten Strahlungstransportprogrammes, wurde gerade diese Tatsache ausgenutzt. Mit Daten der Bestrahlungsstärke, die während einer Forschungskampagne (JGOFS INDIK) 1997 im offenen Ozean gewonnen wurden, wurde das Modell erfolgreich validiert. Als Eingabeparameter für die Streuung diente dort die Chlorophyllkonzentration.

7.1 Validierung der Volumenstreuematrix

Um zu zeigen, daß mit Gl. 7.1 eine korrekte Beschreibung der Streueigenschaften eines Wasserkörpers mit hohen Anteilen an streuenden Algen und Mineralien gegeben ist, soll die Validierung für Station 18 in der Seinebucht durchgeführt werden. Diese Station wurde ausgewählt, weil dort sehr hohe Algenkonzentrationen (siehe Abb. 6.17), kombiniert mit hohen Konzentrationen an mineralischem Schwebstoff (siehe Abb. 6.20), vorgefunden wurden. Die benutzten Phasenfunktionen für mineralische Partikel und Algen sind in den Abb. 7.3 und 7.4 dargestellt.

Die Phasenfunktion für mineralische Partikel wurde für ein Intervall von $\alpha = [0.2, 500]$ bestimmt. Der Brechungsindex wurde mit $n = 1.2$ angenommen. Der Junge-Koeffizient wurde aus Abb. 6.22 mit $c_j = 3.5$ entnommen.

Die Phasenfunktion für Phytoplankton wurde für eine Modellalge mit einem Radius von $3 \mu\text{m}$ bestimmt. Für den Realteil des komplexen Brechungsindex wurden Werte aus dem Intervall $n = [1.04, 1.06]$ benutzt, für den imaginären Anteil liegen die Daten im Intervall $n' = [1 \cdot 10^{-3}, 15 \cdot 10^{-3}]$. Die Phasenfunktionen in den Abb. 7.3 und 7.4 stimmen qualitativ mit den von Petzold gemessenen überein. Sie sind durch ein ausgeprägtes Streumaximum in Vorwärtsrichtung gekennzeichnet. Die Streuung zur Seite und in Rückwärtsrichtung ist etwa um einen Faktor $10^4 - 10^6$ geringer.

Die Phasenfunktion für das Phytoplankton ist außer vom Winkel noch von der Wellenlänge abhängig. Diese spektrale Abhängigkeit der Phasenfunktion beschränkt sich auf den Bereich der Vorwärtsstreuung $\psi < 1^\circ$. Da die Matrixope-

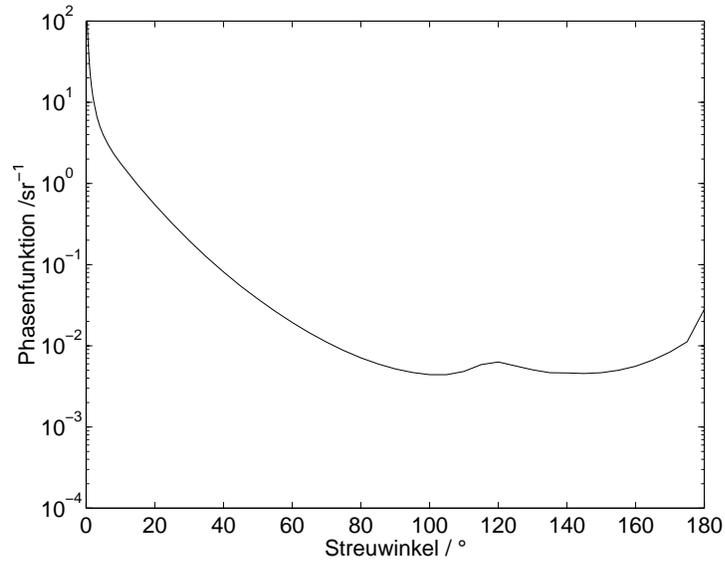


Abbildung 7.3: Phasenfunktion $\tilde{\beta}_{tp}(\psi)$ für mineralische Partikel

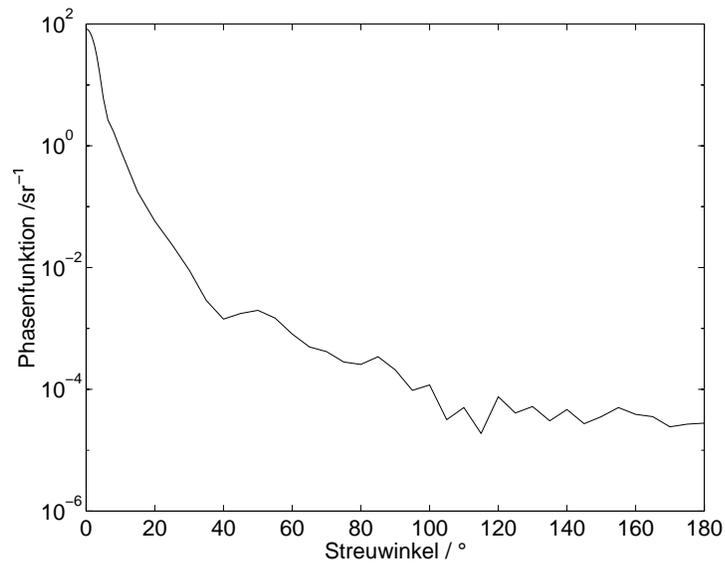


Abbildung 7.4: Phasenfunktion $\tilde{\beta}_{pp}(\psi)$ für Phytoplankton

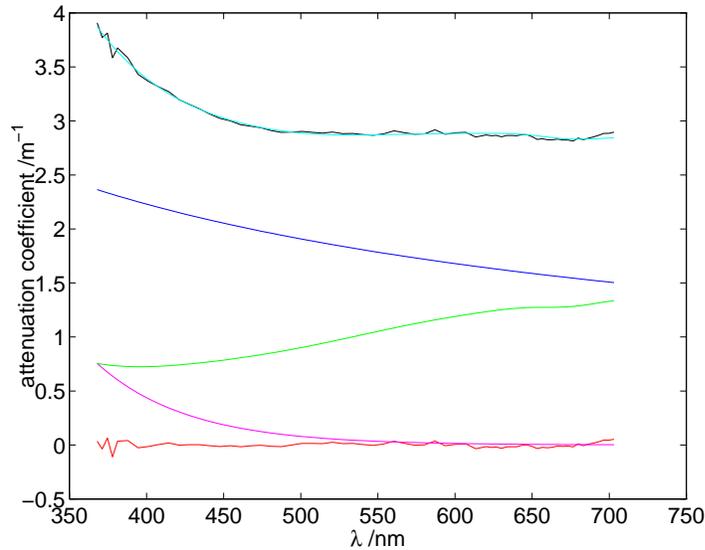


Abbildung 7.5: Attenuationsspektrum der Station 18 in 3 m Tiefe. Das Attenuationsspektrum ist schwarz und die Rekonstruktion cyan dargestellt. Die Spektren von Gelbstoff, Chlorophyll und mineralischer Substanz sind magenta, grün und blau. Die Differenz zwischen Messung und Modell ist rot dargestellt.

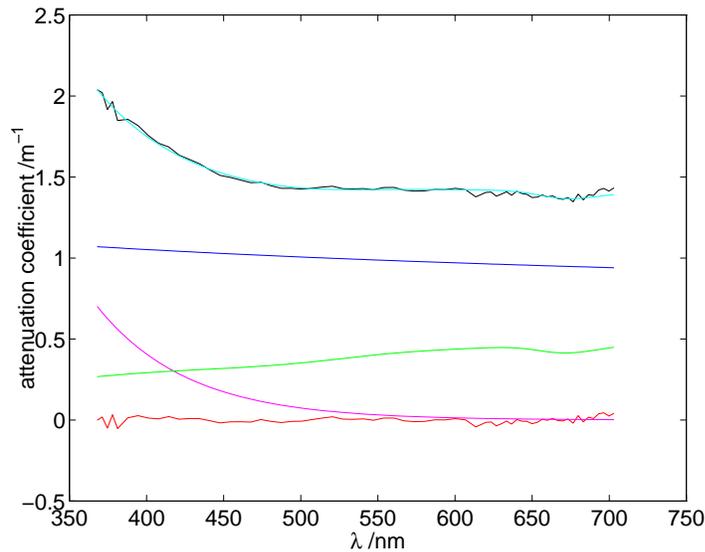


Abbildung 7.6: Attenuationsspektrum der Station 18 in 16.5 m Tiefe. Farbenzuordnung wie in obiger Abbildung

ratormethode die Phasenfunktion im Winkelbereich $\psi < 4^\circ$ mit einem separaten Modell interpoliert [Schröder 1999], kann die Wellenlängenabhängigkeit für die Phasenfunktion der Algen vernachlässigt werden.

Um das Strahlungsfeld zu simulieren, wurde der Wasserkörper in zwei Schichten aufgeteilt. Die obere Schicht reicht von 0 m bis 15 m. Die benutzten Streukoeffizienten sind in Abb. 7.5 als grüne und blaue Kurven dargestellt. Die Absorptionskoeffizienten von Gelbstoff (magenta) wurden ebenfalls aus der Dateninterpretation der Attenuationskoeffizienten entnommen. Die Chlorophyllkonzentration wurde von der GKSS mit $28 \mu\text{g}/\text{l}$ bestimmt. Die zweite Schicht reicht von 15 bis 28 m, die entsprechenden Absorptions- und Streukoeffizienten sind in Abb. 7.6 dargestellt. Die Chlorophyllkonzentration wurde aus Abb. 6.17 mit $15 \mu\text{g}/\text{l}$ abgeschätzt.

Die mit dem Radiometer gemessene skalare Irradianz ist in Abb. 7.8 dargestellt. Der der Oberfläche nächstgelegene Messwert liegt bei einer Eintauchtiefe von 1.6 m. Das simulierte Strahlungsprofil ist in den Abb. 7.7 und 7.9 dargestellt. In Abb. 7.7 beginnt die Darstellung bei 0 m. Da die Simulationsdaten zu einem Vergleich mit gemessenen Daten benötigt werden, beginnt die Darstellung in Abb. 7.9 bei der Eintauchtiefe des Radiometers von 1.6 m.

Beim Vergleich der simulierten und gemessenen Daten ist eine große Ähnlichkeit festzustellen. Die spektrale Verteilung wird über die Tiefe in der Simulation gut wiedergegeben. Das Maximum der skalaren Bestrahlungsstärke bei einer Tiefe von 1.6 m liegt für die simulierten Daten bei 567 nm und für die gemessenen Daten bei 568 nm. Die Abweichung in der skalaren Bestrahlungsstärke bei dieser Wellenlänge beträgt $\approx 0.2 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$. Das Verhältnis dieser Differenz zwischen Simulation und Messung bleibt über alle Tiefen konstant und kann aus diesem Grund nicht durch Wellen an der Oberfläche erklärt werden. Wegen einer fehlenden Decksreferenz kann nicht beurteilt werden, wie groß der Absolutwert der skalaren Bestrahlungsstärke an der Oberfläche war. Es ist jedoch wahrscheinlich, daß sich die berechneten Werte um einen Faktor von den gemessenen unterscheiden, da sie aus der geographischen Lage, der Uhrzeit und der subjektiv beurteilten Sichtweite bestimmt werden. Gerade die Sichtweite ist extrem vom Protokollanten abhängig und somit eine Abschätzung, die zu Fehlern führen kann.

