

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT · KIEL

Nr. 162

1 9 8 7

BESTIMMUNG MESOSKALIGER VARIABILITÄTEN
DER OBERFLÄCHENTEMPERATUR UND DER ATTENUATION
IM NORDATLANTIK
AUS SATELLITENMESSUNGEN

von

Thomas Viehoff

DOI 10.3289/IFM_BER_162

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1 - FRG -

ISSN 0341 - 8561 -

Diese Arbeit wurde von der Mathematisch-
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Kiel als Dissertation angenommen.

INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einleitung	1
2.	Physikalische und biologische Grundlagen	4
2.1.	Physikalische Grundlage der passiven Infrarot - Fernerkundung	4
2.2.	Physikalische Grundlagen der passiven Fernerkundung im sichtbaren Spektralbereich	6
2.3.	Biologische Grundlagen der passiven Fernerkundung im sichtbaren Spektralbereich	9
2.4.	Diffuse Reflektion	11
2.5.	Bio-optische Algorithmen	14
3.	Erfassung und Aufbereitung der Radiometerdaten	16
3.1.	Das Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR).....	16
3.1.1.	Kalibration der Infrarot-Kanäle	18
3.1.2.	Invertierung der Strahldichten	21
3.2.	Kalibration des CZCS-Infrarotkanals	23
3.3.	Korrektur atmosphärischer Einflüsse im Infrarot	23
3.4.	Der Coastal Zone Color Scanner (CZCS)	25
3.4.1.	Kalibration der Kanäle im sichtbaren Spektralbereich	26
3.5.	Korrektur atmosphärischer Einflüsse im sichtbaren Spektralbereich	29
3.5.1.	Extraterrestrische Strahlung	31
3.5.2.	Berechnung der Streuwinkel	32
3.5.3.	Berechnung des reduzierten Zenitwinkels	33
3.5.4.	Diffuse Transmission	35
3.5.5.	Rayleigh-Streuung	36
3.5.6.	Diffuse Himmelsstrahlung	37
3.5.7.	Sonnenglitzern	37
3.5.8.	Korrekturmethode für den CZCS	38
3.5.9.	Test der Korrekturalgorithmen	42
3.5.10.	Korrekturverfahren des AVHRR Kanal 1	44
4.	Navigation der Bildaten	47
4.1.	Orbit	48
4.2.	Lagekontrolle	51
4.3.	Scangeometrie	52

4.4.	Anpassung	53
4.5.	Kartenprojektion	56
5.	Behandlung von Wolken und anormaler Erwärmung der Oberfläche	58
5.1.	Wolkenerkennung	58
5.2.	Wolkenelimination	62
5.3.	Einfluß der täglichen Erwärmung	63
6.	Oberflächentemperaturverteilung im Sommer 1981 und 1983 ..	68
6.1.	Temperaturverteilungen Juli/August 1981	72
6.2.	Temperaturverteilungen Juli/August 1983	75
7.	Vergleich mit in-situ-Temperaturmessungen	81
7.1.	Vergleich mit den langen Schnitten 1981	82
7.2.	Frontvermessung 1981	88
7.3.	Frontvermessung 1983	101
8.	Analyse der Attenuationsfelder	111
8.1.	Datenaufbereitung und Anpassung	114
8.2.	Attenuationsverteilungen	115
9.	Mesoskalige Variabilität	131
9.1.	Horizontalskalen	134
9.2.	Varianzspektren	138
9.2.1.	Theoretische Modelle	139
9.2.2.	Bisherige Beobachtungen	145
9.2.3.	Eindimensionale Varianzspektren	147
9.2.3.1.	Datenaufbereitung	149
9.2.3.2.	Temperaturspektren	156
9.2.3.3.	Attenuationsspektren	162
9.2.4.	Zweidimensionale Varianzspektren	169
9.2.4.1.	Datenaufbereitung und Spektren	170
10.	Zusammenfassung	175
	Literatur	178

Zusammenfassung

Analysen mesoskaliger Horizontalverteilungen von Temperatur und Attenuation wurden mit Daten des AVHRR und des CZCS durchgeführt. Dabei wurden im Bereich des Nordatlantischen Stromes im wesentlichen die Sommersituationen der Jahre 1981 und 1983 betrachtet.

Das relative Bild der Oberflächentemperaturverteilung deckt sich im Bereich starker thermischer Fronten des Nordatlantischen Stromes mit den Temperaturen der täglich durchmischten Deckschicht. Für synoptische Messungen ist die absolute Genauigkeit besser als 0.4 K, für zeitliche Differenzen zwischen in-situ-Messung und radiometrischer Messung von ± 2 Tagen liegt sie bei etwa ± 0.5 K. An der Polarfront ergaben sich ostwärtige Versetzungen der thermischen Strukturen von 4 bzw. 6.5 cm s^{-1} bei einer Persistenz mesoskaliger Strukturen ($> 50 \text{ km}$) über mehr als 14 Tage. Die Temperaturverteilung weist vor allem in der Region östlich der Flämischen Kappe und im Bereich des Mittelatlantischen Rückens südlich von 50°N starke Variabilitäten auf.

Die horizontalen Attenuationsverteilungen ergaben ein differenzierteres Bild als die zugehörigen Temperaturverteilungen. Thermische Strukturen finden sich in den meisten Fällen in der Attenuationsverteilung wieder, ohne das eindeutige Korrelationen bestehen. Die Kohärenzspektren beider Größen zeigen auch bei großen Wellenlängen (bis 250 km) teilweise nichtsignifikante Werte. Die zonalen und meridionalen Varianzspektren haben spektrale Abfälle zwischen -1.4 und -2.5 mit einem deutlichen Maximum bei -2.0 . Analoges gilt für die richtungsabhängigen Strukturfunktionen. Die azimuthal gemittelten, isotropen Anteile der zweidimensionalen Varianzspekten haben einen mittleren Abfall von -2.2 ± 0.17 für Längenskalen von 10 - 100 km. Die Theorien der horizontalen bzw. der geostrophischen Turbulenz sagen spektrale Abfälle für die Temperatur von -1 bzw. -3 voraus. Eine Einordnung der Ergebnisse in die Turbulenztheorien ist schwierig, da diese in den Grenzschichten nur unzureichend anwendbar sind. Außerdem liegen bei Skalen von 50 - 250 km in einigen Fällen deutliche Varianzmaxima vor. Gleiches gilt für die Attenuationsspektren, die jedoch eine höhere Variabilität auf kleineren Skalen zeigen.

Abstract

Determination of mesoscale variability of sea surface temperature and attenuation in the North Atlantic from satellite measurements.

Analyses of mesoscale horizontal distributions of temperature and attenuation were performed using data from the AVHRR and the CZCS. Primarily the situations during summer 1981 and 1983 in the area of the North Atlantic Current were investigated.

Sea surface temperature distributions at strong thermal fronts are comparable with the temperature of the diurnal mixed layer. For synoptic measurements the absolute accuracy is better than 0.4 K, for time lags of ± 2 days between radiometric and in-situ measurements the accuracy is about ± 0.5 K. At the polar front the thermal pattern is moving eastward with velocities of 4.0 and 6.5 cm s^{-1} respectively, with a relative persistence of mesoscale pattern (> 50 km) of more than 14 days. The sea surface temperature distributions have considerable time variability, especially east of Flemish Cap and at the Mid-Atlantic Ridge south of 50°N .

The attenuation pattern shows a greater amount of versatility than the corresponding temperature distributions. In most cases thermal patterns are obvious in the attenuation field but they do not correlate significantly. The coherence-spectra do not reveal significant features at large wavelengths either. The zonal and meridional variance-spectra have slopes between -1.4 and -2.5 with a clear maximum at -2.0. This is also true for the direction-dependent structure-functions. The isotropic part of the scalar variance-spectra has a mean slope of -2.2 ± 0.17 at scales of 10 - 100 km. The theories of horizontal and geostrophic turbulence predict spectral slopes for the temperature spectra of -1 and -3 respectively. A comparison between measurements and theories is difficult because of the insufficient applicability of these theories to boundary layers. Moreover, in some cases there are significant maxima in the variance-spectra of temperature at scales between 50 km and 250 km. This is also true for the attenuation spectra at smaller wavelengths.

1. Einleitung

Die verschiedenen räumlichen und zeitlichen Skalen der Energieeinträge in das System Ozean führt zu Variabilitäten in der Verteilung der skalaren Größen, durch die dieses System beschrieben werden kann. Die Messung dieser Größen stellt daher einen wichtigen Bestandteil für die Analyse der dynamischen Prozesse des Ozeans dar. Typische mesoskalige Längsskalen, charakterisiert durch den Rossby-Deformationsradius, liegen bei 50 - 100 km, mit zugehörigen Zeitskalen von ca. 60 Tagen. Die auf diesen Skalen beobachteten Wirbel- und Frontenstrukturen bilden den langwelligen Anteil des Spektrums der ozeanischen Turbulenz. Die effektivste Methode der Bestimmung großräumiger Horizontalverteilungen bietet die passive satellitengetragene Fernerkundung. Die Anwendung dieser Verfahren wird durch die atmosphärische Extinktion der Strahlung im wesentlichen auf den sichtbaren Spektralbereich und einzelne Fenster im Infrarot und im Mikrowellenbereich beschränkt. Meßbare Größen sind daher für den offenen Ozean die Trübung, hervorgerufen durch die Phytoplanktonkonzentration, und die Temperatur. Beide Größen sind Limitierungen unterworfen und beschreiben unterschiedliche physikalische und biologische Prozesse.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Analyse der großräumigen Horizontalverteilungen von Temperatur und Trübung in der Deckschicht für die Region des Nordatlantik zwischen 20°W und 50°W sowie 40°N und 60°N , die durch das Nordatlantische Stromsystem geprägt ist. Die verwendeten Daten stammen vom CZCS und dem AVHRR an Bord der amerikanischen Satelliten NIMBUS-7 und NOAA-6 bzw. NOAA-7 und wurden von der Empfangsstation der Universität Dundee aufgezeichnet. Die Trübung soll vor allem als zusätzliche Information für kinematische Interpretationen der Temperaturfelder herangezogen werden.

Die Bestimmung der Oberflächentemperatur hat in den letzten Jahren einen operationellen Standard erreicht. Die physikalische Aussagekraft wird in erster Linie durch die Absorption des Meerwassers im Infrarot beschränkt. Neben dem hohen Grad der Wolkenbedeckung im Untersuchungsge-

biet ist die Maskierung der Deckschichttemperatur im Sommer durch starke solare Einstrahlung, verbunden mit niedrigen Windgeschwindigkeiten, ein Haupthindernis. Durch die Einbeziehung der Informationen aus dem sichtbaren Spektralbereich soll dieser Prozess selektiert werden und die so erkannten Gebiete von der weiteren physikalischen Interpretation ausgeschlossen werden. Die Genauigkeit der existierenden atmosphärischen Korrekturalgorithmen und die Aussagekraft der radiometrischen Temperaturbestimmung in Regionen starker thermischer Fronten wird durch Vergleiche mit hochauflösenden Deckschichtmessungen an der Polarfront überprüft. Dabei wird auch die Frage behandelt, auf welchen Zeitskalen bei in-situ-Messungen Synoptizität angenommen werden kann. Die zeitliche Variabilität begrenzt demnach auch die Mittelungszeiträume für die Berechnungen von mittleren Oberflächentemperaturverteilungen, die für die Monate Juli/ August 1981 und 1983 vorgenommen werden und hochauflösende, wolkenfreie Gesamteinblicke in das Temperaturfeld der durchmischten Deckschicht im Bereich des Nordatlantischen Stromes liefern sollen.

In Bezug auf das Phytoplanktonwachstum kann der Ozean als ein unbalanciertes Medium angesehen werden, das durch den solaren Energieeintrag einerseits und das Nährstoffangebot andererseits gekennzeichnet ist. Die sich einstellende Verteilung des Phytoplanktons ist dabei von den Schichtungsverhältnissen abhängig und ist mit den energetischen Variabilitäten verknüpft, die zu Vermischungsprozessen führen. Die räumliche Heterogenität ist dabei von großer Bedeutung für die Ökosysteme. Sie kann daher auch als Indikator für die Zeitskalen und räumlichen Horizontalskalen turbulenter Prozesse benutzt werden. Auf großen Skalen muß die biologische Eigendynamik mit berücksichtigt werden. Die Messung der großräumigen Horizontalverteilungen der Trübung in der Deckschicht befindet sich noch im experimentellen Stadium und wurde für die Region des Nordatlantischen Stromes bislang nicht im Detail durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit werden Horizontalverteilungen aus dem Juli 1981 und 1982 exemplarisch analysiert und den zugehörigen Temperaturverteilungen gegenübergestellt. Dabei werden die Unterschiede aufgezeigt und mögliche Erklärungen diskutiert, wobei das Fehlen von in-situ-Messungen entgültige Aussagen erschwert.

Die synoptische Aufnahme der Horizontalverteilungen der skalaren Größen gestattet es darüber hinaus, die mesoskalige räumliche Variabilität zu bestimmen. Diese wird mittels der Methoden der Spektralanalyse und der Strukturfunktion bestimmt und soll dann in Bezug auf bereits existierende Theorien der horizontalen bzw. geostrophischen Turbulenz diskutiert werden. Weiterhin können durch die parallele Messung von Temperatur und Trübung die Kovarianzen dieser Größen ermittelt werden und so die bisherigen Untersuchungen dieser Art auf den langwelligen Teil des Spektrums bis ca. 250 km Wellenlänge ausgedehnt werden.

2. Physikalische und biologische Grundlagen

2.1. Physikalische Grundlagen der passiven Infrarot - Fernerkundung

Grundlage für alle Betrachtungen über die Temperaturfernerkundungsverfahren bilden die Strahlungseigenschaften des Meerwassers. Dabei ist die Tatsache entscheidend, daß die Maxima der Emission elektromagnetischer Strahlung von der Sonne und von der Erdoberfläche, als wesentlich kälterem Körper, getrennt sind. Hat die solare Strahlung ihr Maximum bei etwa 440 nm, so liegt das Maximum für einen Schwarzkörper von 300 K bei etwa 10 μm . Der Ozean kann im Infraroten in erster Näherung als schwarzer Körper angesehen werden, da der Emissionskoeffizient für Meerwasser $\epsilon(\omega)$ im Spektralbereich von 3.6 μm bis 13 μm zwischen > 0.99 und 0.97 variiert (Hobson und Williams, 1971). Die Abhängigkeit von der Temperatur und der Oberflächenrauigkeit ist nur gering. Der Einfluß reflektierter solarer Strahlung läßt sich in diesem Spektralbereich dahingehend abschätzen, daß das solare Signal bei der Reflektion an einer Lambert'schen Oberfläche, die etwa 1% der einfallenden Strahlung reflektiert, bei 3.7 μm etwa 10% eines Schwarzkörpersignals von 300 K ausmacht, jedoch nur noch 0.01% oder entsprechend 0.006 K bei 10.5 μm . Daraus folgt, daß das atmosphärische Fenster im nahen Infrarot bei 3.7 μm nur bei Nacht sinnvoll genutzt werden kann, oder aber die Reflektion direkter solarer Strahlung durch geeignete Schangeometrie vermieden werden muß. Im Fensterbereich von 10.5 μm hingegen kann Reflektion direkter solarer Strahlung erst bei Satellitenzenitwinkeln $> 60^\circ$ zu merklichen Verfälschungen führen (Saunders, 1968). Ein analoger Effekt wird durch seegangsbedingte Oberflächenneigungen erreicht, wobei in diesem Fall dann auch noch die Reflektionsänderung durch Schaumkronen hinzukommt. Für den größten Teil der Beobachtungen ist die Variation von $\epsilon(\omega)$ jedoch vernachlässigbar.

Aufgrund der extrem hohen Absorption des Meerwassers im Infraroten zwischen 3 μm und 14 μm , bei der nur die Moleküle einer etwa 0.02 mm dicken Grenzschicht zur Atmosphäre (oder zum Ozean, aus meteorologischer Sicht) die emittierte Strahlung bestimmen, existieren eine Reihe von

Phänomenen, die es zu berücksichtigen gilt, will man aus der Oberflächentemperatur auf die Temperatur in größeren Tiefen schließen. Im wesentlichen ist es der vertikale Wärmefluss durch die Grenzschicht, der in der Regel positiv ist, d.h. die Oberfläche ist kälter als tiefergelegene Schichten (≥ 10 cm), da die molekulare Wärmeleitung der limitierende Faktor bei diesem Prozess ist. Dies gilt auch bei Tage, da die solare Strahlung im sichtbaren Spektralbereich weitgehend in tiefere Schichten vordringen kann und nur ein geringer Prozentsatz im Bereich der Oberflächenhaut selbst absorbiert wird. Letzteres kann zu Temperaturerhöhungen in der Haut von 0.1 K bis 0.2 K führen (Hasse, 1971; Paulson und Simpson, 1981). Typische Werte der Temperaturdifferenz selbst liegen zwischen -0.1 K und -0.5 K. Eine Reihe von Autoren haben sich mit der Bestimmung dieses "Skin-Effektes" beschäftigt (siehe Robinson, 1985). Die physikalischen Grundlagen sind von Katsaros (1980) zusammenfassend beschrieben worden. Saunders (1967a) hat als erster den Zusammenhang mit der radiometrischen Temperaturbestimmung vom Satelliten aus aufgezeigt, jedoch ist erst in den letzten Jahren die Entwicklung der Methoden der Temperaturbestimmung in einem Stadium angelangt, wo der Skin-Effekt zu einem realen Problem für die Verbesserung der Genauigkeit der Messungen geworden ist (Robinson et.al., 1984). Ein möglicher Weg der Berücksichtigung ist von Saunders (1967b) aufgezeigt worden, indem er die Temperaturdifferenz in Zusammenhang mit dem Windstress und dem vertikalen Wärmefluß brachte.

Der Einfluß dünner Filme von organischen Substanzen oder Kohlenwasserstoffen kann zur Erniedrigung des Emissionsvermögens der Oberflächenhaut führen (Saunders, 1967a). Gleichzeitig wird jedoch auch die darunterliegende, oberflächennahe Schicht beeinflusst, da durch Verringerung der windgetriebenen Vermischung die tägliche Erwärmung erhöht wird, aber auch eine dickere konduktive Schicht gebildet wird. Durch verminderte Verdunstung wird schließlich der latente Wärmefluß vermindert und somit auch die emittierte Strahlung. Zusammengenommen kann durch die Verringerung des vertikalen Wärmeflusses somit auch der Skin-Effekt verringert werden. Alle diese, teilweise gegenläufigen Effekte lassen es unmöglich erscheinen, eine generelle Aussage über das Vorzeichen der durch Oberflächenfilme induzierten Änderungen zu machen.

Schließlich ist die Wechselwirkung der Oberflächentemperatur mit der Temperatur der darüberliegenden Atmosphärenschicht zu erwähnen. Beim Durchgang atmosphärischer Fronten kann sich ein lokaler Gradient der Temperaturdifferenz Ozean-Atmosphäre ausbilden, der sich auch in den radiometrisch gewonnenen Oberflächentemperaturen niederschlägt. So können nach Beobachtungen von Paulson und Simpson (1981) großräumige horizontale Temperaturgradienten gleichermaßen auf Variationen der Temperaturdifferenz Ozean-Atmosphäre und der Bulk-Temperatur selber zurückgeführt werden.

Die bislang unzureichende Kenntnis über das Temperaturverhalten des Ozeans im Bereich der Grenzschicht zur Atmosphäre läßt nur eine statistische Berücksichtigung obiger Effekte zu.

2.2. Physikalische Grundlagen der passiven Fernerkundung im sichtbaren Spektralbereich

Die optischen Eigenschaften des Seewassers können in Bezug auf die verschiedenen absorbierenden und streuenden Stoffe separat betrachtet werden. Der totale diffuse Attenuationskoeffizient des Ozeans setzt sich dabei aus dem Streu- und dem Absorptionskoeffizient des reinen Meerwassers (a_w , b_w) sowie der verschiedenen gelösten und ungelösten Substanzen (a_s , b_s) zusammen:

$$(2.1) \quad C_T = a_w + b_w + a_s + b_s$$

Für die optische Klassifizierung der gelösten organischen und anorganischen Schwebstoffe ist die biologische Einteilung in Plankton und Detritus mit dem gemeinsamen Überbegriff Seston wenig sinnvoll, da unter beide Begriffe sowohl optisch wirksame Schwebstoffe als auch optisch nicht- oder nur gelegentlich wirksame Schwebstoffe fallen. So ist das Zooplankton, Bakterioplankton, Pseudoplankton und Pelaplankton einerseits sowie der Detritus atmosphärischen und antropogenen Ursprungs andererseits in der Regel optisch nicht wirksam. Daher erfolgt die Einteilung nach den Kriterien der optischen Wirksamkeit in 3 Klassen:

1. Chlorophyllhaltige Schwebstoffe, im folgenden auch als Chlorophyll oder Chl-a bezeichnet.
Darunter fällt das Phytoplankton sowie dessen Abbauprodukte, d.h. der Detritus biologischen Ursprunges.
2. Nichtchlorophyllhaltige Schwebstoffe.
Dies sind alle Detritusarten ohne Chlorophyll sowie alle Lebewesen außer dem Phytoplankton.
3. Nichtabsorbierende gelöste Substanzen, in der Regel Gelbstoffe, im folgenden auch nur so bezeichnet.

Eine schematische Darstellung der spektralen Streu- und Absorptionscharakteristiken dieser drei Schwebstoffgruppen sowie für reines Meerwasser zeigt Abb. 2-1. Die Abnahme von b_w mit gleichzeitiger Zunahme von a_w führt zu einem Minimum in der Extinktion c_w bei 440 nm, was die typische blaue Farbe für reines Meerwasser zur Folge hat. Der Streukoeffizient b_w liegt dabei um etwa 30% höher als für reines Wasser (Morel, 1974). Der Zusammenhang zwischen der Konzentration der chlorophyllhaltigen Schwebstoffe bzw. der nichtchlorophyllhaltigen Schwebstoffe und ihrer Absorption wird über die substanzspezifische Absorption hergestellt. Prieur und Sathyendranath (1981) haben dazu anhand von ca. 80 Messungen spektraler Absorptionskurven empirische Beziehungen aufgestellt, die in die in Abb. 2-1 gezeigten Spektren Eingang gefunden haben. Das Absorptionsspektrum für chlorophyllhaltige Schwebstoffe zeigt ein typisches Maximum bei 440 nm aufgrund der photosynthetischen Prozesse des Chlorophylls (maximale Absorption bei 440 nm) und des Phaeophytins (maximale Absorption bei 410 nm). Die in Abb. 2-1 dargestellten Spektren repräsentieren keine Absolutwerte, da für unterschiedliche Algenarten und für unterschiedliche Altersstadien der Populationen differierende Spektren gemessen worden sind (Bricaud et.al., 1983). Die generelle Form der Absorptions- bzw. Streuspektren ist jedoch für alle Algenarten gleich (Abb. 2-2).

Das Spektrum für die nichtchlorophyllhaltigen Schwebstoffe, bestimmt nach Messungen von Prieur und Sathyendranath (1981), zeigt einen U-förmigen Verlauf in der Absorptionskurve sowie eine lineare Abnahme des

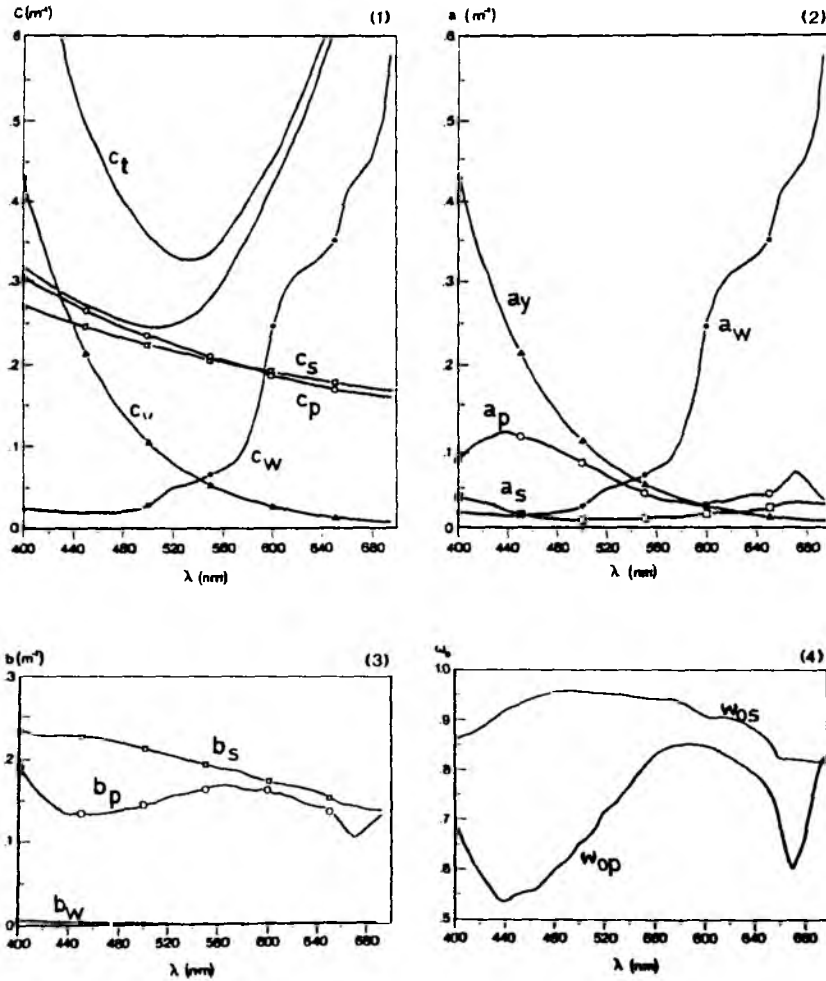


Abb. 2-1 Spektrale Abhängigkeit der Extinktionskoeffizienten c (1), des Absorptionskoeffizienten a (2), des Streukoeffizienten b (3) und der Albedo bei Einfachstreuung (4); Schwebstoffkonzentrationen: Chl-a : $3 \mu\text{g/l}$, nichtchlorophyllhaltige Schwebstoffe : 0.5 mg/l , Gelbstoff : 1 mg/l . (aus: Schmitz-Peiffer (1986))

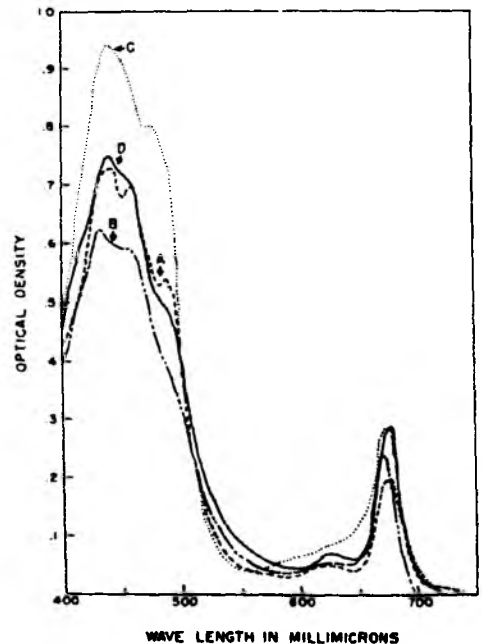


Abb. 2-2 Spektren lebender Planktonarten; A : Diatomeen; B : Dinoflagellaten; C : grüne Flagellaten; D: natürliche Population vor Woods Hole (aus: Yentsch (1960))

Streukoeffizienten mit der Wellenlänge. Die Bestimmung dieser Spektren ist mit äußersten Schwierigkeiten verbunden, da unter dem Sammelbegriff Sediment eine Vielzahl unterschiedlicher Bestandteile zusammengefaßt werden. Es zeigt sich jedoch, daß im offenen Ozean diese Schwebstoffklasse in der Regel aus Abbauprodukten des Phytoplanktons besteht und daher mit diesem korreliert ist ("CASE-1-WATER") (Gordon und Morel, 1983). Im küstennahen Bereich hingegen können terrigene Einträge, resuspendierte Bodensedimente und erodiertes Küstenmaterial, die allesamt mineralischen Ursprunges sind, den Anteil der Abbauprodukte des Phytoplanktons überwiegen. In diesem Fall besteht keine Korrelation mehr zwischen den chlorophyllhaltigen und den nichtchlorophyllhaltigen Schwebstoffen ("CASE-2-WATER"). Die letztgenannte Gruppe besitzt die besten Streueigenschaften, wie aus der Einfachstreuung in Abb. 2-1 hervorgeht.