In den Abb. 7.10 und 7.11 sind die spektralen Verteilungen der Messung und der Simulation für zwei Tiefen (1.6 m und 12.8 m) dargestellt. Um die beiden Datensätze besser vergleichen zu können, wurden die Maxima der Verteilungen auf Eins normiert. Die absoluten Messwerte liegen für die Maxima der Verteilungen bei $\approx 0.8 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$ für die oberflächennahe, und bei $\approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$ für die tiefere Messung. Bei den oberflächennahen Spektren ist die Übereinstimmung im blauen Spektralbereich sehr gut. Im roten Spektralbereich kommt es zu

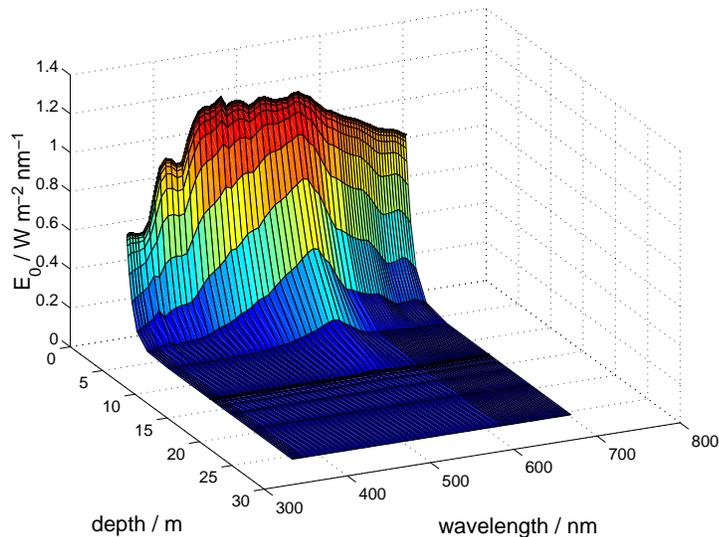


Abbildung 7.7: Simulierte skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18. Dargestellt wird eine Tiefe von 0 - 28 m.

einer leichten Unterschätzung durch die Simulation. Dieser Effekt wird durch die Festlegung auf ein spezifisches Absorptionsspektrum für das Chlorophyll und der anderen im Phytoplankton vorliegenden Pigmente hervorgerufen. Das Verhältniss der bei ≈ 440 nm und ≈ 680 nm vorliegenden Absorptionsmaxima ist von der Algenart abhängig, und hat somit erheblichen Einfluß auf das Spektrum. In der Tiefe von 12.8 m scheinen die simulierten Daten um etwa 5 - 10 nm in den blauen Spektralbereich verschoben. Dieses Verhalten kann, wie bereits für die oberflächennahe Simulation, durch Verhältnisse der Absorptionsbanden in der spezifischen Absorption des Chlorophylls und anderer Algenpigmente begründet werden. Die Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Messung ist in beiden Tiefen als gut zu bezeichnen.

7.2 Optische Einordnung

Es gibt zwei Standardmethoden einer optischen Klassifizierung natürlicher Gewässer. Dies sind die Wasserklassen nach Morel [Morel 1977] und nach Jerlov [Jerlov 76].

Morel bildet zwei Klassen die als Typ I und Typ II bezeichnet werden (*case I* und *case II*):

- Bei Typ I-Wasser handelt es sich um Gewässer, in denen die Konzentration

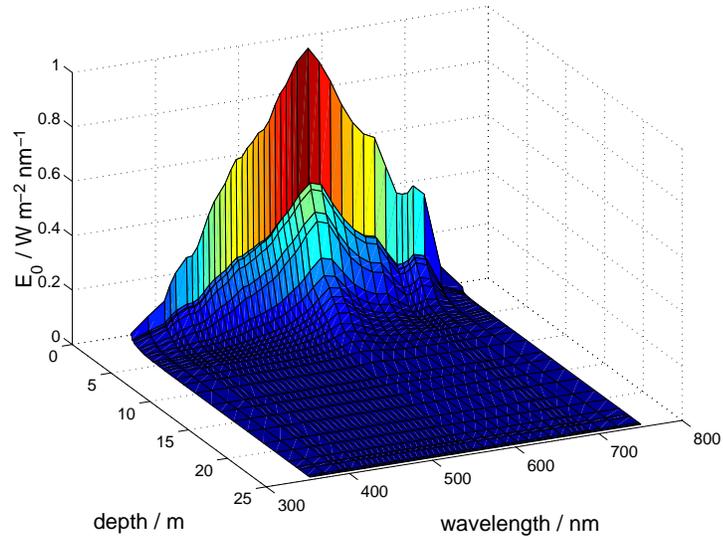


Abbildung 7.8: Gemessene skalare Bestrahlungsstärke der Station 18. Dargestellt wird eine Tiefe von 1.6 - 28 m.

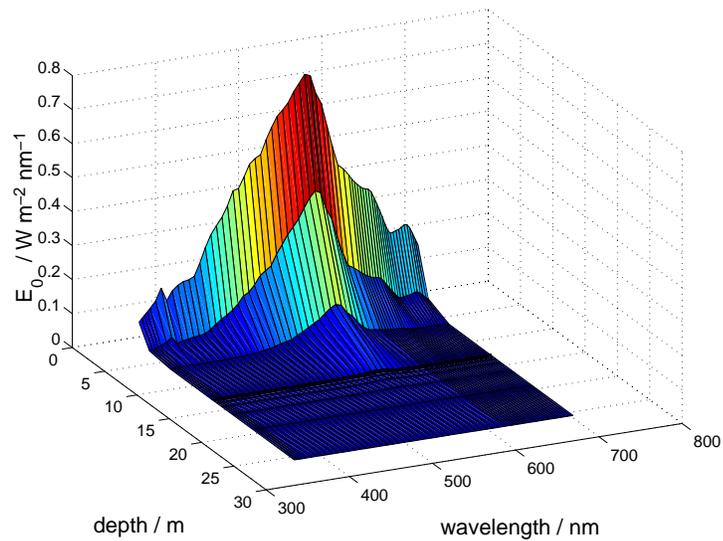


Abbildung 7.9: Simulierte skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18. Dargestellt ist eine Tiefe von 1.6 - 28 m.

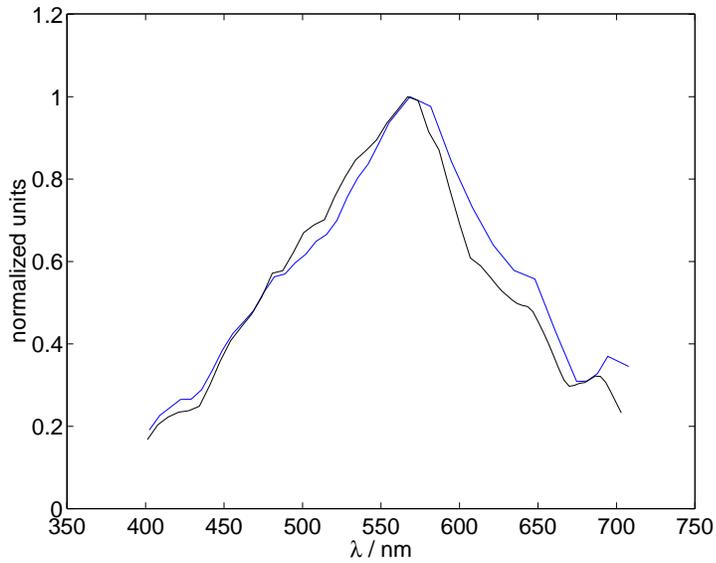


Abbildung 7.10: Simulierte (schwarz) und gemessene (blau) skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18 in 1.6 m Tiefe.

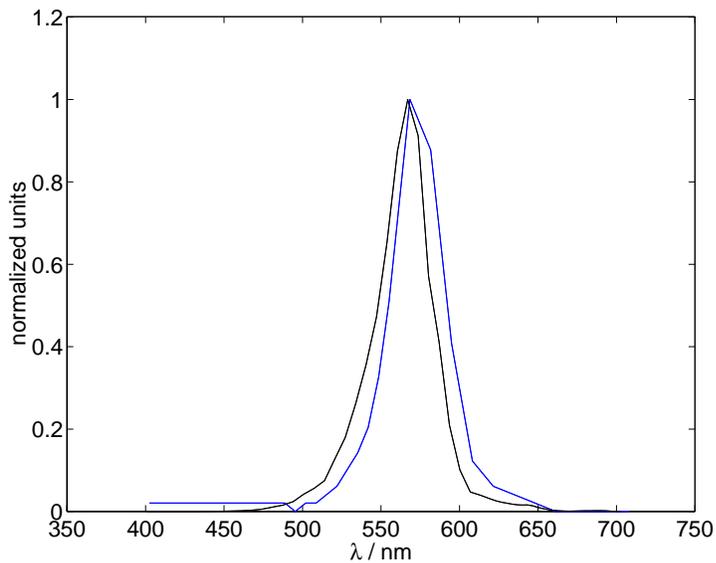


Abbildung 7.11: Simulierte (schwarz) und gemessene (blau) skalare Bestrahlungsstärke an der Station 18 in 12.8 m Tiefe.

von Phytoplankton groß ist verglichen mit den Konzentrationen anorganischer Partikel. Das mit Phytoplanktonwachstum verbundene Vorhandensein marinen Gelbstoffes trägt zur Absorptionscharakteristik des Wassers vom Typ I bei. Wasser vom Typ I reicht somit von sehr klarem (oligotrophen) Wasser bis hin zu trübem (eutrophen) Wasser.

- Typ II Wasser sind alle übrigen Gewässer. Insbesondere sind dies Gewässer mit einem hohen Anteil an nichtorganischen Schwebstoffen und vom Festland stammendem Gelbstoff.

Jerlov teilt die Gewässer in zwei Hauptgruppen, den offenen Ozean und das Küstengewässer. Der offene Ozean wird in fünf und die Küstengewässer in neun Untergruppen aufgeteilt. Ausschlaggebend für die Zuordnung zu einer Untergruppe sind die diffusen Attenuationskoeffizienten, die sich durch einen konstanten Faktor [Jerlov 76] unterscheiden.

Über diese beiden Standardmethoden hinaus gibt es diverse Ansätze einer optischen Klassifizierung von natürlichen Gewässern [Iturriaga 1989, Prieur 1981, Jerlov 76]. Die Ansätze von [Prieur 1981] und [Jerlov 76] diskutieren den spektralen Verlauf des Absorptionskoeffizienten bzw. des diffusen Attenuationskoeffizienten. Hierbei wird die substanzspezifische Dominanz auf eine spezifische spektrale Verteilung zurückgeführt. Ein Beispiel für die diffusen Attenuationskoeffizienten ist in den Abb. 7.12 und 7.13 angegeben. In Abb. 7.12 sind Stationen mit hohen ($> 10\mu\text{g}/\text{l}$) Phytoplanktonkonzentrationen dargestellt. Deutlich sind die Absorptionsmaxima des Chlorophylls um 420 nm und um 680 nm zu erkennen. Die Absorption im roten Bereich und das Auftreten von inelastischen Quellen wurde bereits im Zusammenhang mit der Gershun-Näherung diskutiert. Der Unterschied des phytoplanktondominierten zum gelbstoffdominierten Wasser ist im blauen Spektralbereich deutlich zu erkennen. Das Absorptionsmaximum des Phytoplanktons (bei 420 nm) steht dem exponentiell abfallendem Absorptionsverhalten des Gelbstoffs gegenüber. In den beiden Abbildungen 7.12 und 7.13 der diffusen Attenuationskoeffizienten äußert sich die Streuung auf zwei wesentliche Arten:

1. Durch die Rückstreuung des partikulären Materials wird das Lichtfeld geschwächt. Dies äußert sich in einer konstanten Verschiebung des Spektrums nach oben oder unten.
2. Durch die Vorwärtstreuung erhöhen sich die Weglängen für die gestreute Strahlung und somit die Absorptionswahrscheinlichkeit. Dies äußert sich in einer Bevorzugung der Absorption in jenen spektralen Regionen, in denen die Streuung größer ist.