Gelbstoffe werden definiert als gelöste Substanzen organischen Ursprunges mit Größen kleiner $0.45 \mu\text{m}$. Sie sind in Küstengebieten meist kontinentalen Ursprunges, im offenen Ozean hingegen Abbauprodukte des Phytoplanktons. Ihre Konzentration ist dort allerdings sehr gering. Aufgrund ihrer Definition werden Gelbstoffe als reine Absorber betrachtet.

2.3. Biologische Grundlagen der passiven Fernerkundung im sichtbaren Spektralbereich

Im offenen Ozean ist die Konzentration der chlorophyllhaltigen Pigmente des Phytoplanktons der entscheidende Faktor für die Ozeanfarbe. Das Phytoplankton selbst steht an erster Stelle der Primärproduktion und ist daher von entscheidender biologischer Bedeutung. Die optisch wirksamen Pigmente der unterschiedlichen Planktonarten sind das Chlorophyll-a, das Chlorophyll-c, die Abbauprodukte des Chl-a, die Phaeopigmente sowie die Carenoide. Die spektralen Absorptionscharakteristiken dieser pigmenthaltigen Proteine sind einander so ähnlich, daß sie mit der relativ groben spektralen Auflösung, wie es der CZCS bietet, nicht separiert werden können (Gordon et al., 1985). Daher beziehen sich alle folgenden Aussagen, in denen eine radiometrische Bestimmung der Pigmentkonzen-

tration behandelt wird, jeweils auf die Summe der oben aufgeführten Pigmente. Der Anteil der Phaeopigmente variiert dabei zwischen 10% und 60% der Chl-a Konzentration (Smith und Baker, 1978), wobei das Maximum der Vertikalverteilung der Phaeopigmente normalerweise unterhalb desjenigen der Chl-a Konzentration liegt (Yentsch, 1965). Aufgrund der Tatsache, daß zwischen der totalen Chl-a Konzentration und der totalen Primärproduktion in der euphotischen Zone eine deutlich positive Korrelation besteht (Smith und Baker, 1978), kann die Messung der chlorophyllbedingten Änderungen der Ozeanfarbe Aufschluß über die biologische Produktivität geben. Als euphotische Zone ist hierbei der Tiefenbereich anzusehen, bis zu dem die einfallende solare Strahlung auf 1% ihres Ausgangswertes abgefallen ist, d.h. die Strahlung selber als limitierender Faktor in Erscheinung tritt. Weiterhin wurde eine positive Korrelation zwischen dem Chlorophyllgehalt in der euphotischen Zone und demjenigen unterhalb der ersten Attenuationslänge (c_t^{-1}) festgestellt. Für einen vertikal homogenen Ozean ist dies diejenige Tiefe z_{90} , aus der 90% der aufwärtsgerichteten Strahldichte unmittelbar unterhalb der Ozeanoberfläche stammen (Gordon und McCluney, 1975). Die Beziehung zwischen der aufwärtsgerichteten Strahldichte und der Chlorophyllkonzentration ist von der Tiefenverteilung letztgenannter abhängig. Daher haben Gordon und Clark (1980) eine Beziehung aufgestellt, nach der sich die Chlorophyllkonzentration $\langle C \rangle$ für einen vertikal optisch homogenen Ozean zu derjenigen eines geschichteten Ozeans $C(z)$ darstellen läßt. Lediglich für einen optisch homogenen Ozean ist $z_{90} = c_t^{-1}$, da für diesen Fall c_t als tiefenunabhängig angesehen werden kann. Andere Autoren setzen unterschiedliche euphotische Tiefen fest, so daß etwas differierende Beziehungen gefunden wurden (Smith und Baker, 1978). Alle derartigen Abhängigkeiten beruhen auf der alleinigen optischen Wirksamkeit der chlorophyllhaltigen Schwebstoffe und der mit ihnen kovariierenden Schwebstoffe ("CASE-1-WATER"). Ausgegangen wird bei den oben beschriebenen Aussagen von einer exponentiellen Abnahme der Strahlung und des Phytoplanktons mit der Tiefe, die in der Realität jedoch erheblich anders aussehen kann, da außer der Strahlung als oberem limitierendem Faktor das Nährstoffangebot als unterer limitierender Fak-

tor hinzukommt. Das Nährstoffangebot etwa führt dazu, daß sich das Maximum der Phytoplanktonkonzentration bei Ausbildung einer saisonalen Sprungschicht im Laufe der Zeit in den Bereich der Thermokline verlagert, da bei wachsender Population die Nährstoffe gegenüber der Strahlung als limitierender Faktor immer mehr an Bedeutung gewinnen (Wolf, 1985). Andererseits führt die Erhöhung der Primärproduktion wiederum zu einer Veränderung der totalen diffusen Attenuation ("self-shading"), was dann wieder die photosynthetischen Prozesse negativ beeinflusst (Dörre, 1985).

2.4. Diffuse Reflektion

Die Bestimmung der Ozeanfarbe wird sinnvollerweise über den Begriff der diffusen Reflektion $R(\lambda)$ durchgeführt. $R(\lambda)$ ist dabei abhängig von dem totalen Absorptionskoeffizienten a sowie vom totalen Rückstreu- koeffizienten b_b . Die diffuse Reflektion $R(\lambda)$ ergibt sich nach Morel und Prieur (1977) als

$$(2.2) \quad R(\lambda) = 0.33 \frac{\sum_i b_{b_i}(\lambda)}{\sum_i a_i(\lambda)}$$

$$\text{mit } b_{b_i} = \overline{b_{b_i}} b_i \quad /m^{-1}$$

$\overline{b_{b_i}}$: Rückstreuverhältnis (etwa 1% bei Weichtieren,
bis zu mehreren Prozent bei Hartschalen)

Der Index i bezeichnet die einzelnen Komponenten, die für die Extinktion verantwortlich sind, einschließlich des reinen Meerwassers. Ein etwas differierender Ausdruck für $R(\lambda)$ ist von Gordon et.al. (1975) veröffentlicht worden.

Betrachtet man im folgenden nur den Fall des CASE-1-WATER, wie es für Messungen im offenen Ozean zulässig ist, so ist das Verhältnis der diffusen Reflektion im blauen und grünen Spektralbereich für die Bestimmung

des Schwebstoffgehaltes geeignet. Eine Zunahme des Chlorophyllgehaltes etwa, führt im blauen Spektralbereich durch die verstärkte Absorption zu einer Abnahme von $R(\lambda)$, während im grünen Spektralbereich keine oder nur eine geringe Änderung von $R(\lambda)$ auftritt. Dieses Verhalten ist in Abb. 2-3 schematisch wiedergegeben. Die Absolutwerte von $R(\lambda)$ sind außer vom Chlorophyllgehalt im starkem Maße von der Algenart selbst abhängig, der spektrale Verlauf von $R(\lambda)$ ist davon jedoch nur wenig betroffen (Duntley et.al., 1974). Die Spektren von $R(\lambda)$ zeigen bei Variation des Chlorophyllgehaltes die Tendenz einer Rotation im Uhrzeigersinn um einen Angelpunkt bei 550 nm. Dieses impliziert die Folgerung, für die Bestimmung des Schwebstoffgehaltes im offenen Ozean anstatt der diffusen Reflektion $R(\lambda)$ das Verhältnis von $R(\lambda)$ im Bereich stärkster Absorption (440 nm) und am Angelpunkt (550 nm) zu verwenden. Da als direkte Meßgröße bei der passiven Fernerkundung nur die aufwärtsgerichtete Strahldichte $L_w(\lambda)$ unmittelbar über der Wasseroberfläche zur Verfügung steht, ist es notwendig, eine Beziehung dieser Größe zur diffusen Reflektion $R(\lambda)$ herzustellen. Die diffuse Reflektion unmittelbar unter der Wasseroberfläche ist definiert als

$$(2.3) \quad R = \frac{E_U}{E_D} = \frac{Q L_S(\lambda)}{(1 - \bar{\rho}) F'_0(\lambda) \mu_0}$$

- mit $F'_0(\lambda)$: extraterrestrische Strahlung an der Ozeanoberfläche
 μ_0 : Cosinus des Sonnenzenitwinkels
 $L_S(\lambda)$: aufwärtsgerichtete Strahldichte unmittelbar unterhalb der Ozeanoberfläche

wobei E_U und E_D die aufwärts- bzw. abwärtsgerichteten Bestrahlungsstärken sind.

Für isotrope aufwärtsgerichtete Strahldichten wird $Q \approx \pi$ gesetzt, obwohl der zahlenmäßige Wert von Q noch unsicher ist (Gordon und Morel, 1983). Solange Q als wellenlängenunabhängig angesehen werden kann, spielt der Absolutwert keine Rolle, da jeweils die Verhältnisse von

Abb. 2-3 Schematische Darstellung eines Reflektionsspektrums für CASE-I-Water (aus: Robinson (1983)); gestrichelt: Spektrum für reines Meerwasser. Der Pfeil zeigt den Verlauf für zunehmende Chlorophyllkonzentration.

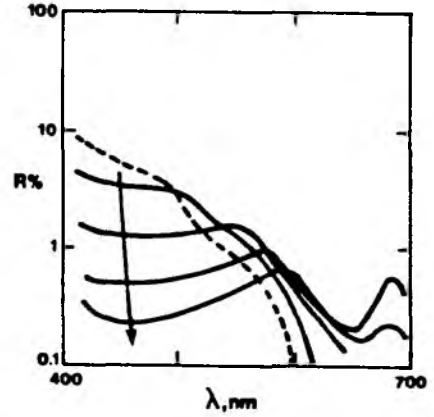


Abb. 2-4 Verlauf von 8 unterschiedlichen bio-optischen Algorithmen (Zusammenstellung s. Gordon und Morel (1983)).

○△+×◇ : $L_w(443nm)/L_w(550nm)$;
 †×Z : $R(443nm)/R(550nm)$

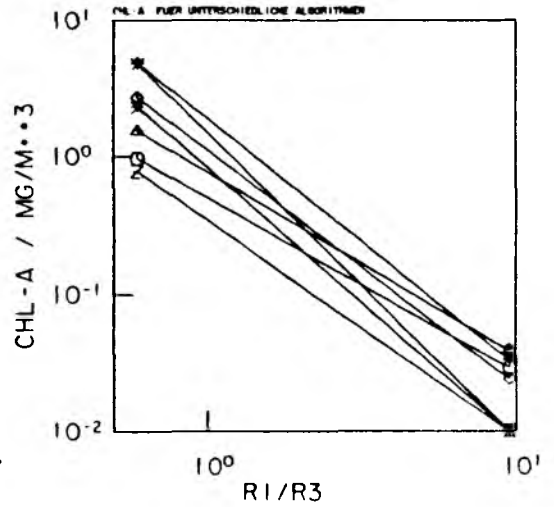
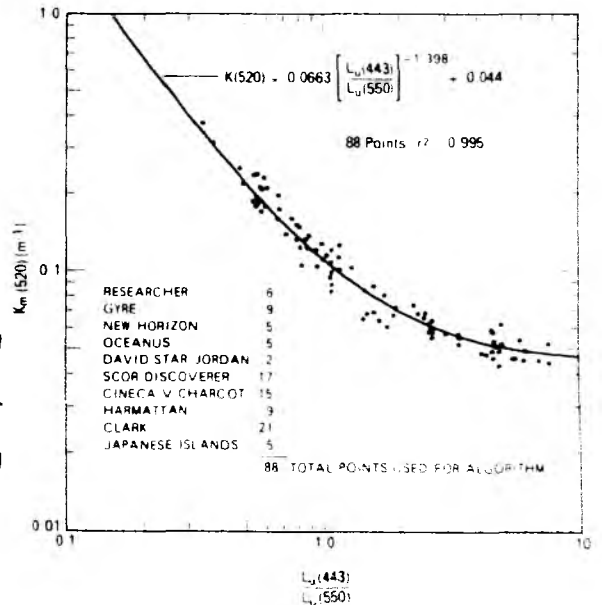


Abb. 2-5 Streudiagramm für die Berechnung des Algorithmus zur Bestimmung des diffusen Attenuationskoeffizienten bei 520 nm (aus: Austin und Petzold (1981))



Reflektionswerten in zwei Spektralbereichen von Interesse sind. Die Betrachtung von Reflektionswerten beinhaltet den prinzipiellen Vorteil, daß keine Abhängigkeit von der extraterrestrischen Strahlung besteht. Dies ist umso wichtiger, als gerade die Bestimmung des extraterrestrischen solaren Spektrums mit Schwierigkeiten verbunden ist.