Diese beiden Auswirkungen der Streuung auf den diffusen Attenuationskoeffizienten machen es sehr schwer, auch die streuenden Partikel 'optisch' korrekt zu

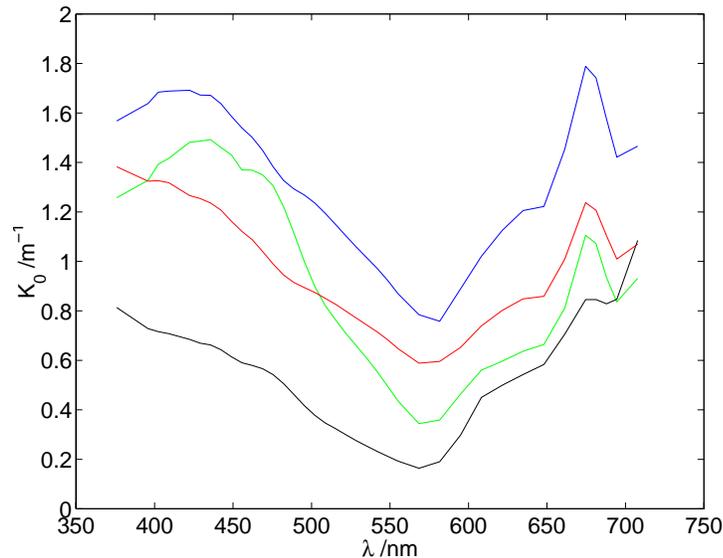


Abbildung 7.12: Diffuse Attenuationskoeffizienten für phytoplanktondominiertes Wasser für die Stationen 17 (rot, $\text{Chl} \approx 30 \mu\text{g/l}$), 18 (blau, $\text{chl} \approx 35 \mu\text{g/l}$), 34 (grün, $\text{chl} \approx 10 \mu\text{g/l}$) und 43 (schwarz, $\text{chl} \approx 5 \mu\text{g/l}$). Alle Spektren wurden über die oberen 5 m der Wassersäule gemittelt und stammen von der Forschungsfahrt P237/5 (siehe Karten im Anhang).

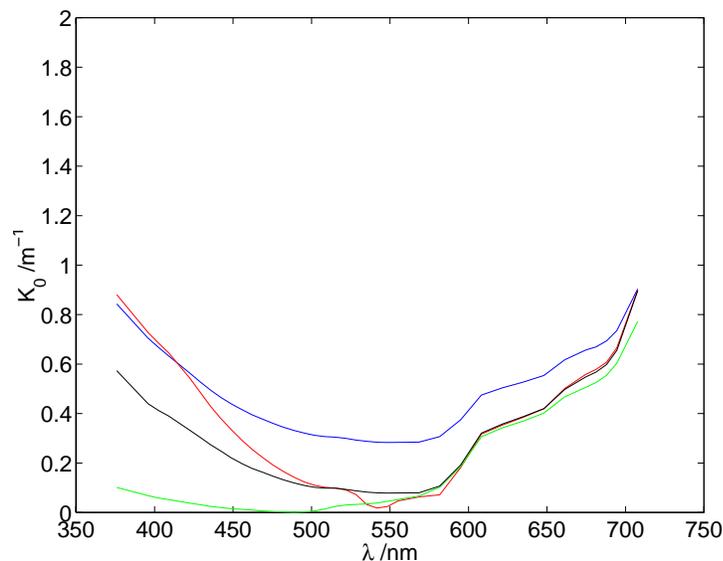


Abbildung 7.13: Diffuse Attenuationskoeffizienten für gelbstoffdominiertes Wasser für die Stationen 06 (grün, $a_y \approx 0.1/\text{m}$), 26 (schwarz, $a_y \approx 0.5/\text{m}$), 46 (rot, $a_y \approx 0.7/\text{m}$) und 60 (blau, $a_y \approx 0.8/\text{m}$). Alle Spektren wurden über die oberen 5 m der Wassersäule gemittelt und stammen von der Forschungsfahrt P237/5 (siehe Karten im Anhang).

quantifizieren. Bei allen dem Autor bekannten Verfahren zur optischen Klassifizierung natürlicher Gewässer liegt die Problematik ähnlich, die Streuung und ihr Einfluß auf die Absorptionscharakteristiken kann nicht korrekt quantifiziert werden.

Ein Vorschlag zu einer optischen Klassifizierung, die die Streuung von Partikeln beinhaltet, ist die Benutzung von interpretierten Attenuationsspektren, wie sie in diversen Beispielen (Abb. 7.14, 7.15, 7.16, 7.17 und 7.18) in dieser Arbeit vorliegen. Die zwei bisherigen dominanten Situationen (Gelbstoff und Chlorophyll) werden um eine dritte optischen Größe, nämlich den Streukoeffizienten erweitert. Die Zuordnung eines Wasserkörpers zu einer dominanten Situation hat einen gewissen Spielraum, sollte aber am Verhältnis der entsprechenden spezifischen Attenuationskoeffizienten zum gesamten Attenuationskoeffizienten definiert werden. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß die Dominanz sich manchmal auf gewisse spektrale Regionen konzentriert, wie es in Abb. 7.18 für Gelbstoff der Fall ist. Als Kriterium soll hier lediglich gelten, daß eine Komponente dann dominant ist, wenn sie den größten Anteil am Gesamtspektrum ausmacht. Dies würde für eine Formulierung über Integrale sprechen.

Bei der Betrachtung der angegebenen Spektren können drei Klassen unterschieden werden. Dies sind:

1. Dominanz von mineralischen Partikeln in den Abb. 7.14, 7.15 und 7.16.
2. Dominanz von Phytoplankton in Abb. 7.17.
3. Dominanz von Gelbstoff in Abb. 7.18.

Selbstverständlich stellen die hier dargestellten dominanten Regionen Extremfälle dar. Zwischen den Extremen gibt es in den Übergangszonen die Mischungen der substanzspezifischen Beiträge. Die Vorteile dieses Verfahrens sind:

- **Quantifizierung der Streuung**

In der Modellierung des Lichtfeldes hat sich gezeigt, daß sich die spektrale Abhängigkeit der Streuung, die aus Attenuationsdaten gewonnen wurde, ausgesprochen gut dazu eignet, eine Volumenstreuungsmatrix zu parametrisieren. Die einzigen nicht aus der Dateninterpretation der Attenuationskoeffizienten stammenden Informationen sind der Radius oder der Brechungsindex des Phytoplanktons.

- **Eindeutige spektrale Zuordnung aller optisch aktiven Substanzen**

Es werden alle optisch aktiven Wasserinhaltsstoffe eindeutig zugeordnet. Dies bedeutet, daß es keine Überlagerungen von zwei Komponenten in einem Signal gibt. Diese wurde ausführlich im Abschnitt Kalibrierung und Bewertung der Messungen dargelegt. Die entsprechenden Abbildungen sind in 6.1, 6.4, 6.9, 6.11 und 6.13 dargestellt.

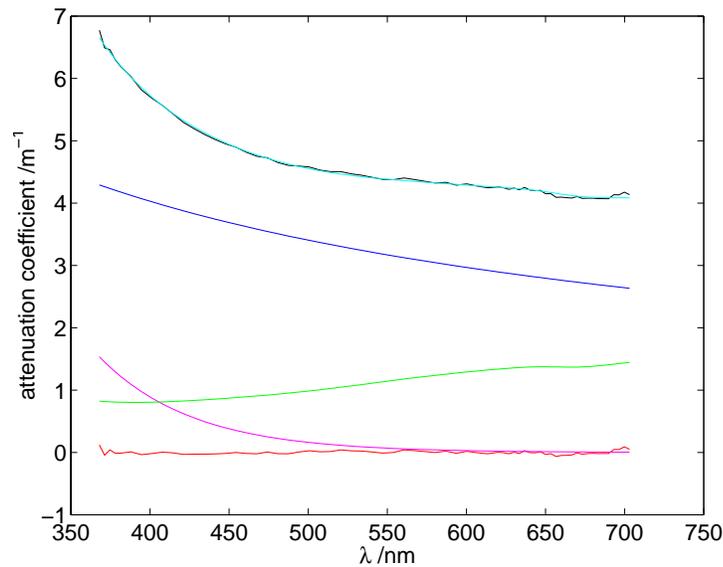


Abbildung 7.14: Attenuationsspektrum mit dominantem mineralischem Material (Station 16 in 5m Tiefe). Die Messung ist in schwarz und die Rekonstruktion in Cyan dargestellt. Die Spektren von Gelbstoff, Chlorophyll und mineralischer Substanz sind magenta grün und blau. Die Differenz zwischen Messung und Modell ist rot dargestellt.

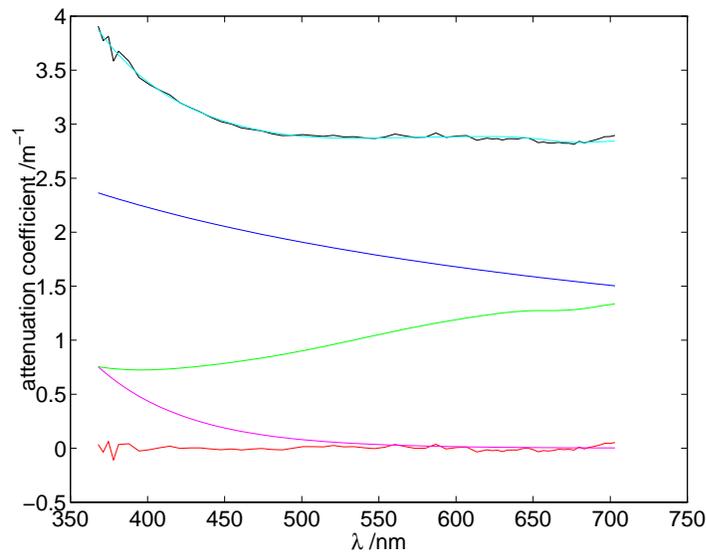


Abbildung 7.15: Attenuationsspektrum mit dominantem mineralischem Material (Station 18 in 3m Tiefe). Farbenzuordnung wie in obiger Abbildung.

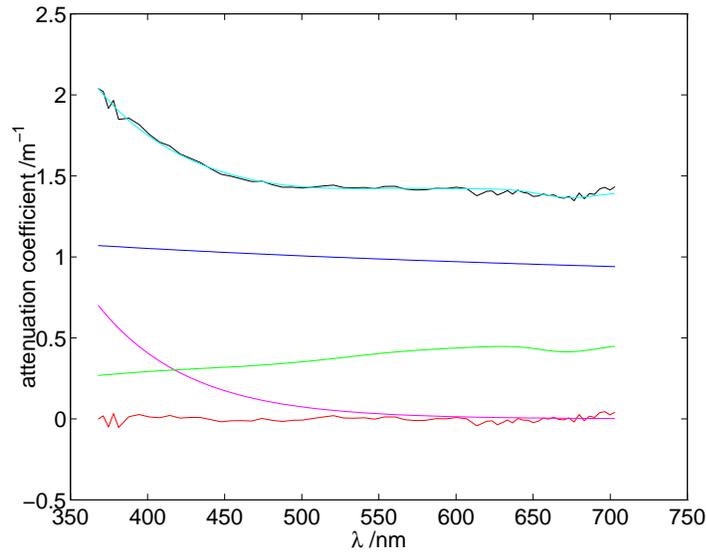


Abbildung 7.16: Attenuationsspektrum mit dominantem mineralischem Material (Station 18 in 16.5 m Tiefe). Das Attenuationsspektrum ist schwarz und die Rekonstruktion cyan dargestellt. Die Spektren von Gelbstoff, Chlorophyll und mineralischer Substanz sind magenta, grün und blau. Die Differenz zwischen Messung und Modell ist rot dargestellt.