Mit den Gleichungen (2.2) und (2.3) läßt sich eine direkte Beziehung zwischen der aufwärtsgerichteten Strahldichte und den inhärenten optischen Eigenschaften des Meerwassers herstellen. Die Invertierung der Gleichungen zur Ermittlung der Konzentration der einzelnen Schwebstoffe ist im Prinzip möglich, wenn die spektrale Abhängigkeit der substanzspezifischen Absorption bzw. Streuung bekannt ist (Morel, 1980). In der Praxis ist dies jedoch bis heute nur ansatzweise der Fall (Bricaud et.al., 1983). Daher ist es unumgänglich, empirische Beziehungen zwischen der Konzentration der Schwebstoffe - im Fall des CASE-1-WATER das Chl-a - und den aufwärtsgerichteten Strahldichten aufzustellen.

2.5. Bio-optische Algorithmen

Die empirisch gewonnenen Beziehungen zwischen den aufwärtsgerichteten Strahldichten bzw. der diffusen Reflektion und der Chlorophyllkonzentration $\langle C \rangle$ werden als bio-optische Algorithmen bezeichnet. Sie haben in der Regel die Form

$$(2.4) \quad \langle C \rangle = A \left(\frac{R_i}{R_j} \right)^B$$

wobei i, j für die Kanäle 1 (443 μm) und 3 (520 μm) des CZCS im Falle des CASE-1-WATER oder der Kanäle 2 (520 μm) und 3 (550 μm) im Falle des CASE-2-WATER oder für hohe Chlorophyllkonzentrationen stehen. Vergleicht man die bisher veröffentlichten Algorithmen miteinander, so fällt die große Variabilität in den Koeffizienten A und B auf (Sturm, 1983, Gordon und Morel, 1983). Eine willkürliche Auswahl unter den meistverwendeten Algorithmen ist in Abb. 2-4 wiedergegeben. Die Variabilität erklärt sich aus der Tatsache, daß die Koeffizienten in der Re-

gel aus log-log-Regressionsanalysen von fluorometrischen in-situ Bestimmungen der Chlorophyllkonzentration und von Strahldichtemessungen an der Oberfläche oder direkt vom Satelliten berechnet wurden und somit von den jeweils örtlich vorherrschenden Phytoplanktonpopulationen und der vertikalen Verteilung in der Wassersäule abhängig sind. Hinzu kommt die relativ große Ungenauigkeit bei der in-situ Bestimmung des Chl-a, die bei ca. 30% liegt.

Abschließend läßt sich sagen, daß der komplizierte und teilweise noch ungeklärte Zusammenhang zwischen den Schwebstoffen und ihrer optischen Wirksamkeit im sichtbaren Spektralbereich eine Genauigkeit in der Größenordnung von 30% bei der Bestimmung des Gesamtchlorophyllgehaltes zuläßt. Darin gehen die Unsicherheiten bei der Korrektur der atmosphärisch bedingten Streuanteile am Gesamtsignal noch nicht ein. Höhere Genauigkeiten lassen sich nur bei Anwendung regional spezifizierter Algorithmen erreichen (Viollier und Sturm, 1984). Für den Bereich des offenen Nordatlantiks liegen bislang keine regional begrenzten Algorithmen vor. Im Falle des CASE-2-WATER kommt erschwerend hinzu, daß völlig unterschiedliche Kombinationen von organischen und mineralischen Schwebstoffen die gleiche diffuse Reflektion zur Folge haben können (Bukata et.al., 1981). In diesem Fall bringt die Verwendung der Blau/Grün Algorithmen keine befriedigenden Ergebnisse. Hier können der Einsatz der passiven Fluoreszenzfernerkundung sowie von aktiven Lidarsystemen entscheidende zusätzliche Informationen über die einzelnen Schwebstoffklassen liefern (Schmitz-Peiffer, 1986).

Außer der Bestimmung von $\langle C \rangle$ kann auch der totale diffuse Attenuationskoeffizient c_T mittels des Verhältnisses der diffusen Reflektion bestimmt werden. Austin und Petzold (1981) haben für 490 nm und 520 nm entsprechende Algorithmen aufgestellt (Abb. 2-5).

Da das Ziel der vorliegenden Arbeit nicht in einer exakten Bestimmung des totalen Gehaltes an Schwebstoffen liegt, wird im folgenden jeweils nur der totale diffuse Attenuationskoeffizient CT_{520} gemäß Abb. 2-5 verwendet.

3. Erfassung und Aufbereitung der Radiometerdaten

Für die Analyse der Oberflächenfelder wurden ausschließlich Daten verwendet, die von nahezu polarumlaufenden Satelliten stammen. Zur Temperaturbestimmung wurde das Advanced-Very-High-Resolution-Radiometer AVHRR an Bord des Satelliten NOAA-6 (N-6) sowie die modifizierte Version AVHRR/2 auf NOAA-7 (N-7) verwendet. Die Trübungsmessungen erfolgten mit dem Coastal-Zone-Color-Scanner CSZS an Bord des NASA-Satelliten NIMBUS-7.

Im folgenden werden die beiden Radiometer, die Kalibration der Daten sowie die Korrektur der atmosphärischen Einflüsse diskutiert.

3.1. Das Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR)

Das AVHRR ist als 5-Kanal Radiometer ausgelegt, von denen 3 Kanäle im infraroten (IR) Spektralbereich liegen. Die Lage der Kanäle im Spektrum sowie ihre spektrale Empfindlichkeit ist in Abb. 3-1 und Abb. 3-2 wiedergegeben. In der NOAA-6 Version des AVHRR sind nur 2 IR-Kanäle vorhanden, der Kanal 5 ist eine identische Version des Kanals 4. Die Kanäle befinden sich in den sogenannten atmosphärischen Fensterbereichen. Die Empfindlichkeit der Sensoren beträgt 0.12 K NEAT (Net-Equivalent- Δ -Temperature) bei 300 K für die Kanäle 4 und 5. Der Kanal 3 hatte ein NEAT von ca. 0.2 K innerhalb der ersten 12 Monate nach dem Start. Danach setzte eine Erhöhung des radiometrischen Rauschens durch elektronische Interferenz ein. Seit 1983 wird daher mit der Prozedur des sogenannten "Ausgasen" des Sensors alle 6 bis 12 Monate das Rauschniveau wieder auf das Niveau zum Zeitpunkt des Startes gebracht (McClain et.al., 1985). Dies bezieht sich nur auf das N-7 AVHRR. Eine ausführliche Beschreibung der TIROS-N-NOAA-Satellitenserie und der mitgeführten Instrumente findet sich bei Schwalb (1978).

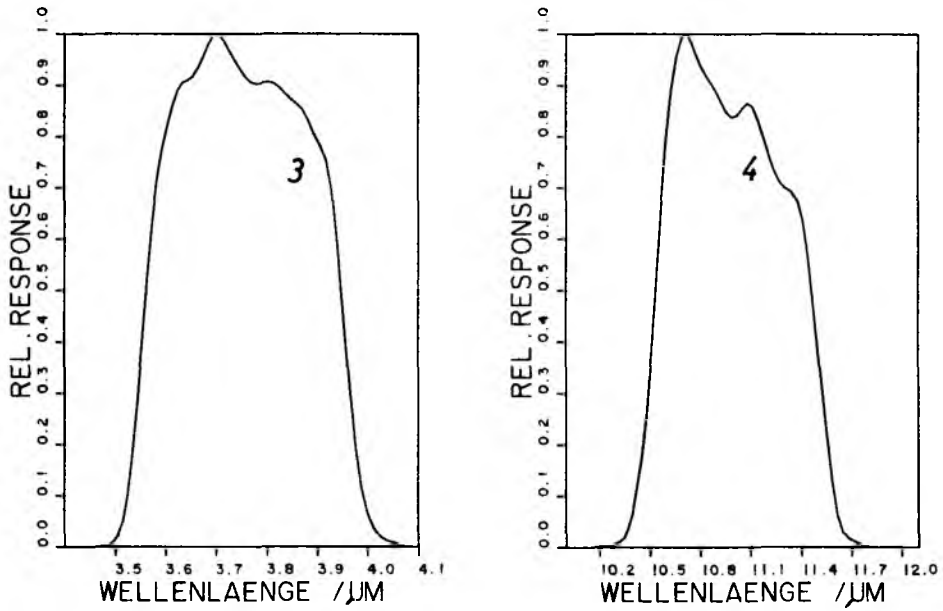


Abb. 3-1 Spektrale Empfindlichkeit der N-6 AVHRR Kanäle 3 und 4

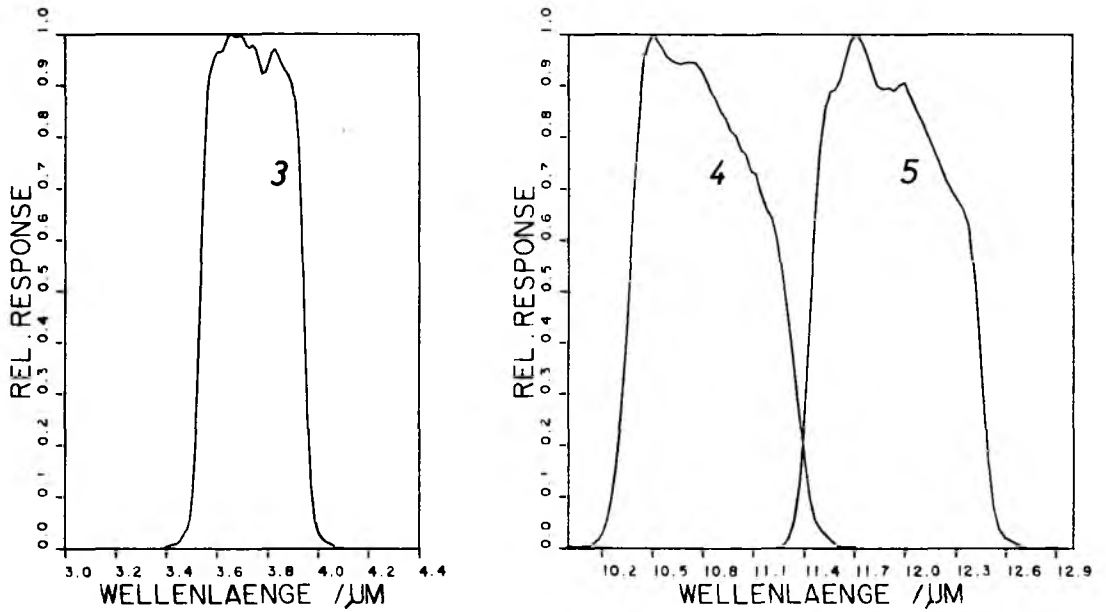


Abb. 3-2 Spektrale Empfindlichkeit der N-7 AVHRR/2 Kanäle 3,4 und 5

3.1.1. Kalibration der IR - Kanäle

Die Prozedur der Kalibration der Infrarot-Kanäle orientiert sich im wesentlichen an den von Lauritzen et.al. (1979) veröffentlichten Methoden. Dabei wird von einem linearen Zusammenhang zwischen dem Empfangssignal und der Strahldichte ausgegangen. Die Bestimmung der Koeffizienten für diesen Zusammenhang erfolgt durch eine lineare Anpassung an zwei Eichpunkte, die unterhalb und oberhalb des ozeanographisch relevanten Temperaturbereiches liegen. Es wird dabei die 3 K Hintergrundstrahlung des Weltraumes und ein instrumenteninterner Schwarzkörper mit einer Temperatur von etwa 288 K verwendet. Die aktuelle Temperatur des Schwarzkörpers wird mittels vier Platinwiderstandsthermometern (PRT) bestimmt, die eine Genauigkeit von ± 0.1 K besitzen (Brown et.al., 1985). Die mittlere Temperatur des internen Schwarzkörpers ergibt sich dann als arithmetisches Mittel der vier Thermometerwerte. Brown et.al. (1985) stellten bei detaillierten Untersuchungen von NOAA-7 Daten mehrerer Orbits fest, daß die Temperaturen der vier Thermometer innerhalb von 26 min um etwa 5 K variieren können. Außerdem wurde überraschenderweise eine Variation der Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Thermometern festgestellt, was ein Indiz für interne Wärme Flüsse innerhalb des Schwarzkörpers ist und die allgemein verwendete Annahme einer Gleichwichtung der vier Thermometer in Frage stellt.

Die Strahldichte des internen Schwarzkörpers berechnet sich als

$$(3.1) \quad L_i^T = \int_{\omega_{1i}}^{\omega_{2i}} \epsilon(\omega) B_T(\omega) \hat{\Phi}_i(\omega) d\omega$$

$B_T(\omega)$ ist die Plank'sche Funktion, die hier mit den in Abb. 3-1 und Abb. 3-2 wiedergegebenen spektralen Transmissionsfunktionen $\hat{\Phi}_i(\omega)$ gewichtet wird. ω_1 und ω_2 geben die Begrenzungen der Transmissionsfunktionen an. Die Emissivität $\epsilon(\omega)$ wird zu 1 gesetzt. In der Praxis ändert sich (3.1) zu

$$(3.2) \quad L_i^T = \sum_{i=0}^{60} B_T(\omega_i) \hat{\Phi}(\omega_i) \Delta\omega$$

Dies kann zu Diskrepanzen bei der Temperaturbestimmung von externen Objekten, die Schwarzkörper-Eigenschaften aufweisen, führen, da der vom Hersteller angegebene Wert für des Emissionsvermögen des internen Schwarzkörpers bei 0.995 liegt und es durch die Verwendung von $\epsilon(\omega) = 1$ bei 300 K des externen Objektes zu einer Differenz von 0.4 K zwischen der berechneten und der wahren Temperatur kommen kann (Brown et.al., 1985). Diese Differenz ist instrumentenabhängig und sie verschwindet, wenn die Differenz des Emissionsvermögens zwischen dem internen Schwarzkörper und dem externen Objekt gegen Null geht. Dies ist für das Meerwasser als externes Objekt der Fall.