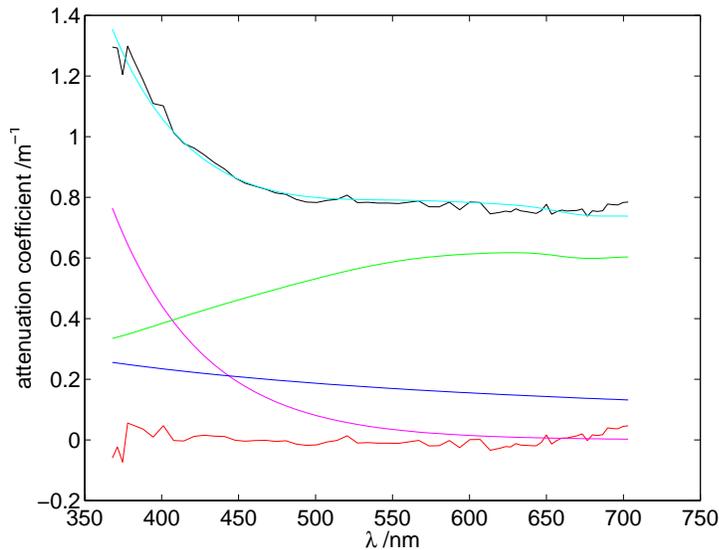


Abbildung 7.17: Attenuationsspektrum mit dominantem Phytoplankton (Station 22 in einer Tiefe von 10 m). Farbenzuordnung wie in obiger Abbildung

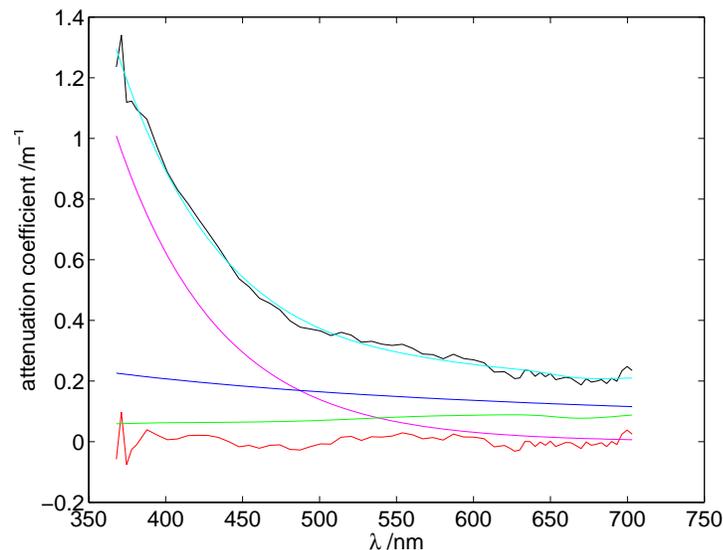


Abbildung 7.18: Attenuationsspektrum mit dominantem Gelbstoff (Station 46 in einer Tiefe von 4 m). Das Attenuationsspektrum ist schwarz und die Rekonstruktion cyan dargestellt. Die Spektren von Gelbstoff, Chlorophyll und mineralischer Substanz sind magenta, grün und blau. Die Differenz zwischen Messung und Modell ist rot dargestellt.

- **Korrelation dominanter optischer Eigenschaften mit Substanzkonzentrationen**

Die räumliche Auflösung optischer Eigenschaften ist immer mit der entsprechenden räumlichen Auflösung der Konzentration von Wasserinhaltsstoffen verbunden.

Die Zuordnung in die drei dominanten Gruppen ermöglicht es, einige während der Forschungsfahrt P237/5 untersuchten Gebiete in optische Regime zu klassifizieren (Abb. 6.14 - 6.21). In den Regionen Seine und Rhein wurde eine Algenblüte vorgefunden, die sich räumlich auf das Gebiet zwischen dem limnischen Einfluß, mit hohen Konzentrationen von mineralischen Partikeln und Gelbstoff, und dem relativ klarem Wasser der küstennahen See ansiedelt.

- Die Attenuationskoeffizienten ordnen dem Flußwasser eine Dominanz der Streuung mineralischer Partikel zu. Siehe Abb. 7.14.
- Ein zweites Gebiet liegt beim küstennahen Seewasser - im Gebiet der Seine bei Station 22 - mit immer noch hohen Konzentrationen von Phytoplankton. Durch die Abwesenheit von mineralischen Partikeln und Gelbstoff dominiert hier der Attenuationskoeffizient des Phytoplanktons. Siehe Abb. 7.17.

- Im Gebiet zwischen diesen beiden Extremen ist die Algenblüte mit den höchsten Phytoplanktonkonzentrationen angesiedelt. In diesem Gebiet kann man nicht von einer Dominanz sprechen, da alle Wasserinhaltsstoffe in hohen Konzentrationen vorhanden sind. Bei Station 18 in der Seine Bucht traten die höchsten Chlorophyllkonzentrationen der Reise P237/5 auf. Trotzdem kommt es wegen der hohen Konzentrationen des mineralischen Schwebstoffes nicht zu einer Dominanz des Chlorophylls. Siehe Abb. 7.5 und 7.6.

Die Stationen in der Deutschen Bucht sind durch eine Dominanz des Gelbstoffes charakterisierbar, ein Beispiel hierfür ist Abb. 7.18 für Station 46 dargestellt. Diese Dominanz reicht bis Station 57 der Forschungsfahrt (P237/5). Alle Stationen (46 - 57) in der Deutschen Bucht sind für die Zeit der Messungen Gelbstoffdominiert. Bei den Stationen 58 - 60 wird diese Dominanz durch mineralische Partikel aus der Elbe kompensiert, so dass keine der drei Substanzgruppen dominiert.

Die hier angegebene räumliche Charakterisierung trifft nur für eine Frühjahrssituation zu. Sie müsste durch Messungen ergänzt werden, die in festen Zeitintervallen ($\Delta t \approx 1$ Tag) durchgeführt werden, um die jahreszeitlichen Veränderungen zu bestimmen. Dadurch wäre es möglich, Karten von Küstenregionen anzufertigen, die räumliche und zeitliche Veränderungen der substanzspezifischen Attenuationskoeffizienten beinhalten. Dies, kombiniert mit einer Berechnung der Lichtfeldes wie es im vorherigem Abschnitt gezeigt wurde, könnte ein wesentlicher Schritt für die Interpretation von optischen Satellitendaten - wie sie von MOS und SeaWiFS zur Zeit gemessen werden - für Küstengewässer darstellen.

Kapitel 8

Abschließende Betrachtungen

Die theoretischen Untersuchungen zur Lichtstreuung und -absorption sind die Voraussetzungen für eine erfolgreiche Analyse von Attenuationsspektren. Konzentrationen von Chlorophyll, suspendiertem mineralischen Material und Gelbstoff konnten den gemessenen Spektren erfolgreich zugeordnet werden. Darüber hinaus wurde durch die aus den Attenuationsspektren gewonnenen Daten spektrale Streukoeffizienten für Phytoplankton und suspendiertes mineralisches Material gewonnen, die - kombiniert mit berechneten Phasenfunktionen - ein substanzspezifisches Modell für den Strahlungstransport in küstennahen Gewässern mit einer hohen Schwebstofffracht ermöglicht.

Bei den durchgeführten Forschungsfahrten wurden Schnitte durch Wasserkörper realisiert, deren 'Trübung' sich durch mehrere Größenordnungen unterschied. Die räumliche Verteilung einer Algenblüte in der Seine-Bucht wurde bestimmt. Im Übergangsbereich zwischen dem fluviatilen Einfluß der Seine und dem Wasser des englischen Kanals wurde ein Maximum dieser Verteilung bestimmt. Darüber hinaus gibt es in diesem Bereich Anhaltspunkte für eine Photoinhibition des Phytoplanktons und somit eine Veränderung der Fluoreszenzquantenausbeute bei einer Anregungswellenlänge von 420 nm und einer Detektionswellenlänge von 680 nm. Im küstennahen Bereich konnte eine gute Korrelation des Salzgehaltes mit der Gelbstoffkonzentration bestimmt werden. Die hohen Chlorophyllkonzentrationen konnten durch den englischen Kanal bis ins Mündungsgebiet des Rheins verfolgt werden, und es gibt Anhaltspunkte dafür, daß dieser Wasserkörper in der Deutschen Bucht auf der Höhe von Borkum (Station 46) in einer Tiefe von ca. 10 bis 20 Metern identifiziert werden kann. In der Deutschen Bucht wurden bis auf den benannten Wasserkörper keine erhöhten Chlorophyllkonzentrationen vorgefunden. Gemeinsam mit der an der Oberfläche beobachteten Schaumbildung ist dies ein Hinweis darauf, daß eine Algenblüte in den letzten Tagen vor der dortigen Ankunft stattgefunden haben muß.

Die bekannten hohen Konzentrationen an mineralischem Schwebstoff, die im Ge-

biet Humber erwartet wurden, konnten durch die Messungen räumlich aufgelöst werden. Es wurde gezeigt, daß diese hohen Schwebstoffkonzentrationen im Begriff waren, abzusinken. Dies wird durch das zur Zeit der Messung vorliegende sehr ruhige Wetter gestützt und ist plausibel.

Im Bereich des Golfs von Lion wurde ein Wasserkörper vorgefunden, der stark durch das salzarme Wasser der Rhone, welches einen sehr hohen Attenuationskoeffizienten hatte, beeinflußt war. Es wurden Hinweise gefunden, die die Ausbildung von zweier Chlorophyllmaxima in zwei verschiedenen Tiefen, von der Menge der photosynthetisch verfügbaren Strahlung (PAR) abhängig machen.

Abschließend ist festzustellen, daß die Messung der multispektralen Attenuation gekoppelt mit einer geeigneten Dateninterpretation ein gutes Instrument liefert, um die Bestimmung des biooptischen Zustand eines Wasserkörpers und dessen optische Klassifizierung zu definieren. Insbesondere die Möglichkeit, aus den gemessenen und verrechneten Daten ein Strahlungstransportmodell zu betreiben ist neu.

Im angegebenen Beispiel für den Strahlungstransport wurde der Wasserkörper in zwei Schichten aufgeteilt. Dies geschah, um die benötigte Rechenzeit klein zu halten. Bei der augenblicklichen Entwicklung im Bereich Rechengeschwindigkeit erscheint es möglich, daß schon in zwei bis fünf Jahren CPU-Kapazitäten zur Verfügung stehen, die in der Lage sind, Schichtdicken zu realisieren, die der Dichte einer in situ Messung entsprechen. Dieses sind bei den durchgeführten Messungen etwa 20 - 50 cm.

Anhang A

Stationen

Station	Datum	Zeit (UTC)	Tiefe (m)	Breite	Länge	Schöpfer (m)
Biscaya:						
5	08.05.98	09:29	4450	45°44.2' N	05°04.2' W	5
						10
						20
						97
6	08.05.98	12:30	3774	45°54.7' N	04°44.7' W	5
						44
						66
						73
7	08.05.98	15:00	3804	45°58.9' N	04°35.0' W	2
						7
						14
						20
Loire:						
8	09.05.98	06:57	40	46°55.9' N	02°40.0' W	1
						5
						9
						20
9	09.05.98	08:06	37	46°58.4' N	02°36.9' W	1.5
						25
10	09.05.98	09:16	35	47°00.8' N	02°33.5' W	1
						14
11	09.05.98	10:15	29	47°03.2' N	02°30.3' W	1
						9
12	09.05.98	11:07	25	47°05.6' N	02°27.2' W	1
						13
13	09.05.98	12:03	31	47°08.5' N	02°23.3' W	2

Station	Datum	Zeit (UTC)	Tiefe (m)	Breite	Länge	Schöpfer (m)
						18
Br. Kanal						
14	10.05.98	12:16	88	49°18.5' N	03°51.1' W	9
						40
Seine:						
15	11.05.98	05:59	18	49°22.4' N	00°09.7' W	1
						12
16	11.05.98	07:15	30	49°25.8' N	00°09.8' W	0.5
						15
17	11.05.98	08:20	22	49°29.0' N	00°10.0' W	1
						10
18	11.05.98	09:15	28	49°32.7' N	00°08.2' W	1
						10
19	11.05.98	10:15	32	49°35.2' N	00°09.8' W	1
						15
20	11.05.98	11:27	36	49°38.5' N	00°10.0' W	1
						15
21	11.05.98	12:32	39	49°41.8' N	00°10.2' W	2
						21
22	11.05.98	13:37	37	49°45.0' N	00°10.2' W	1
						15
Themse:						
23	12.05.98	06:00	36	51°23.5' N	02°02.0' E	1
						15
24	12.05.98	07:18	38	51°23.5' N	01°57.0' E	1
						17
25	12.05.98	08:17	42	51°23.2' N	01°52.0' E	1
						18
26	12.05.98	09:40	46	51°23.5' N	01°47.0' E	1
						22
27	12.05.98	10:39	48	51°23.4' N	01°41.9' E	1
						16
28	12.05.98	11:45	20	51°23.6' N	01°37.0' E	1
						9
29	12.05.98	12:51	21	51°23.6' N	01°31.9' E	1
Rhein:						
30	13.05.98	06:02	25	52°29.2' N	03°53.0' E	1
						23
31	13.05.98	07:15	27	52°27.2' N	03°57.1' E	2
						19