Um das zusätzliche Rauschen, das durch eine scanlinienweise Berechnung und Anwendung der Kalibrationswerte entsteht, zu minimieren, wurden die Werte über jeweils eine Szene gemittelt. Sodann wurden alle Werte, die sich um mehr als den doppelten Wert der Standardabweichung vom Mittelwert unterschieden, eliminiert und die übrigen Werte nochmals gemittelt. Mit den so erhaltenen Werten wurden die einzelnen Szenen kalibriert. Wurde ein Trend in den Werten festgestellt, so wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate eine lineare Anpassung an die Kalibrationsdaten vorgenommen und die Rohdaten mit den so bestimmten Koeffizienten behandelt. Dieses Verfahren wurde allerdings erst im Laufe der Datenanalyse eingeführt, sodaß einige Datensätze mit ungemittelten Werten kalibriert worden sind. Dies äußert sich in teilweise erkennbaren Streifenmustern in den Bildern der Oberflächentemperatur. Ein Beispiel der ungemittelten Werte ist in Abb. 3-3 zu sehen.

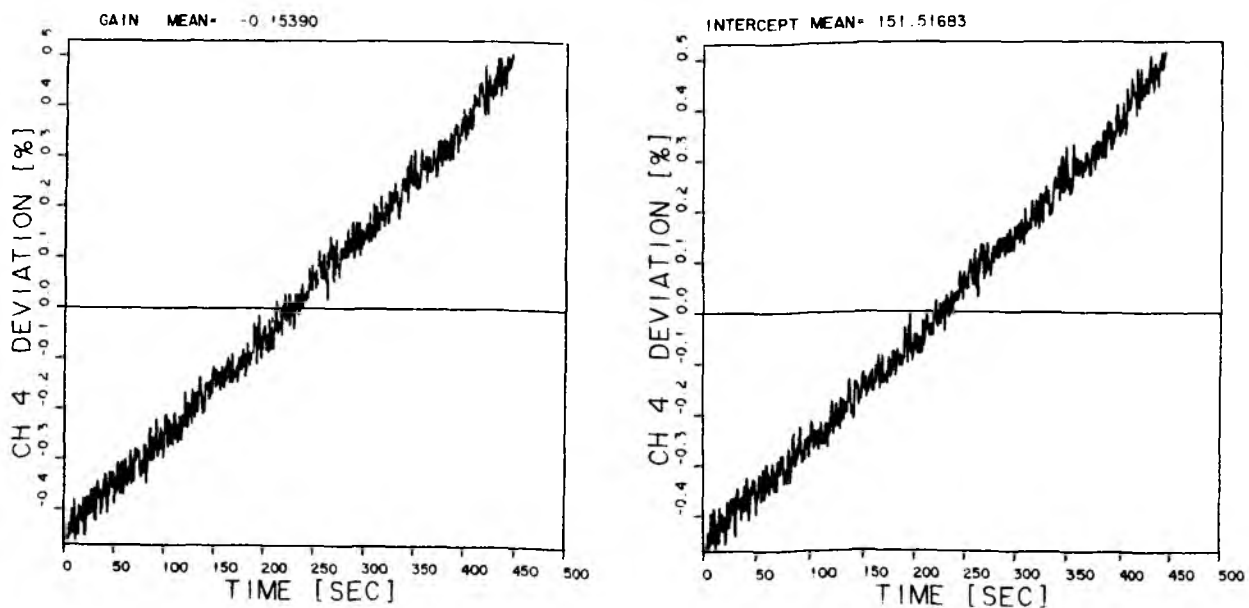


Abb. 3-3 Abweichungen der Kalibrationswerte des N-7 AVHRR/2 Kanal 4 vom Mittelwert für den Überlauf vom 27.7.1981

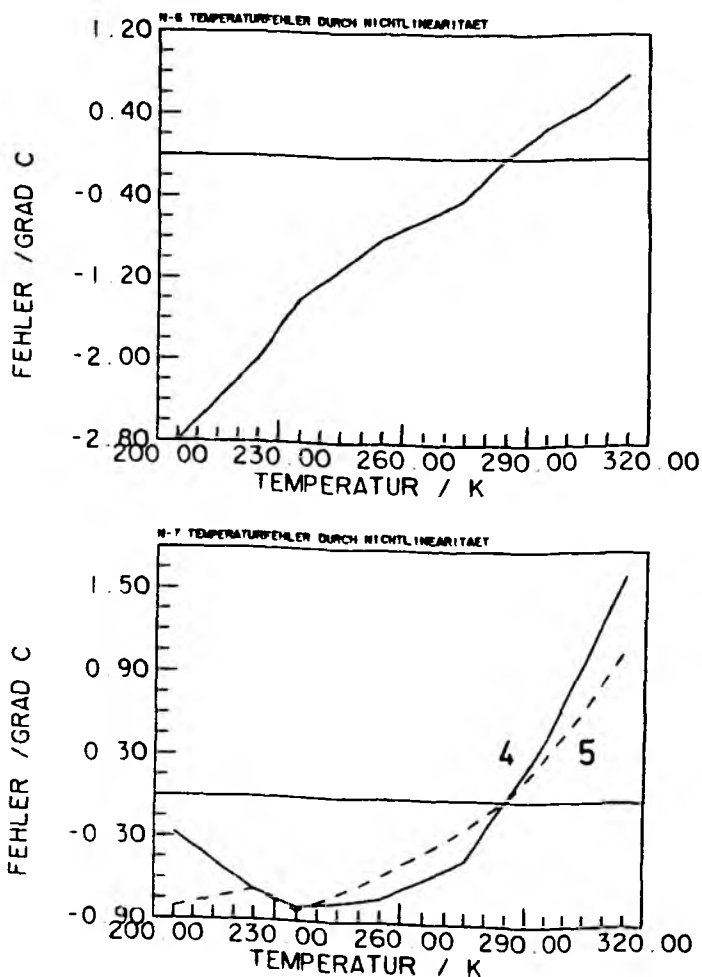


Abb. 3-4,5 Fehler in der Helligkeitstemperatur aufgrund der Nichtlinearität der Kanäle 4 und 5 für N-6 (oben) und N-7 (unten)

3.1.2. Invertierung der Strahldichten

Die Invertierung von Gleichung (3.2) zur Bestimmung der Helligkeitstemperatur aus den Strahldichten erfolgt mittels zweier verschiedener Verfahren:

1. Für den jeweils interessierenden Temperaturbereich wird eine Tabelle aufgestellt, in der die Werte von L_i^T in Abhängigkeit von T angegeben werden. Diese tabellarische Zusammenstellung erlaubt dann die Invertierung von Gl. (3.1), wobei die Genauigkeit nur von der Auflösung von T abhängt.
2. Für den Temperaturbereich zwischen 270 K und 300 K hat Singh (1984) eine Lösung der Invertierung in der Form

$$(3.3) \quad \ln L_i(\omega) = a_i + \frac{b_i}{T_i} \quad i = 3, 4, 5$$

angegeben. Mittels einer Least-Square Analyse wurden die Koeffizienten a_i und b_i für die AVHRR-Sensoren auf den Satelliten TIROS-N, NOAA-6 und NOAA-7 bestimmt. In allen Fällen wird von Singh ein maximaler Fehler bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur von unter 0.01 K angegeben.

Voraussetzung für das beschriebene Prinzip der Kalibration der Radiometerdaten ist das lineare Verhalten der Detektoren. Dies ist jedoch streng genommen nur für den Indium-Antimon Detektor des Kanal 3 der Fall. Die Detektoren der Kanäle 4 sowie 5 zeigen dagegen eine Nichtlinearität in ihrem thermischen Verhalten. Eine erste Korrektur dieser Nichtlinearität geschieht durch die Verschiebung des unteren Eichpunktes, der durch die Strahlung des freien Weltraumes definiert wird. In der Praxis wird zu dieser Nullpunkt-Strahlung ein negativer Wert addiert, der den Fehler der Nichtlinearität mindert. Die entsprechenden Werte sind bei Lauritzen et.al. (1979) für das TIROS-N-AVHRR sowie in den entsprechenden Anhängen für die anderen Radiometer zu finden. Die hiernach noch verbleibenden Fehler in der Helligkeitstemperatur

sind in Abb. 3-4 und Abb. 3-5 wiedergegeben. Durch lineare Interpolation zwischen den Stützstellen wird jeweils die zugehörige Temperaturkorrektur errechnet. Die Genauigkeit liegt hierbei bei 0.01 K. Diese Methode ist identisch mit dem Verfahren anderer Autoren (z.B. Llewellyn-Jones et.al., 1984). Singh (1984) benutzt anstelle der linearen Interpolation eine Regressionsanalyse im Bereich zwischen 270 K und 300 K. In der vorliegenden Arbeit wurden beide Verfahren alternativ verwendet. Das Fehlen einer eindeutigen und in sich konsistenten Beschreibung für die AVHRR-Kalibration durch die NOAA bzw. den Instrumentenhersteller hat zu einer Unsicherheit bei den Anwendern der Daten geführt (Minett, (1984)). So ist erst für die Kalibration des NOAA-9-AVHRR eine einigermaßen vollständige Beschreibung durch die NOAA publiziert worden (Lauritzen et.al., 1979, Anhang N-9)!

Eine detaillierte Untersuchung über das Verhalten der AVHRR-Sensoren zeigt die Notwendigkeit einer präzisen Korrektur der Nichtlinearität (Brown et.al., 1985). Dabei zeigte sich, daß die Vernachlässigung der temperaturabhängigen Nichtlinearität aus Abb. 3-5 bei den von NOAA-NESS durchgeführten Kalibrationen zu signifikanten Fehlern bei der Bestimmung der Helligkeitstemperaturen führt. Für die Radiometer auf TIROS-N bis NOAA-8 wurde von NOAA-NESS keine explizite Korrektur durchgeführt. Lediglich der untere Eichpunkt wurde durch die oben erwähnte Addition einer negativen Strahldichte verschoben. Nach Angaben von NOAA-NESS wurde eine Korrektur nur indirekt durch die Regressionsanalyse mit in-situ-Bojentemperaturen im Rahmen der Bestimmung der SST-Algorithmen durchgeführt. Es ist somit also nicht unmittelbar klar, inwieweit die unterschiedlichen Verfahren der Kalibration zu Unstimmigkeiten bei der anschließenden Bestimmung der Ozeanoberflächentemperatur führen.

3.2. Kalibration des CZCS - Infrarotkanals

Der CZCS besitzt mit dem Kanal 6 zwischen 10.5 μm und 12.5 μm ebenfalls einen Infrarotkanal. Das Signal/Rausch-Verhältnis ist mit $\text{NE}\Delta\text{T} = 0.22 \text{ K}$ bei 270 K größer als beim AVHRR. Der Kanal 6 des CZCS ist seit Beginn des Experiments durch ein hohes Rauschen beeinträchtigt, das sich bis 1982 soweit verstärkte, daß keine sinnvollen Untersuchungen mehr mit diesem Sensor unternommen werden konnten.

3.3. Korrektur atmosphärischer Einflüsse im Infrarot

Die Korrektur der Helligkeitstemperaturen in Bezug auf die atmosphärische Attenuation erfolgt mittels der sogenannten "Split-Window"-Methode. Der Grundgedanke dieser Technik beruht auf der unterschiedlichen Transmission innerhalb der atmosphärischen Fensterbereiche. Diese Methode geht zurück auf Anding und Kauth (1970) und wurde von Prabhakara et.al. (1974) sowie McMillin und Crosby (1984) theoretisch untermauert. Im folgenden soll kurz der wesentliche Gedanke erläutert und die verwendeten Korrekturgleichungen vorgestellt werden.

In allen spektralen Bereichen wird die von der Ozeanoberfläche emittierte Strahlung von atmosphärischen Bestandteilen absorbiert und reemittiert. Die diesen Prozess beschreibende Strahlungsübertragungsgleichung kann unter der Voraussetzung einer weitgehenden Wellenlängenunabhängigkeit der mittleren Strahlung der Atmosphäre in den Fensterbereichen dahingehend modifiziert werden, daß die Schwarzkörperstrahlung der Ozeanoberfläche, B_S , als Linearkombination der Strahldichte bei zwei Wellenlängen (L_1, L_2) dargestellt werden kann:

$$(3.4) \quad B_S - L_1 = \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1} (T_1 - T_2)$$

τ_1 und τ_2 bezeichnen hierbei die Transmissionen. Sie sind abhängig von der Wellenlänge, dem Zenitwinkel sowie dem Atmosphärendruck an der Oberfläche. In der Praxis werden mittels eines atmosphärischen Transmissions-

modells (Weinreb und Hill, 1980) und eines Satzes geographisch und saisonal unterschiedlicher Temperatur- und Feuchteprofile synthetische Helligkeitstemperaturen für die AVHRR-Spektralkanäle erstellt. Mittels Regressionsrechnungen werden die Koeffizienten für verschiedenen Kombinationen der Fensterkanäle bestimmt (Deschamps und Phulpin, 1980; McClain, 1981; Barton, 1983). z.B.:

$$(3.5) \quad T_S - T_{11} = a (T_{11} - T_{12}) + b$$

mit T_S : Oberflächentemperatur
 T_{11} : Helligkeitstemperatur im Kanal 4 (11 μm)
 T_{12} : Helligkeitstemperatur im Kanal 5 (12 μm)

Eine äquivalente Lösung des Problems bietet auch die Messung bei einer Wellenlänge und zwei unterschiedlichen Blickwinkeln (McMillin, 1975; Chedin et.al., 1982). Es stellte sich heraus, daß die Regressionen sehr geringe Standardabweichungen aufwiesen, sich jedoch ein signifikanter, temperaturabhängiger Trend zeigte, sobald reale Ozeanoberflächentemperaturen verwendet wurden (McClain, 1981). Daher werden die Modellrechnungen jeweils durch eine Regressionsanalyse mit einem Satz von Temperaturmeßwerten frei driftender Bojen korrigiert (Strong und McClain, 1984). Die in den Simulationsrechnungen nicht explizit berücksichtigten Einflüsse der Temperaturdifferenz Luft/Wasser sowie der Emissivität werden durch die Regressionsanalyse implizit mit einbezogen. Das gleiche gilt für den in Kap. 2.1. diskutierten Temperaturgradienten im Bereich des obersten Millimeters der Grenzschicht Ozean-Atmosphäre.

Die Grenzen der empirischen Korrekturalgorithmen zeigen sich bei anormalen atmosphärischen Bedingungen, wenn die Simulationsprofile nicht mehr als typisch für die realen Verhältnisse angesehen werden können. Als bisher extremstes Beispiel hierfür kann der massive Anstieg von stratosphärischem Aerosol als Folge des Ausbruchs des El'Chichon-Vulkans (Mexiko) im April 1982 gelten. Die Erhöhung des vornehmlich aus H_2SO_4 bestehenden Aerosols führte im Sommer und Herbst 1982 im Bereich zwischen 10°N und 30°N zu einer Erhöhung der Attenuation, die der wasserdampfbedingten Absorption gleichkommt (Walton, 1985).

Um den Einfluß der höheren Absorption bei großen Zenitwinkeln (θ) zu berücksichtigen, wurde eine zusätzliche Korrektur in Bezug auf diesen Parameter angebracht (McClain in Llewellyn-Jones et.al., 1984)

(3.6)

$$T_{SST} = -0.14 + T_{11} + 2.346(T_{11} - T_{12}) + 0.655(T_{11} - T_{12})(\sec\theta - 1).$$

Diese Beziehung ist mit einem RMS-Fehler von 0.44 K und einem Bias von -0.15 K behaftet. Modellrechnungen von Barton (1985) zeigen, daß zumindest für niedrige geographische Breiten eine Scanwinkelberücksichtigung unerläßlich ist, wenn Genauigkeiten besser als 0.5 K erreicht werden sollen. Bartons Ergebnisse werden auch durch neuere Modellrechnungen von Schlüssel (1986, pers. Mitteilung) bestätigt.

Alle Oberflächentemperaturberechnungen für das AVHRR/2 auf NOAA-7, die in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, sind mit Gleichung (3.6) gemacht worden. Helligkeitstemperaturen des NOAA-6-AVHRR wurden nicht korrigiert, da es sich fast ausschließlich um Tagesüberflüge handelt, bei denen eine 2-Kanal-Korrektur aufgrund der Unbrauchbarkeit des 3.7 μm -Kanals nicht möglich ist. Der 11.5 μm -Kanal des CZCS wurde ebenfalls nicht korrigiert.

3.4. Der Coastal Zone Color Scanner (CZCS)

Der Coastal-Zone-Color-Scanner (CZCS) ist als das erste, speziell für die Fernerkundung der Ozeanfarbe konzipierte Radiometer als Nutzlast auf dem polarumlaufenden NASA-Wettersatelliten NIMBUS-7 im Oktober 1978 gestartet worden und arbeitete bis zum Sommer 1986. Es ist als 6-Kanal Radiometer konzipiert, wobei 5 Kanäle im sichtbaren bzw. nahen infraroten Spektralbereich liegen. Die Anordnung dieser Kanäle sowie ihre spektrale Empfindlichkeit ist in Abb. 3-6 wiedergegeben. Die wichtigsten Eigenschaften der einzelnen Kanäle sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Eine ausführliche Beschreibung des Radiometers findet sich bei Hovis (1978). Im folgenden soll die Kalibration der Kanäle 1 - 4 erläutert werden. Der Kanal 5 wird aufgrund seiner geringen Empfindlich-

keit und der großen spektralen Breite lediglich verwendet, um Unterscheidungskriterien zwischen Land-, Wasser- und Wolkenoberflächen zu liefern.

Tab. 3.1 Eigenschaften der CZCS-Sensoren

Kanal	Wellenlänge (nm)	Bandbreite (nm)	Signal/Rauschverhältnis (mW cm ⁻² sr ⁻¹ μm ⁻¹)	Zweck
1	443 (blau)	± 10	> 150 bei 5.41	Chlorophyll- absorption
2	520 (grün)	± 10	> 140 bei 3.50	Chlorophyll- korrelation
3	550 (gelb)	± 10	> 125 bei 2.86	Gelbstoff
4	670 (rot)	± 10	> 100 bei 1.34	Chlorophyll- fluoreszenz
5	750 (rot)	± 50	> 100 bei 10.8	Oberflächen- vegetation
6	11.5 μm (infrarot)	± 1 μm	NEΔT = 0.22 K bei 270 k	Oberflächen- temperatur

3.4.1. Kalibration der Kanäle im sichtbaren Spektralbereich

Aufgrund des extrem hohen Anteils der Streustrahlung aus der Atmosphäre sowie der reflektierten Strahlung von der Ozeanoberfläche (≈ 80% im blauen, bis 90 - 95% im roten Teil des Spektrums) beeinflussen Variationen der optischen Eigenschaften des Ozeans weniger als 10 - 20% des Gesamtsignals. Um quantitative Aussagen über die im Kapitel 2.2. erläuterten Schwebstoffe machen zu können, ist eine Auflösung in mindestens 10 digitale Abstufungen, entsprechend 1 - 2% des Gesamtsignals notwen-

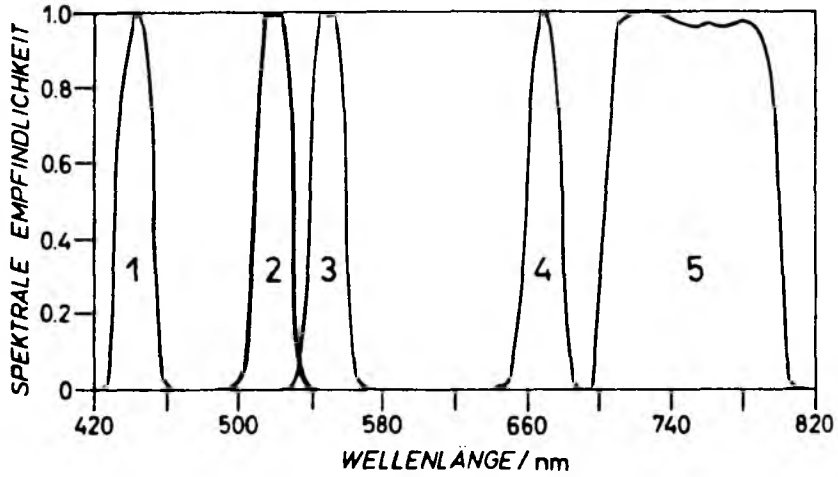


Abb. 3-6 Spektrale Empfindlichkeit der Sensoren des CZCS (Kanäle 1-5)

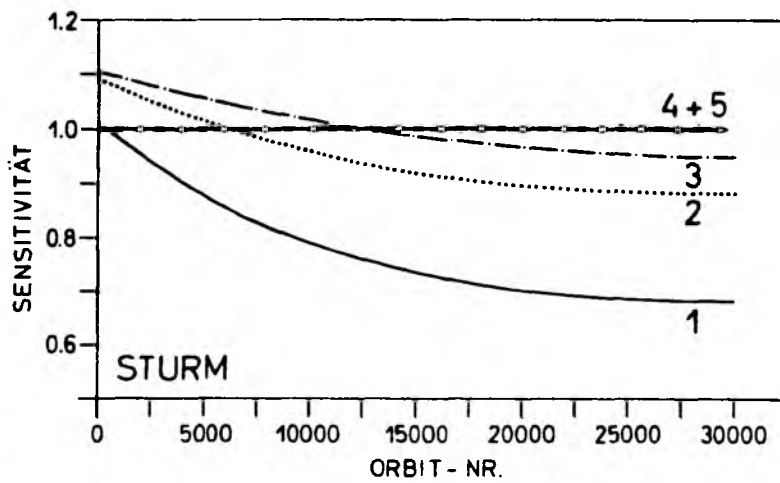


Abb. 3-7 Sensitivitätsverlust der CZCS-Kanäle 1-4 (nach Sturm (1985))

dig. Für eine optimale Ausnutzung der Sensorempfindlichkeit kann daher eine Bereichswahl vorgenommen werden. Die absolute Genauigkeit der Eichung vor dem Start liegt nach Angaben von Sörensen (1981) zwischen 5% und 10%. Die Unsicherheiten in der Kalibration werden noch verstärkt durch einen nicht näher quantifizierbaren Alterungsprozeß der internen Referenzlampe für die Kalibration. In der Praxis bedeutet dies, daß bei Verwendung der intern bestimmten Kalibrationswerte im Extremfall die Strahldichte bei 440 nm kleiner wird als die theoretisch mögliche Strahldichte für einen totalabsorbierenden Ozean und eine aerosolfreie Atmosphäre. Aus diesem Grunde sind von verschiedenen Autoren kanalabhängige Korrekturkoeffizienten ermittelt worden, indem für eine Reihe von Überläufen "klare" Bildpunkte extrahiert wurden und unter Verwendung entsprechender Aerosoltypen die theoretisch zu erwartenden Strahldichten am Sensor berechnet wurden (s. Sturm, 1983). Dabei gibt es erhebliche Differenzen zwischen den einzelnen Untersuchungen. Diese sind teilweise durch die unterschiedlichen Zeitpunkte der Untersuchungen und den daraus resultierenden Extrapolationen erklärbar.

In der vorliegenden Arbeit wurde im frühen Stadium die Korrektur von Viollier (1982) zusammen mit der Justierung der Eichung und den extraterrestrischen Strahldichten von Gordon et.al. (1983b) verwendet. Dies führte jedoch in einigen Fällen zu unbefriedigenden Ergebnissen, da auch in eindeutig chlorophyllarmen Regionen des offenen Ozeans die "clearest-water"-Methode (Kap. 3.5.8.) keine physikalisch sinnvollen Ergebnisse lieferte. Daher wurden die verwendeten Datensätze zu einem späteren Zeitpunkt mit den Korrekturwerten von Sturm (1985)(Abb. 3-7) nochmals bearbeitet, wobei diese Ergebnisse in sich wesentlich konsistenter erscheinen (siehe Kap. 3.5.8.). Die relative Genauigkeit wird von Sturm mit 6% für Orbitnummern < 30000 angegeben. Eine abschließende Bewertung der Kalibrationsmethoden scheint noch verfrüht, da aufgrund des experimentellen Charakters der CZCS-Mission die Analysemethoden erst sukzessive entwickelt wurden und auch im gegenwärtigen Stadium noch keine endgültige Form besitzen.

3.5. Korrektur atmosphärischer Einflüsse im sichtbaren Spektralbereich

Für die Diskussion der Korrekturverfahren ist es sinnvoll, sich die verschiedenen Komponenten der gemessenen Strahlung zu verdeutlichen (Abb. 3-8). Dabei läßt sich die vom Sensor gemessene Strahldichte $L_T(\lambda)$ schreiben als:

$$(3.7) \quad L_T(\lambda) = L_R(\lambda) + L_A(\lambda) + L_H(\lambda) + L_G(\lambda) + t(\lambda) L_W(\lambda)$$

- mit: $L_R(\lambda)$ Anteil durch Rayleigh-Streuung
 $L_A(\lambda)$ Anteil durch Aerosol-Streuung
 $L_H(\lambda)$ Anteil durch diffuse Himmelsstreuung
 $L_G(\lambda)$ Anteil durch direkte Reflektion an der Ozeanoberfläche
 $L_W(\lambda)$ Anteil aus dem Ozean
 $t(\lambda)$ diffuse Transmission

Die ersten vier Komponenten setzen sich zusammen aus

- a) Photonen, die durch die Atmosphäre in das Blickfeld des Sensors gestreut werden
- b) gestreute oder ungestreute Photonen, die von der Ozeanoberfläche außerhalb des Pixels reflektiert und dann in das Blickfeld gestreut werden
- c) ungestreute Photonen, die an der Oberfläche des Pixels reflektiert werden
- d) Photonen, die in der Atmosphäre gestreut werden und dann von der Oberfläche des Pixels in das Blickfeld des Sensors reflektiert werden.

Der ozeanbedingte Anteil $L_W(\lambda)$ setzt sich zusammen aus

- e) Photonen, die im Ozean diffus reflektiert oder einfach, bzw. mehrfach an Wassermolekülen und suspendiertem Material gestreut werden und danach den Ozean verlassen
- f) Photonen, die außerhalb des Pixels im Ozean gestreut werden und nachträglich in des Blickfeld gestreut werden.

Der letzte Punkt macht es notwendig, die Ozeanoberfläche als Lambert'schen Reflektor zu betrachten und die diffuse Transmission zu verwenden.