Station	Datum	Zeit (UTC)	Tiefe (m)	Breite	Länge	Schöpfer (m)
32	13.05.98	08:42	26	52°25.6' N	04°01.0' E	1
						16
33	13.05.98	10:00	20	52°23.7' N	04°04.8' E	1
						15
34	13.05.98	11:06	20	52°22.1' N	04°08.7' E	1
						13
35	13.05.98	12:16	20	52°20.3' N	04°12.8' E	1
						12
36	13.05.98	13:34	18	52°18.7' N	04°16.9' E	1
						13
37	13.05.98	14:36	19	52°17.2' N	04°21.2' E	1
						13
Humber:						
38	14.05.98	06:00	37	53°00.0' N	01°59.8' E	4
						12
39	14.05.98	07:10	45	52°59.9' N	02°05.1' E	2
						17
40	14.05.98	08:17	37	52°59.9' N	02°09.8' E	2
						20
41	14.05.98	09:27	47	52°59.9' N	02°15.1' E	1
						22
42	14.05.98	10:47	30	52°59.6' N	02°19.9' E	3
						18
43	14.05.98	12:00	36	52°59.8' N	02°24.9' E	3
						17
44	14.05.98	13:10	36	52°60.0' N	02°29.7' E	2
						17
45	14.05.98	14:27	35	52°59.9' N	02°35.0' E	2
						21
Dt. Bucht:						
46	15.05.98	07:13	22	53°52.1' N	06°35.0' E	1
						15
47	15.05.98	08:27	21	53°46.7' N	06°36.7' E	2
						14
48	15.05.98	09:28	23	53°45.3' N	06°38.8' E	1
						15
49	15.05.98	11:20	25	53°54.4' N	06°41.0' E	1
						17
50	15.05.98	12:39	32	54°02.2' N	06°42.8' E	1
						20

Station	Datum	Zeit (UTC)	Tiefe (m)	Breite	Länge	Schöpfer (m)
51	15.05.98	14:05	?	54°07.4' N	06°46.7' E	4
52	15.05.98	15:05	?	54°08.2' N	06°59.5' E	1
53	16.05.98	05:56	30	54°20.0' N	07°29.8' E	1
						25
54	16.05.98	07:14	39	54°16.9' N	07°35.9' E	2
						23
55	16.05.98	08:36	35	54°16.0' N	07°41.9' E	1
56	16.05.98	09:57	21	54°16.0' N	07°57.0' E	1
						14
57	16.05.98	11:12	11	54°16.0' N	08°13.2' E	1
						11
58	16.05.98	12:15	19	54°10.0' N	08°13.0' E	1
						14
59	16.05.98	13:28	16	54°02.4' N	08°13.1' E	1
						11
60	16.05.98	14:28	27	53°59.9' N	08°05.0' E	?
						?

Tabelle A.1: Stationen 5 - 60 der Reise P237/5.

Anhang B

Karten

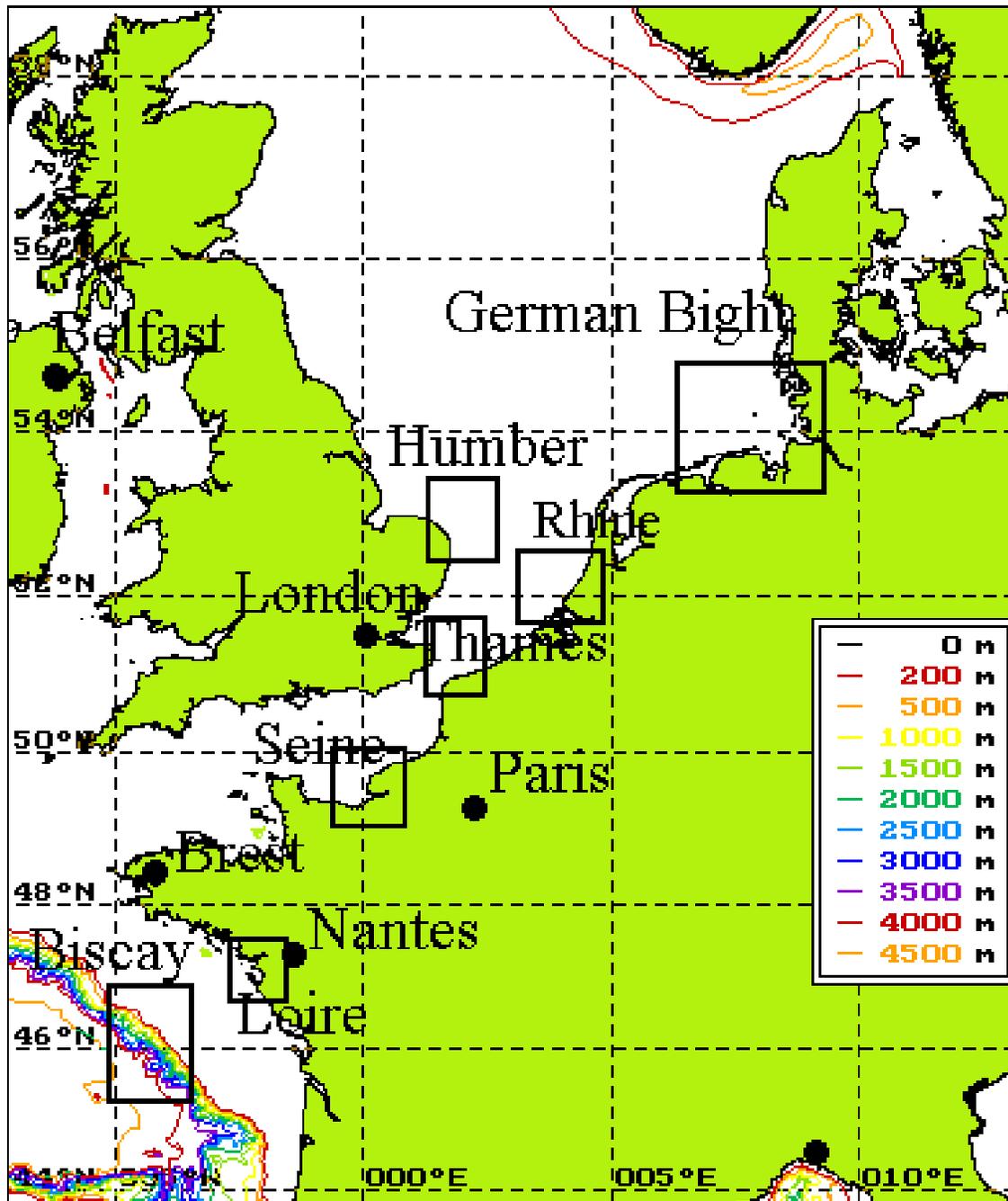


Abbildung B.1: Arbeitsgebiete der Reise P237/5

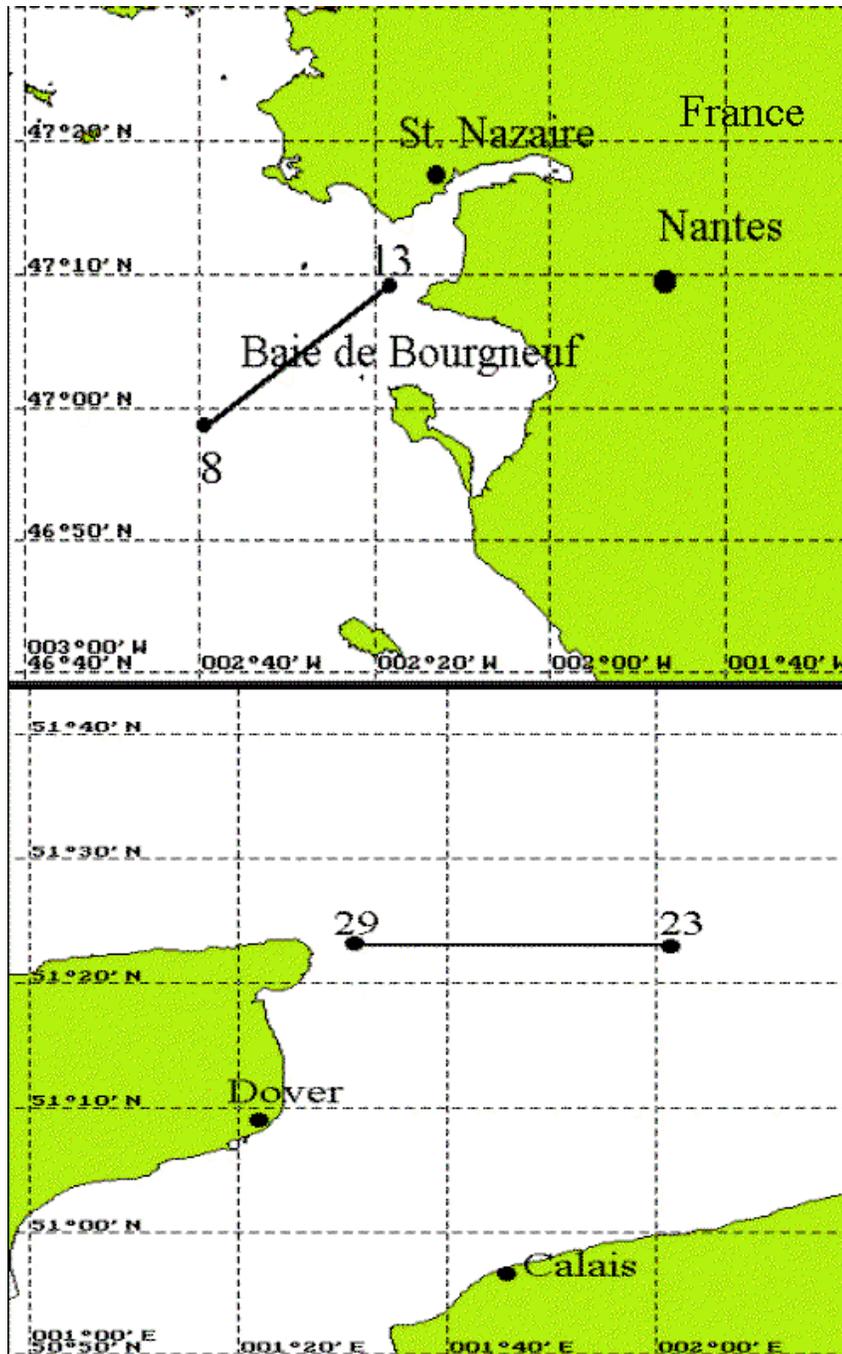


Abbildung B.2: Schnitte in den Mündungsgebieten der Loire (am 9.5.98) und der Themse (am 12.5.98). Markiert sind die erste und die letzte Station eines Schnittes