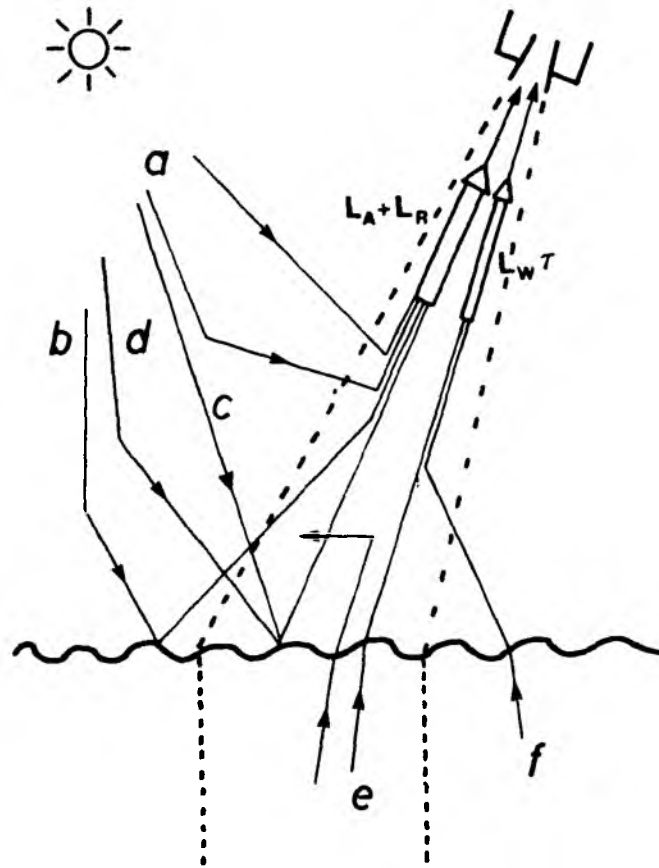


Abb. 3-8 Schematische Darstellung der einzelnen Strahldichtekomponenten im sichtbaren Spektrum (aus: Robinson (1983))

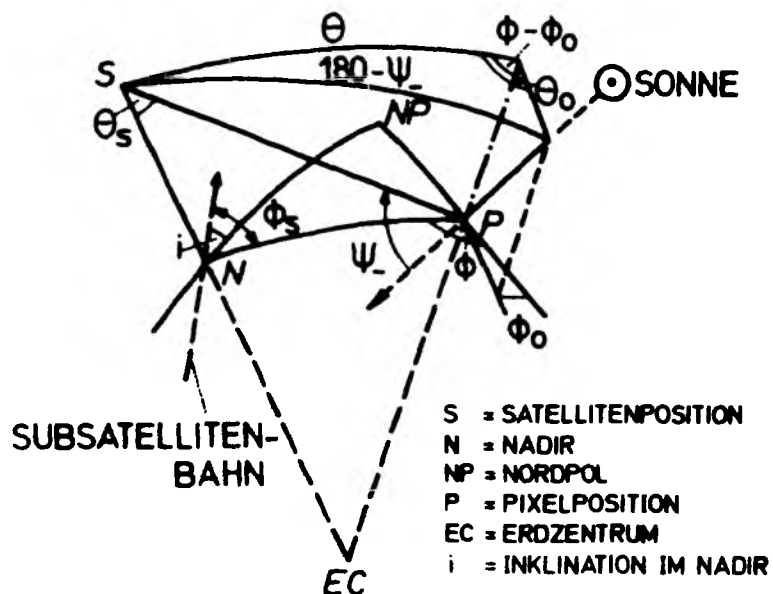


Abb. 3-9 Schematische Darstellung der Winkelverhältnisse für die Korrektur der atmosphärischen Streuteile (nach Sturm (1983))

den. Implizit wird dabei vorausgesetzt, daß sich $L_W(\lambda)$ nicht wesentlich von einem Pixel zum nächsten ändert. Die theoretisch zu bestimmenden Komponenten $L_R(\lambda)$, $L_H(\lambda)$, $L_G(\lambda)$ und $t(\lambda)$ werden im folgenden erläutert und die verwendeten Größen dargestellt.

3.5.1. Extraterrestrische Strahlung

Als Energiequelle für alle im folgenden beschriebenen Prozesse dient die solare Strahlung. Es wurden für die Kanäle 1 - 4 des CZCS und den Kanal 1 des AVHRR mittlere Strahlungsflußdichten nach Neckel und Labs (1981) verwendet, wobei die spektrale Empfindlichkeit der Kanäle schon berücksichtigt ist (Tab. 3.2).

Tab. 3.2

Instrument	Kanal	$\overline{E_0(\lambda)} / \text{mW cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$
CZCS	1	186.42
	2	185.34
	3	184.76
	4	151.52
AVHRR	1	163.7

Die jahreszeitlich bedingte Variation der solaren Strahlung wurde berücksichtigt durch die Form:

$$(3.8) \quad E_0(\lambda) = \overline{E_0(\lambda)} \left[1 + e \cos \left[\frac{2\pi (D - 3)}{365} \right] \right]^2$$

$e = 0.0167$: Exzentrizität der Erdbahn

D : julianischer Tag

3.5.2. Berechnung der Streuwinkel

Für die Berechnung der Streu-Phasenfunktionen sind zwei verschiedene Streuwinkel von Bedeutung, die jeweils einen physikalischen Streuprozess beschreiben.

- Streuung von Photonen in der Atmosphäre ohne Wechselwirkung mit der Ozeanoberfläche ($\bar{\Psi}_-$)(Prozess (a))
- Streuung von Photonen in der Atmosphäre vor oder nach Reflektion an der Ozeanoberfläche ($\bar{\Psi}_+$)(Prozess (b,d)).

Für die Bestimmung dieser Winkel sind für einen Pixel die Zenitwinkel für Sonne und Satellit (θ_0, θ), die entsprechenden Azimutwinkel ($\bar{\Phi}_0, \bar{\Phi}$), die geographische Position des Pixels (ψ_p, λ_p) und Stundenwinkel (ψ_t), sowie die Deklination der Sonne (δ) erforderlich. Eine schematische Darstellung der Winkelverhältnisse ist in Abb. 3-9 wiedergegeben. Die Bestimmung der geographischen Position des Pixels wird in Kap. 4.3. erläutert. Deklination und Stundenwinkel der Sonne berechnen sich zu:

$$(3.9) \quad \delta = 23.49 \sin (\bar{\Phi} 968 D - 78)$$

$$(3.10) \quad \psi_t = (12 - \frac{\lambda_p}{15} - \frac{E_q}{3600} - T_{GMT}) 15$$

- mit D : julianischer Tag
- T_{GMT} : Zeit der Beobachtung in GMT
- E_q : Zeitgleichung

Für die Sonnenzenit- und Azimutwinkel folgt dann

$$(3.11) \quad \theta_0 = \arccos (\sin \psi_p \sin \delta + \cos \psi_p \cos \delta \cos \psi_t)$$
$$\bar{\Phi}_0 = \arcsin (\cos \delta \sin \psi_t / \sin \theta_0)$$

Die entsprechenden Satellitenbezogenen Winkel sind gegeben durch die Parallaxenkorrektur

$$(3.12) \quad \theta = \arcsin \left(\frac{R+H}{R} \sin \theta_S \right)$$

und

$$(3.13) \quad \bar{\Phi} = \bar{\Phi}_S - \arcsin (\sin i_0 / \cos \Psi_p)$$

wobei $\frac{R+H}{R}$ das Verhältnis von Orbitradius zu Erdradius darstellt und i_0 die Inklination der Satellitenbahn am Äquator. Die Winkel θ_S und $\bar{\Phi}_S$ sind die Nadir- bzw. Azimutwinkel des Pixels im Satelliten-Koordinatensystem. Die Streuwinkel können dann gemäß der schematischen Darstellung in Abb. 3-9 bestimmt werden zu

$$(3.14) \quad \bar{\Psi}_{\pm} = \arccos \left[\pm \cos \theta \cos \theta_0 - \sin \theta \sin \theta_0 \cos (\theta - \theta_0) \right]$$

Im folgenden wird $\mu = \cos \theta$ und $\mu_0 = \cos \theta_0$ verwendet.

3.5.3. Berechnung des reduzierten Zenitwinkels

Für die Bestimmung der Transmissionen ist die Wegstrecke durch die Atmosphäre von entscheidender Bedeutung. Da in der vorliegenden Arbeit keine Rücksicht darauf genommen werden konnte, daß die Datenausschnitte möglichst nahe dem Lotfußpunkt des Satelliten lagen, wurde eine Korrektur des Satellitenzenitwinkels bezüglich der real gekrümmten Atmosphäre eingeführt. Abb. 3-10 verdeutlicht graphisch den Zusammenhang zwischen dem realen Zenitwinkel θ und dem reduzierten Zenitwinkel θ' , der für die Berechnung der Transmissionen verwendet wurde. Es gilt:

$$(3.15) \quad \cos \theta' = H / (R^2 + (R+H)^2 - 2(R+H)R \cos \theta_G)^{\frac{1}{2}}$$

wobei R den Erdradius und θ_G den geozentrischen Winkel zwischen Pixel und Satellit repräsentieren. In allen folgenden Darstellungen ist bei den Transmissionsberechnungen θ' als Zenitwinkel verwendet worden. Für

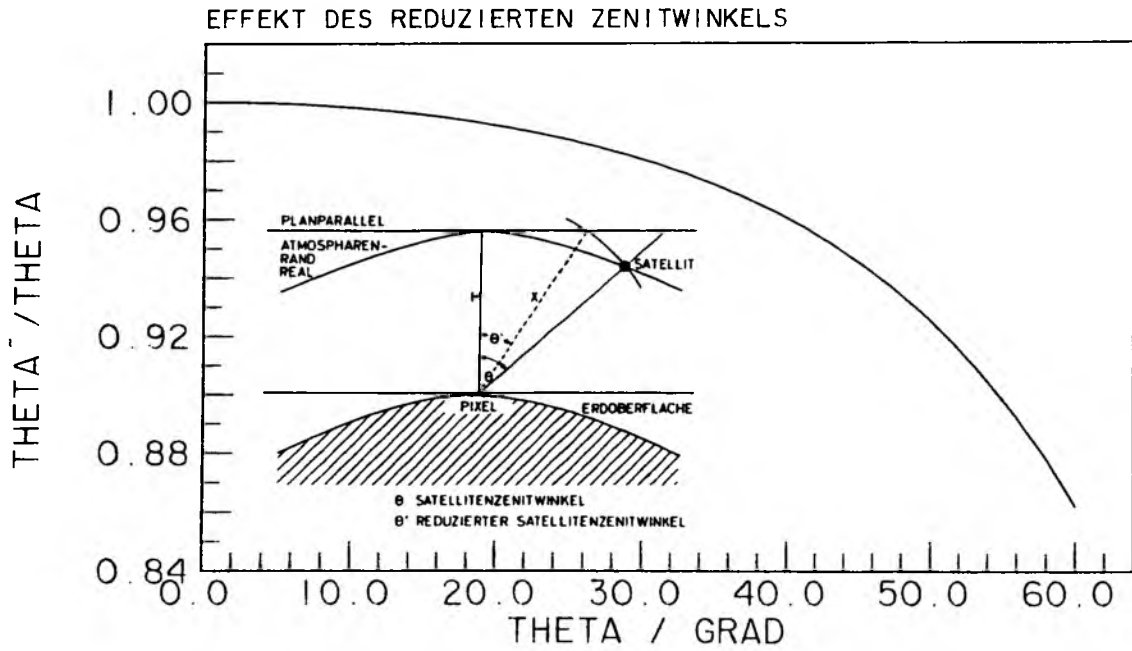


Abb. 3-10 Verhältnis von Zenitwinkel zu reduziertem Zenitwinkel in Abhängigkeit vom Zenitwinkel

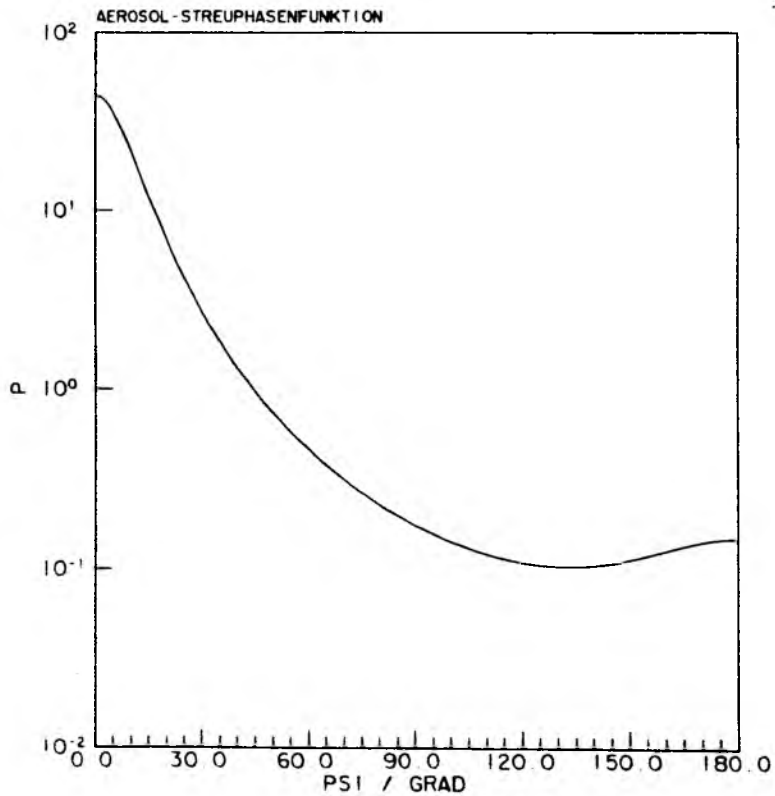


Abb. 3-11 Aerosol-Streuphasenfunktion

große Satellitenzenitwinkel führt die Annahme einer planparallelen Atmosphäre zu Fehlern in der Transmissionsberechnung von bis zu 12%.