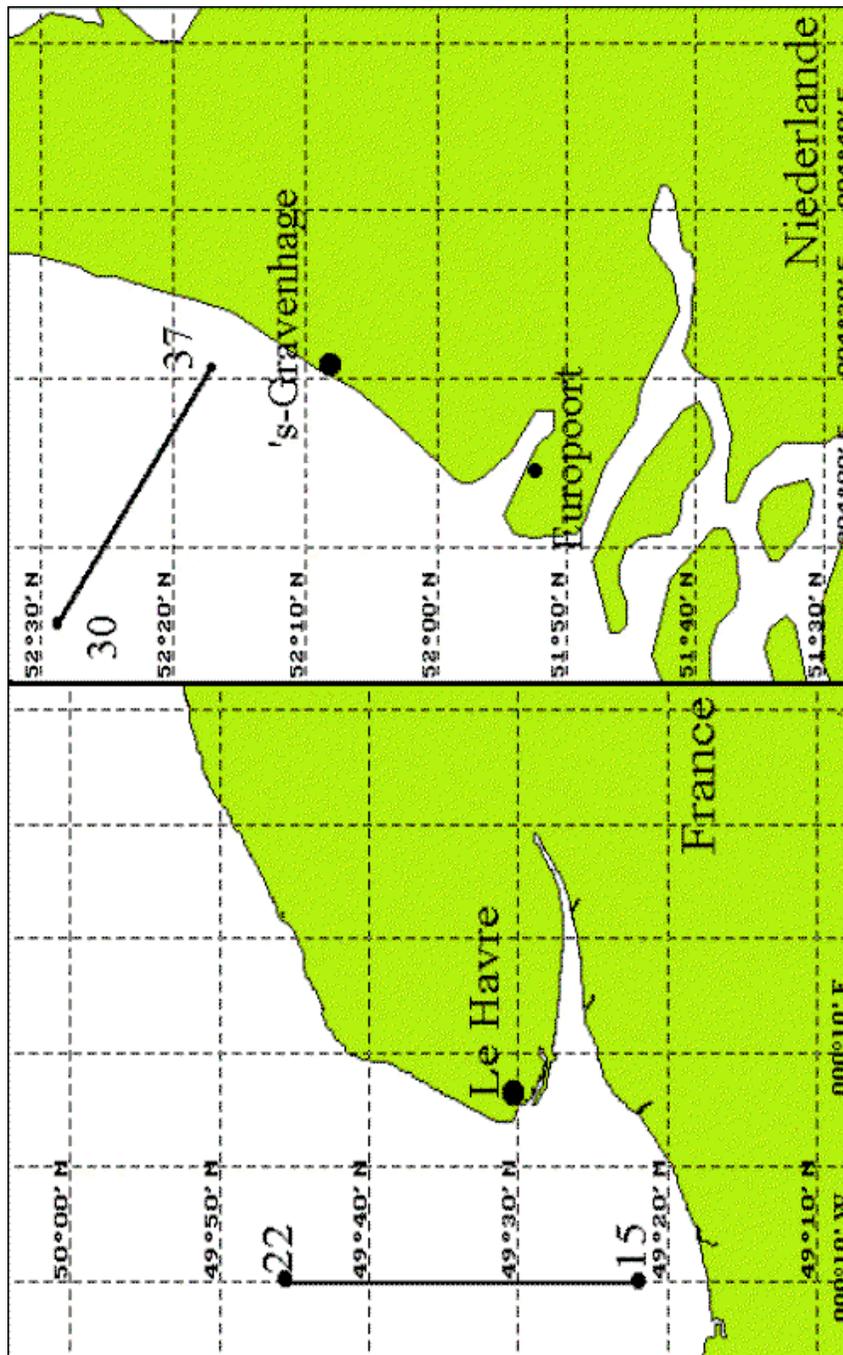


Abbildung B.3: Schnitte in den Mündungsgebieten der Seine (am 11.5.98) und des Rheins (am 13.5.98). Markiert sind die erste und die letzte Station eines Schnittes

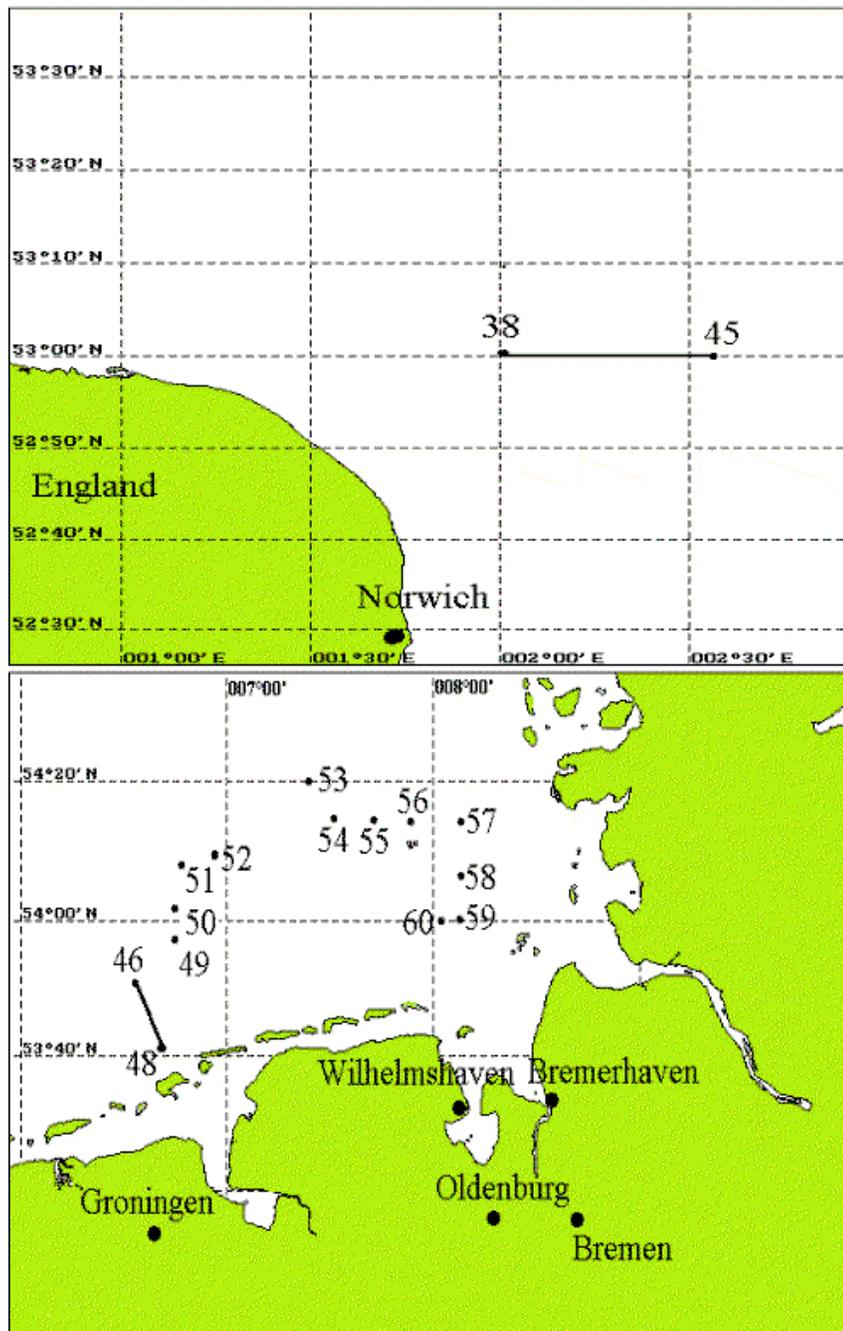


Abbildung B.4: Schnitte in den Gebieten um Smith Knoll vom 12.5.98 (oben) und der Deutschen Bucht vom 15.5.98 und 16.5.98. Markiert sind die erste und die letzte Station der Schnitte und einzelne Stationen.

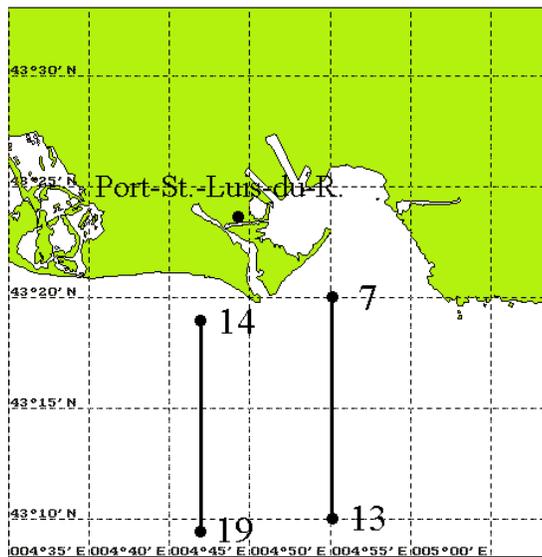


Abbildung B.5: Stationen 7 - 19 vor dem Ausfluss der Rhone

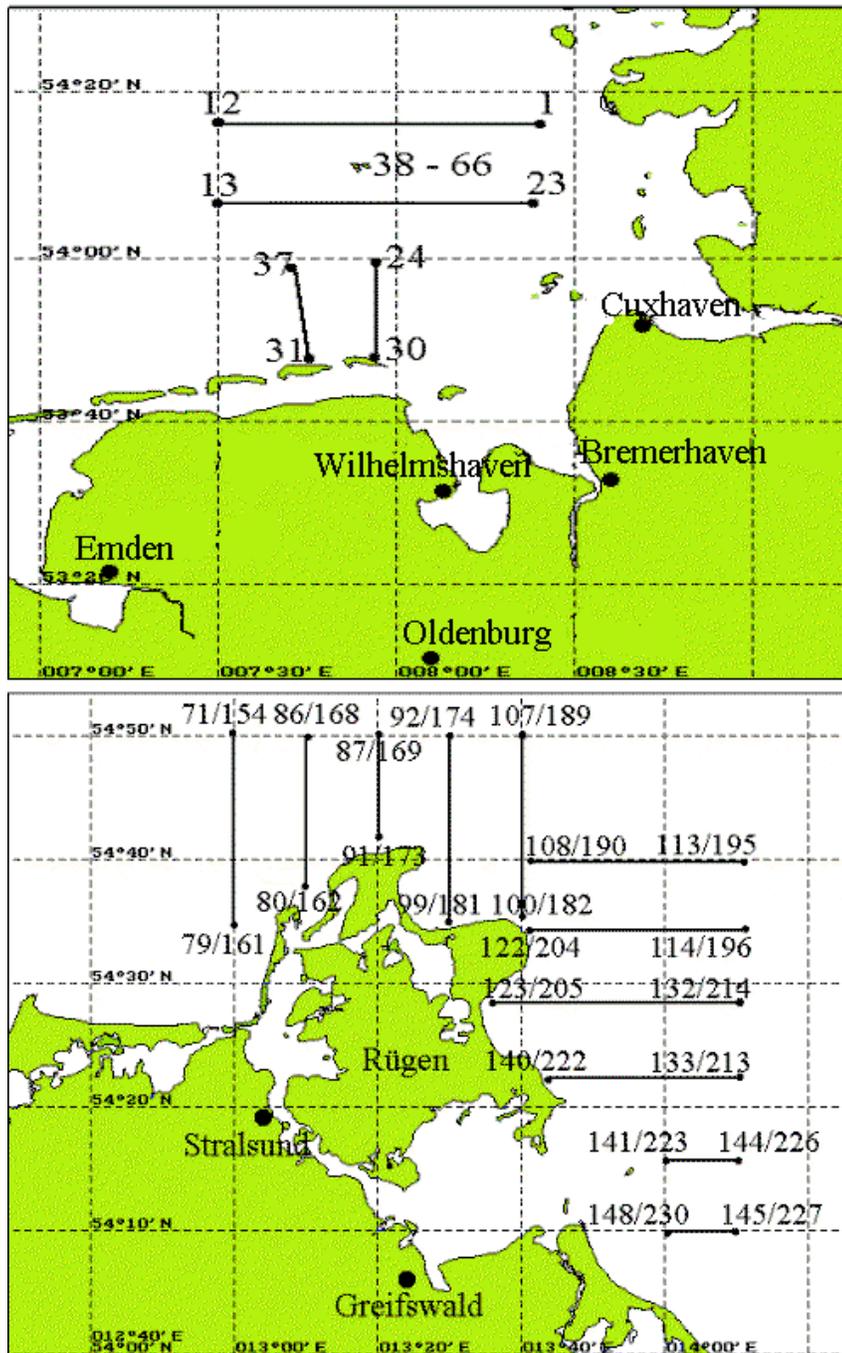


Abbildung B.6: Arbeitsgebiete der Reise Heinecke 98/9 in der Deutschen Bucht (14.-17.9.98) und in der Oderbucht (17.-24.9.98). Stationen 38 - 66 wurden wegen schlechten Wetterverhältnissen im Lee von Helgoland durchgeführt

Literaturverzeichnis

- [Abramowitz 1970] Milton Abramowitz and Irene A. Stegun; Handbook of Mathematical Functions; Dover Publications Inc., New York 1970.
- [Ackerman 1981] Thomas P. Ackerman, Owen B. Toon; Absorption of Visible Radiation in the Atmosphere Containing Mixtures of Absorbing and Non-absorbing Particles; Appl. Opt., Vol 20, No. 20, Oct. 1981, 3661 - 3667.
- [Ahn 1992] Y. H. Ahn, A. Bricaud, A. Morel; Light Scattering Efficiency and Related Properties of some Phytoplankters; Deep-Sea Res., Vol. 39, 1992, 1835 - 1855.
- [Allali 1995] Karima Allali, Annick Bricaud, Marcel Babin, André Morel, Patrick Chang; A New Method for Measuring Spectral Absorption Coefficients of Marine Particles; Limnol. Oceanogr., Vol. 40(8) 1995, 1526 -1532.
- [Bader 1970] Henri Bader; The Hyperbolic Distribution of Particle Sizes; J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 15, 1970, 2822 - 2830.
- [Barth 1996] Hans Barth, Rainer Reuter, Uwe Stute; Polychromatic In Situ Transmissiometer for Measurement of Suspended Particles and Yellow Substance in Water; In: Ocean Optics XIII; Steven Ackleson, Robert Frouin, SPIE Proceedings Series, Vol. 2963, 1996, 622 - 630.
- [Barth 1997/1] Hans Barth, K. Grisard, K. Holtsch, R. Reuter, U. Stute; A Polychromatic Transmissometer for In Situ Measurements of Suspended Particles and Gelbstoff in Water; Appl. Opt., Vol 36, No. 30, Oct. 1997, 7919 - 7928.
- [Barth 1997/2] Hans Barth, Rüdiger Heuermann, Rainer Reuter; In situ Analysis of Water Quality - Spectral Attenuation and Fluorescence; In: Giovanna Gecchi, Thorsten Lamp, Rainer Reuter, Conradin Weber; Proceedings of Remote Sensing of Vegetation and Water, and Standardization of Remote Sensing Methods; SPIE Proceedings Series, Vol. 3107, 1997, 187 - 194.
- [Barth 1997/3] Hans Barth, Rüdiger Heuermann, Klaus D. Loquay, Rainer Reuter and Uwe Stute; Long-Term Stable Sensors for Bio-Optical Measurements; In: J.H. Stel, H.W.A. Behrens, J.C. Borst, L.J. Droppert, J.P. van

der Meulen; Operational Oceanography. The Challenge for European Co-operation; Proceedings of the first international conference on EuroGOOS; Elsevier, Amsterdam 1997, 133 - 140.

[Bergmann 1974] Bergmann-Schaefer; Lehrbuch der Experimentalphysik; Band.1, Mechanik, Akustik, Wärme., 9. Auflage, Walter de Gryter, Berlin 1974.

[Bryant 1969] F. Dudley Breyant, B. A. Seiber, Paul Latimer; Absolute Optical Cross Section of Cells and Chloroplasts, Arch. Biochem. Biophys., Vol. 135, 1969, 79 - 108.

[Bricaud 1986] A. Bricaud, A. Morel, L. Prieur; Absorption by Dissolved Organic Matter (yellow substance) in the UV and Visible Domains; Limnol. Oceanogr., Vol. 26, 1981, 43 - 53.

[Bricaud 1986] Annick Bricaud, André Morel; Light Attenuation and Scattering by Phytoplanktonic Cells: A Theoretical Modelling; Appl. Opt., Vol. 25, No. 4, Febr. 1986, 571 - 580.

[BSH 1998] Bundesamt für Seefahrt und Hydrographie Hamburg; Internationale Kartenserie: Nr. 202, Smith Knoll bis Outer Dowsing.

[Damm 1997] Peter E. Damm; Die saisonale Salzgehalts- und Frischwasserverteilung in der Nordsee und ihre Bilanzierung; Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg Nr. 28, Institut für Meereskunde Hamburg 1997.

[Determann 1994] Stephan Determann, Rainer Reuter, Peter Wagner, Rainer Willkomm; Fluorescent Matter in the Eastern Atlantic Ocean. Part. 1: Method of Measurement and Near-Surface Distribution; Deep Sea Res. I, Vol. 41, No. 4, 1994, 659 - 675.

[Determann 1996] Stephan Determann, Rainer Reuter, Rainer Willkomm; Fluorescent Matter in the Eastern Atlantic Ocean. Part 2: Vertical Profiles and Relation to Water Masses; Deep-Sea Res. I, Vol. 43 No. 3, 1996, 345 - 360.

[Doerffer 98] Roland Doerffer persönliche Mitteilung.

[Fell 1997] Frank Fell; Validierung eines Modells zur Simulation des Strahlungstransportes in Atmosphäre und Ozean; Dissertation am Fachbereich Geowissenschaften der Freien Universität Berlin; Veröffentlichungsreihe des Instituts für Weltraumwissenschaften der Freien Universität Berlin 1997.

- [Ferrari 1996] Giovanni M. Ferrari, Mark D. Dowell, Steffania Grossi, Cristina Targa; Relationship Between the Optical Properties of Chromophoric Dissolved Organic Matter and Total Concentration of Dissolved Organic Carbon in the Baltic Sea Region; *Mar. Chem.*, Vol. 55, 1996, 299 - 316.
- [Feynman 1965] R. P. Feynman, A. R. Hibbs; *Quantum Mechanics and Path Integrals*; McGraw-Hill, New York 1965.
- [Fournier 1996] G. R. Fournier; Approximation to Beam Propagation in Ocean Waters; In: *Ocean Optics XIII*; Steven Ackleson, Robert Frouin, SPIE Proceedings Series, Vol. 2963, 1996, p. 32 - 37.
- [Gege 1994] Peter Gege; *Gewässeranalyse mit passiver Fernerkundung: Ein Modell zur Interpretation optischer Spektralmessungen*; Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften im Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg; Hamburg 1994.
- [GKSS 1998] GKSS Forschungszentrum Jahresbericht 1997/98;
- [Gershun 1936] A. Gershun; *The Light Field*; (Übersetzung von P. Moon und G. Timoshenko), *J. Math and Phys.*, Vol. 18, No. 2, 51 - 151.
- [Gordon 1993] Howard R. Gordon; Sensitivity of Radiative Transfer to Small-Angle Scattering in the Ocean: Quantitative Assessment; *Appl. Opt.*, Vol. 32, No. 36, Dez. 1993, 7505 - 7511.
- [Gordon 1991] Howard R. Gordon; Absorption and Scattering Estimates from Irradiance Measurements: Monte Carlo Simulations; *Limnol. Oceanogr.*, Vol. 36, No. 4, 1991, 767 - 777.
- [Günther 1984] Kurt P. Günther; *Die Abhängigkeit der in vivo Chlorophyll a Fluoreszenz marinen Phytoplanktons von der Globalstrahlung*; Doktorarbeit am Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg 1984.
- [Gumprecht 1953/1] R. O. Gumprecht, C. M. Sliepcevich; Scattering of Light by Large Spherical Particles; *J. Phys. Chem.*, Vol. 57, Jan. 1953, 90 - 95.
- [Gumprecht 1953/2] R. O. Gumprecht, C. M. Sliepcevich; Measurement of Particle Sizes in Polydispersed Systems by Means of Light Transmission Measurement Combined with Differential Settling; *J. Phys. Chem.*, Vol. 57, Jan. 1953, 95 - 97.
- [Heuermann 1995] Rüdiger Heuermann, Klaus-Dieter Loquay, Rainer Reuter; A Multi-Wavelength In Situ Fluorometer for Hydrographic Measurements; In: *EARSeL Advances in Remote Sensing*, Vol 3, No. 3, 1995, 71 - 77.

- [Higgen 1996] Anne Higgen; Untersuchungen am Spektrum des rückgestreuten Tageslichtes natürlicher Gewässer im Hinblick auf den Nachweis von Chlorophyll a im Phytoplankton; Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg.
- [Harsdorf 1994] S. Harsdorf, B. Smidt; Untersuchungen zur verzögerten Fluoreszenz von Phytoplankton und ihre Anwendung zur Bestimmung der Algenbiomasse; GKSS Forschungszentrum Geesthacht; GKSS 94/E/49.
- [Højerslev 1986] N. K. Højerslev; Optical properties of Sea Water. In: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik; Landolt - Börnstein; J. Sündermann; Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1986, 383 - 459.
- [v. d. Hulst 1957] H. C. van de Hulst; Light Scattering by Small Particles; Dover Publications Inc., New York, 1957.
- [Ishimaru 1978] A. Ishimaru; Wave Propagation and Scattering in Random Media; Vol. 1 and 2, Academic Press, San Diego, London, 1978.
- [Iturriaga 1989] R. Iturriaga, D. Siegel; Microphotometric Characterization of Phytoplankton and Detrital Absorption Properties in the Sargasso Sea; Limnol. Oceanogr., Vol. 34, No. 8; 1706 - 1717.
- [Jin 1994] Zhonhai Jin, Knut Stamnes; Radiative Transfer in Nonuniformly Refracting Layered Media; Applied Optics, Vol. 33 No. 3, 1994; p. 431 - 442.
- [Jerlov 74] N. G. Jerlov; E. Steemann Nielsen; Optical Aspect of Oceanography; Academic Press; London, New York 1974.
- [Jerlov 76] N. G. Jerlov; Marine Optics; Elsevier Oceanography Series No. 14, Elsevier Scientific Publishing Company; Amsterdam, Oxford, New York 1976.
- [Jordan 1988] A. Jordan; A New Submersible Recording Scalar Light Sensor; Deep-Sea Res., 35, No. 8, 1988, 1411 - 1423.
- [Kalle 1937] K. Kalle; Meereskundliche Chemische Untersuchungen mit Hilfe des Zeiss'schen Pulfrich Photometers; Ann. Hydrogr. Berlin, Vol. 65, 1937, 276 - 282.
- [Kattawar 1967] George W. Kattawar, Gilbert N. Plass; Electromagnetic Scattering of Absorbing Spheres; Appl. Opt., Vol. 6, No. 8, Aug. 1967, 1377 - 1382.

- [Kirk 1991] John T. O. Kirk; Volume Scattering Function, Average Cosine, and the Underwater Light Field; *Limnol. Oceanogr.*, Vol. 36, No. 3, 1991, 455 - 467.
- [Kirk 1994] John T. O. Kirk; *Light and Photosynthesis in Aquatic Systems*; Cambridge University Press 1983, 1994.
- [Kitchen 1982] J. C. Kitchen, J. R. V. Zanefeld, H. Pak; Effect of Particle Size Distribution and Chlorophyll Content on Beam Attenuation Spectra; *Appl. Opt.*, Vol. 21, No. 21, Nov. 1982, 3913 - 3918.
- [Klotz 1978] Rainer Klotz, Untersuchungen über Streufunktionen im optischen Spektralbereich an künstlichen und natürlichen marinen Partikelsuspensionen mit Beispielen aus der Kieler Bucht; Report Sonderforschungsbereich 95 Wechselwirkung Meer - Meeresboden; Universität Kiel, Nr. 46, November 1978.
- [Kuchling 1989] Horst Kuchling; Taschenbuch der Physik, 12. Auflage, Thun und Frankfurt/Main 1989.
- [Laschke 1995] Axel Laschke; Entwicklung eines multispektralen Photometers für Lichtmessungen im Meer: Messung der skalaren Bestrahlungsstärke; Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg.
- [Lentz 1976] William J. Lentz; Generating Bessel Functions in Mie Scattering Calculations Using Continued Fractions; *Appl. Opt.*, Vol.15, No.3, March 1976, 668 - 671.
- [LI-COR 1990] Underwater Radiation Sensors, Thype SA; Instruction Manual; LI-COR INC., Lincoln, Nebraska, 1990.
- [Mie 1908] G. Mie; Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen; *Ann. Phys.*, Vol. 25, 1908, p. 377 - 442.
- [Milchers 1997] Wolfgang Milchers, Svetlana Patsayeva, Rainer Reuter and Rainer Willkomm; Airborne Laser Fluorosensing of Maritime Parameters: Application of Geostatistics; In: Proceedings of the 3rd EARSel Workshop on Lidar Remote Sensing of Land and Sea; Sergey Babichenko, Rainer Reuter, Earsel Secretariat Paris; 9 - 14.
- [Mishchenko 1995] Michael L. Mishchenko, Daniel W. Machowski, Larry D. Travis; Scattering of Light by Bispheres with Touching and Separated Components; *Appl. Opt.*, Vol. 34, No. 21, July 1995, 4589 - 4599.

- [Mitchel 1988] B. Greg Mitchell, Dale A. Kiefer; Variability in Pigment Specific Particulate fluorescence and Absorption Spectra in the Northeastern Pacific Ocean; *Deep-Sea Res.*, Vol. 35, No.5, 1988, 665 - 689.
- [Mobley 1993] Curtis D. Mobley, Bernard Gentili, Howard R. Gordon, Zonhai Jin, George W. Kattawar, André Morel, Philip Reinersmann, Knut Stamnes, Robert H. Stavn; Comparison of Numerical Models for Computing Underwater Light Fields; *Appl. Opt.*, Vol. 32, No. 36, Dez. 1993, 7484 - 7503.
- [Mobley 1994] Curtis D. Mobley; *Light and Water, Radiative Transfer in Natural Waters*; Academic Press, San Diego, London 1994.
- [Morel 1973] André Morel; Diffusion de la lumière par les eaux. Résultats expérimentaux et approach théorique. In: J. E. Tyler; *Light in the Sea*; Dowden Hutchinson & Ross Inc., Stroudsburg Pennsylvania 1977, 65 - 97.
- [Morel 1977] A. Morel, B. Prieur; Analysis of Variations in Ocean Color; *Limnol. Oceanogr.*, Vol. 22, No. 4, 1977, 709.
- [Perrin 1942] Francis Perrin; Polarization of Light Scattered by Isotropic Opalescent Media; *J. Chem. Phys.*, Vol 10, Jul. 1942, 415 - 427.
- [Petzold 1972] T. J. Petzold; Volume Scattering Functions for Selected Ocean Waters; *SIO Ref. 72 - 78*, Scripps Inst. Oceanogr., La Jolla. Zusammenfassung in: J. E. Tyler; *Light in the Sea*; Dowden Hutchinson & Ross Inc., Stroudsburg Pennsylvania, 152 - 174.
- [Pinkerton 1998] Mathew Pinkerton; mündliche Mitteilung; Plymouth Marine Laboratory.
- [Plass 1972] G. N. Plass, G. W. Kattawar; Monte Carlo Calculations of Radiative Transfer in the Earth's Atmosphere Ocean System. I. Flux in the Atmosphere and the Ocean; *J. Phys. Oceanogr.*, Vol 2, 1972, 139-145.
- [Prieur 1981] L. Prieur, S. Sathyendranath; An Optical Classification of Coastal and Oceanic Waters Based on the Specific Spectral Absorption Curves of Phytoplankton pigments, Dissolved Organic Matter and Other Particulate Materials; *Limnol. Oceanogr.*, Vol. 26, No.4, 1981, 671-689.
- [Range 1997] Karin Range; Entwicklung eines multispektralen Photometers zur Messung des sichtbaren und ultravioletten Lichtes im Meer; Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg; 1997.
- [Raschke 1992] E. Raschke; Multiple Scattering Calculations of Solar Radiation in an Atmosphere-Ocean System; *Contrib. Atmos. Phys.*, Vol. 55, No. 1 1972, p. 1-19.

- [Riley 1971] J. P. Riley, R. Chichester; Dissolved and Particulate Organic Compounds in the Sea; Introduction to Marine Chemistry; 6. Auflage (1981), Academic Press, London (1981).
- [Rousseau 1973] M. Rousseau, J.P.Mathieu; Problems in Optics; In: International Series of Monographs in Natural Philosophy; General editor, D. Ter Haar, Vol 52, Pergamon Press Oxford 1973.
- [Schröder 1999] Marc Schröder; Beiträge durch Fluoreszenz und Ramanstreuung zum Spektrum des Tageslichtes im Ozean; Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, April 1999.
- [Sathyendranath 1991] Shubha Sathyendranth, Trevor Platt; Angular Distribution of Submarine Light Field: Modification by Multiple Scattering; Proc. R. Soc. Lond. A, Vol. 433, 1991, 287 - 297.
- [Siedler 1998] Gerold Siedler; SI-Einheiten in der Ozeanographie; 3. überarbeitete Auflage, Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian Albrecht Universität Kiel; Institut für Meereskunde 1998.
- [Smekot-Wensierski 1992] Smekot-Wensierski, B. Wozniak, H. Graßl, R. Doerfer; Die Absorptionseigenschaften des marinen Phytoplanktons; Manuskript des GKSS Forschungszentrums Geesthacht (GKSS 92/E/105).
- [Smith 1970/1] R. C. Smith; Structure of Solar Radiation in the Upper Layers of the Sea; In: J. E. Tyler; Light in the Sea; Dowden Hutchinson & Ross Inc., Stroudsburg Pennsylvania 1977, 208 - 232.
- [Smith 1970/2] R. C. Smith, R. W. Austin, J. E. Tyler; An Oceanographic Radiance Distribution System; In: J. E. Tyler; Light in the Sea; Dowden Hutchinson & Ross Inc., Stroudsburg Pennsylvania 1977, 200 - 207.
- [Smith 1982] R. C. Smith, K. S. Baker; Optical Properties of the Clearest Natural Waters (200-800nm); Appl. Opt., Vol. 20, No. 2, Jan. 1981, 177 - 184.
- [Smith 1986] R. C. Smith, K. S. Baker; Analysis of Ocean Data II; In: Ocean Optics VIII, M. A. Blizard, SPIE Proceedings Series, Vol. 637, 1986, 95 - 107.
- [Stute 1995] Uwe Stute; Entwicklung und Erprobung von Auswerteverfahren für Meßdaten der spektralen Trübung von Substanzen im Meerwasser; Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg; Jan. 1995.
- [Terjung 1989] Frank Terjung; Spektroskopische Analyse der Adaptionsmechanismen von Blättern an erhöhte Lichtintensitäten; Fachbereich Physik der Universität Oldenburg, Cuvillier, Göttingen 1998.

- [Tyler 77] J. E. Tyler; *Light in the Sea*; Dowden Hutchinson & Ross Inc., Stroudsburg Pennsylvania 1977.
- [UNESCO 1984] La escala de salinidades practicas de 1978 y la ecuacion internacional de estado del agua de mar de 1980. Documentos tecnicos de la Unesco sobre Ciencias del Mar, no. 36.
- [Voss 1989] Kenneth J. Voss; *Electro-Optic Camera System for Measurement of the Underwater Radiance Distribution*; *Optical Engineering*, Vol. 28, No. 3, 1989, 241 - 247.
- [Voss 1997] Kenneth J. Voss, Yi Liu; *Polarized Radianze Distribution Measurement of Skylight. I. System Description and Characterization*; *Appl. Opt.*, Vol. 36, No. 24, 6083 - 6094.
- [Winkler 1995] D. M. Winkler, L. R. Poole, *Monte Carlo Calculations of Cloud Returns for Ground-Based and Space-Based Lidars*; *Appl. Phys. B*, Vol. 60, 1995, 341 - 344.
- [Wiscombe 1980] W. J. Wiscombe; *Improved Mie Scattering Algorithms*; *Appl. Opt.*, Vol. 19, No. 9, May 1980, 1505 - 1509.

Danksagung

Ich danke Herrn Dr. Rainer Reuter sehr herzlich für die Betreuung und Begutachtung dieser Dissertation. Vor allem hat er mir die Möglichkeit gegeben, eigenständig Forschungsfahrten zu planen und durchzuführen. Darüber hinaus stand er mir bei Bedarf mit Rat und Tat zur Seite, ich empfand die freundschaftliche Zusammenarbeit als sehr angenehm.

Herrn Prof. Dr. Dr. Eberhard R. Hilf danke ich für die Bereitschaft, sich als zweiter Gutachter für diese Arbeit zur Verfügung zu stellen. Auch für die Unterstützung und Zusammenarbeit nach meinem Diplom möchte ich mich hier noch einmal bedanken.

Herrn Prof. Dr. Karheinz Maier danke ich für die Bereitschaft, sich so kurzfristig als Korreferent zur Verfügung zu stellen.

Herrn Klaus-Dieter Loquay danke ich für die Hilfe und Unterstützung in allen technischen Fragen und für die ausgesprochen gute Zusammenarbeit bei der Durchführung diverser Forschungsfahrten.

Ich danke den Mitarbeitern und Studenten der Arbeitsgruppe Meeresphysik der Universität Oldenburg. Besonderer Dank gilt hier Herrn Stefan Harsdorf für die langen wissenschaftlichen und nichtwissenschaftlichen Diskussionen und Herrn Marc Schröder für die gute Stimmung und die ausgesprochen erfolgreiche Zusammenarbeit. Für die gute Zusammenarbeit im Labor und auf See danke ich außerdem Herrn Manfred Janssen, Herrn Oliver Zielinski und Frau Wiebke Brevés, sowie den früheren Mitarbeitern Rüdiger Heuermann und Rainer Willkomm.

Ich möchte mich beim Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg für die vierjährige Finanzierung meiner Arbeit bedanken, dieser Dank gilt auch Mitteln die ich von der Bundesrepublik Deutschland und der Europäischen Gemeinschaft erhalten habe. Ich bedanke mich bei den Besatzungen, Eignern und Reedereien der Forschungsschiffe Victor Hensen, Wega, Gauss, Poseidon, Alkor, Ludwig Prandtl, Uthörn, Heincke, Thetis II und Meteor, ohne die die Erprobung der Instrumente und die Durchführung der Messungen zu dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Für die Bereitstellung der HPLC- und der Schwebstoffdaten möchte ich mich bei Herrn Dr. Roland Doerffer von der GKSS Geesthacht und bei Herrn Dr. Marcel Babin vom LPCM Villefranche bedanken.

Eine Liste der Personen, die zum Gelingen einer Arbeit beitragen, wird niemals vollständig sein. Jedes Gespräch über die Arbeit gibt Impulse. Auch die tägliche

Arbeit, die einem abgenommen wird, ist ein wichtiger Faktor; hervorgehoben sei hier die Unterstützung von Frau Elzbieta Chojnowski.

Ein ganz besonderer Dank sei an dieser Stelle an meine Ehefrau Angelika Köllmann gerichtet. Mit dem von ihr aufgebrauchten Verständnis und Einfühlungsvermögen ist sie nicht unwesentlich am Gelingen dieser Arbeit beteiligt.

Erklärung:

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Oldenburg, 8. Juli 1999

Lebenslauf:

Name: Barth
Vorname: Hans
Geburtsdatum: 08.06.1963
Geburtsort: Leer/Ostfr.
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung: 1969 - 73: Grundschule Riepe
1973 - 79: Realschule Aurich
1979 - 80: Höhere Handelsschule Aurich
1982 - 85: Wirtschaftsgymnasium Emden

Berufsausbildung: 1980 - 82: Ausbildung zum Speditionskaufmann
Fisser & van Doornum, Emden

Studium: Physik

1985 - 92: Carl von Ossietzky Universität Oldenburg

Vordiplom: 1987 Carl von Ossietzky Universität Oldenburg

Diplom: 1992 Carl von Ossietzky Universität Oldenburg