3.5.4. Diffuse Transmission

Die Notwendigkeit der Verwendung der diffusen Transmission ist bedingt durch die Streuanteile, die von umliegenden Pixeln in das eigentliche Blickfeld gelangen. Die Transmission berechnet sich als

$$(3.16) \quad t(\lambda) = \exp \left[-\{\tau_R/2 + \tau_{Oz} + \tau_a \beta\} / \mu \right]$$

Dabei ist β der Rückstreuoeffizient für Aerosol, gegeben durch

$$\beta = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} P_a(\theta) \sin \theta \, d\theta$$

Die optische Tiefe bezüglich der Rayleigh-Streuung ist nach Möller (1973) definiert als

$$(3.17) \quad \tau_R(\lambda) = 8.79 \cdot 10^{-3} \lambda^{-4.09} \quad (\lambda \text{ in } \mu\text{m})$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß der Luftdruck mit dem Standarddruck (1013 hP) übereinstimmt.

Ozon wird als Spurenstoff hauptsächlich in der Stratosphäre angetroffen, mit maximalen Konzentrationen bei 20 - 25 km Höhe. In den vorliegenden Rechnungen wurden mittlere Absorptionskoeffizienten nach Sturm (1983) verwendet, die in Tabelle 3.3 wiedergegeben sind: Die optische Tiefe des Ozeans wurde bei Annahme einer mittleren Ozonmasse von $7.3 \text{ gm}^2 \hat{=} 0.34 \text{ cm NTP}$ errechnet.

Tab. 3.3

Wellenlänge / nm	440	520	550	670	560 - 680
Absorptions- Koeffizient / cm ⁻¹	0.001	0.055	0.092	0.036	0.037

Die optische Tiefe bezüglich der Aerosolstreuung ist für den konkreten Fall nicht bekannt und bildet die Hauptschwierigkeit bei der Atmosphärenkorrektur. Allgemein ergibt sich für maritimes Aerosol mit Größenverteilungen von

$$(3.18) \quad n(r) = C r^{-\omega} \quad , \quad \omega = 3.3$$

eine optische Tiefe gemäß

$$(3.19) \quad \tau_a \sim \lambda^{-(\omega-2)} \quad , \quad \omega-2 : \text{Angströmkoefizient}$$

woraus die Wellenlängenabhängigkeit von $\tau(\lambda) \sim \lambda^{-1.3}$ resultiert.

3.5.5. Rayleigh-Streuung

Der durch Rayleigh-Streuung bedingte Anteil am Gesamtsignal läßt sich ausdrücken als

$$(3.20) \quad L_R(\lambda) = w_R(\lambda) \tau_R(\lambda) E_0'(\lambda) \rho(\theta, \theta_0, \lambda)$$

Die Albedo bei Einfachstreuung $w_R(\lambda)$ wurde wellenlängenunabhängig als $w_R = 1$ festgesetzt. $E_0'(\lambda)$ ist die aktuelle extraterrestrische Bestrahlungstärke nach dem zweimaligen Durchgang durch die Ozonschicht. Der letzte Ausdruck in Gl. 3.20 beschreibt das Streuverhalten:

$$(3.21) \quad \rho(\theta, \theta_0, \lambda) = [P(\bar{\Psi}_-, \lambda) + P(\bar{\Psi}_+, \lambda)(\rho(\theta) + \rho(\theta_0))] / \mu$$

mit der Streufunktion $P(\bar{\Psi}_\pm, \lambda)$, der Fresnel-Reflektion $\rho(\theta)$ und dem Brechungswinkel θ' .

3.5.6. Diffuse Himmelsstrahlung

Das Himmelsglitzern, ergibt sich als

$$(3.22) \quad L_H(\lambda) = \rho(\mu) \frac{E_{Sky}(\lambda)}{\pi} \exp\left[\frac{-[\tau_R(\lambda) + \tau_A(\lambda) + \tau_{OZ}(\lambda)]}{\mu} \right]$$

Die Himmelsstrahlung $E_{Sky}(\lambda)$ wird nach Turner (1973) berechnet

(3.23)

$$E_{Sky}(\lambda) = E_0 \exp(-\tau_{OZ} / \mu_0) \left[\frac{\mu_0^2}{\mu_0 + (1 - \eta) \tau(\lambda)} \right] \exp(-\tau(\lambda) / \mu_0)$$

mit $\tau(\lambda) = \tau_A(\lambda) + \tau_R(\lambda)$

$$\eta = \frac{\tau_R(\lambda) / 2 + \alpha_a \tau_A(\lambda)}{\tau(\lambda)}$$

α_a bezeichnet den Vorwärtsstrefeffaktor der Aerosolphasenfunktion. Für die Phasenfunktion P_A wird eine Approximation mittels der 2-Term Henyey-Greenstein-Funktion durchgeführt (Abb. 3-11). Die Parameter $g_1 = 0.8$, $g_2 = 0.5$ und $\alpha_a = 0.985$ wurden entsprechend einem maritimen Aerosoltyp gewählt (Sturm, 1981).

3.5.7. Sonnenglitzern

In den Daten eines scannenden Radiometers erscheint das Gebiet erhöhter Reflektion direkter Solarstrahlung als langgestreckte Ellipse mit Nord-Süd Ausdehnung. Für den CZCS kann der Einfluß des Sonnenglitzerns aufgrund der Scangeometrie vernachlässigt werden, da die Neigung der optischen Achse aus der Ebene senkrecht zur Flugbahn des Satelliten das Auftreten des Sonnenglitzerns im Blickfeld des Sensors verhindert. Für das AVHRR ist dies jedoch nicht der Fall. Die am Sensor registrierte Strahldichte aufgrund des Sonnenglitzerns läßt sich schreiben als

$$(3.24) \quad L_G(\lambda) = \frac{E_S(\lambda) \rho(\omega)}{4\mu \mu_n^4} P_W$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad E_S(\lambda) &= E_0(\lambda) \exp(-\tau(\lambda) / \mu) \\ \cos 2\omega &= \mu \mu_0 + (1 - \mu)^2 (1 - \mu_0)^2 \cos(\theta - \theta_0) \end{aligned}$$

$\rho(\omega)$ ist der Reflektionsfaktor und $\mu_n = \cos \theta_n$ der Cosinus des Bi-Sektors, der sich aus den Zenitwinkeln ergibt. P_W gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Oberflächenelement derart ausgerichtet ist, daß maximale Reflektion im Blickfeld des Sensors auftritt. Diese ist mit der Oberflächenrauigkeit und somit statistisch mit der Windgeschwindigkeit verknüpft. Grundlegende Arbeiten hierzu finden sich bei Cox und Munk (1955) sowie bei Raschke (1972). Für die praktische Verarbeitung wurden die Windgeschwindigkeiten den jeweiligen Bodenwetterkarten entnommen. Bei größeren Gebieten wird die Variabilität der Windgeschwindigkeit über das Gebiet durch lineare Interpolation berücksichtigt.

3.5.8. Korrekturmethode für den CZCS

Zur Bestimmung von $L_W(\lambda)$ in Gleichung (3.16) muß der Aerosolanteil $L_A(\lambda)$ bekannt sein. Er ist jedoch für den konkreten Einzelfall aus Satellitenmessungen des CZCS allein nicht zu bestimmen. Um eine Korrektur trotzdem vornehmen zu können, wird eine modifizierte Version der "clearest-pixel"-Methode nach Gordon et.al. (1983a) und die "turbid-water"-Methode nach Smith und Wilson (1981) sowie Sturm (1983) angewandt. Die erstgenannte Methode geht davon aus, daß bei analoger Schreibweise von Gleichung (3.30) für den Aerosolanteil die einzigen unbekanntesten Größen bei der Lösung von Gleichung (3.7) die Aerosolphasenfunktion $P_A(\Psi, \lambda)$, die Albedo bei Einfachstreuung $w_a(\lambda)$ sowie die optische Tiefe bezüglich der Aerosolstreuung ist. Für das Verhältnis der Aerosolanteile bei zwei Wellenlängen ergibt sich:

$$(3.25) \quad \frac{L_A(\lambda_2)}{L_A(\lambda_1)} = \epsilon(\lambda_2, \lambda_1) \frac{E_0'(\lambda_2)}{E_0'(\lambda_1)}$$

$$\text{mit} \quad \epsilon(\lambda_2, \lambda_1) = \frac{w_a(\lambda_2) \tau_a(\lambda_2) \rho(\theta, \theta_0, \lambda_2)}{w_a(\lambda_1) \tau_a(\lambda_1) \rho(\theta, \theta_0, \lambda_1)}$$

Da die Albedo bei Einfachstreuung als wellenlängenunabhängig angesehen werden kann ($w_a = 0.85$) und typische maritime Aerosolphasenfunktionen nur Variationen von 0.5% bis 6.9% in Gl. (3.25) bewirken (Gordon et.al., 1983a), wird $\epsilon(\lambda_2, \lambda_1)$ im wesentlichen durch das Verhältnis der optischen Tiefen bestimmt. Daraus resultiert, daß $\epsilon(\lambda_2, \lambda_1)$ auch bei horizontaler inhomogener Aerosolverteilung konstant bleibt, solange sich der Aerosoltyp nicht ändert. Eine Kombination von Gl. (3.7) und Gl. (3.25) ergibt dann:

$$(3.26) \quad t(\lambda_i) L_W(\lambda_i) = L_T(\lambda_i) - L_R(\lambda_i) - S(\lambda_i, \lambda_4) \cdot [L_T(\lambda_4) - L_R(\lambda_4) - t(\lambda_4) L_W(\lambda_4)]$$

$i = 1, 3$ Kanalnummer

$$\text{mit} \quad S(\lambda_i, \lambda_4) = \epsilon(\lambda_i, \lambda_4) \frac{E_0'(\lambda_i)}{E_0'(\lambda_4)}$$

Die drei Gleichungen (3.26) für die Kanäle 1 - 3 beinhalten insgesamt 11 Unbekannte:

- Die Werte für $t(\lambda_i)$, $i = 1, 4$, können bei Vernachlässigung oder fester Vorgabe von τ_a β in Gl. (3.16) gelöst werden. Dies ist möglich, da für den interessierenden Bereich von τ_a eine nur schwache Abhängigkeit der Transmission von τ_a besteht (Gordon et.al., 1983a).
- Die Faktoren $S(\lambda_i, \lambda_4)$ müssen bei Annahme eines konstanten Aerosoltypes nur in einem Punkt bestimmt werden und können dann als geographisch unabhängig angenommen werden. Die Bestimmung erfolgt mittels der Annahme, daß Pixel gefunden werden können, für die gilt:

$$(3.27) \quad L_W(\lambda_4) = 0$$

Gordon und Clarke (1981) haben gezeigt, daß dann für Chlorophyllkonzentrationen von $C < 0.25 \text{ mg m}^{-3}$ die aufwärtsgerichtete Strahldichte unmittelbar über der Ozeanoberfläche als

$$(3.28) \quad L_W(\lambda_i) = L_W(\lambda_i)_N \mu_0 \exp -[(\tau_T/2 + \tau_{0Z}) / \mu_0] \quad i = 1,3$$

geschrieben werden kann mit

$$\begin{aligned} L_W(\lambda_1)_N &= 0.485 \quad / \text{mW cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr} \\ L_W(\lambda_2)_N &= 0.30 \quad / \text{mW cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr} \\ L_W(\lambda_3)_N &< 0.015 \quad / \text{mW cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr} \end{aligned}$$

Bei Annahme einer Größenverteilung des Aerosols nach Junge gilt dann

$$(3.29) \quad \epsilon(\lambda_i, \lambda_4) = \left[\frac{\lambda_i}{\lambda_4} \right]^{n(\lambda_i)} \quad i = 2,4$$

$$\text{und} \quad n(\lambda_1) = \frac{n(\lambda_2) + n(\lambda_3)}{2}$$

Anstelle der Hypothese $L_W(\lambda_4) = 0$ kann auch eine empirisch gewonnene Beziehung zwischen $L_W(\lambda_i)$, $i = 1,3$ als zusätzliche Hilfsbedingung angenommen werden (Smith und Wilson, 1980). Gilt weiterhin $n(\lambda_1) \approx n(\lambda_2) \approx n(\lambda_3)$, so können für diese Pixel die optischen Tiefen bedingt durch Aerosolstreuung errechnet werden als:

$$(3.30) \quad \tau_a(\lambda_4) = \frac{L_A(\lambda_4) \mu}{E_0'(\lambda_4) \rho_a(\theta, \theta_0, \lambda_4) w_a(\lambda_4)}$$

$$\text{und} \quad \tau_a(\lambda_i) = \epsilon(\lambda_i, \lambda_4) \tau_a(\lambda_4) \quad i = 1,3$$

Die Aerosolphasenfunktion wird dabei gemäß Abb. 3-11 verwendet. Mit den so bestimmten $\tau_a(\lambda_i)$ und $\epsilon(\lambda_i, \lambda_4)$ kann die gesamte Szene gemäß Gl. (3.26) korrigiert werden. Dabei wird $\tau_a(\lambda_4)$ als konstant angenommen, wenn es sich über eine Reihe von "clearest-pixel" nicht wesentlich än-

dert. Für diesen Fall horizontal homogener Atmosphäre wird für jedes Pixel der Wert von $L_A(\lambda_4)$ gemäß Gl. (3.20) explizit berechnet und unter dieser Annahme dann Gl. (3.26) gelöst. Läßt sich keine horizontale Homogenität feststellen, so muß analog zu Gordon et.al. (1983a) für jedes Pixel die Hypothese $L_W(\lambda_4) = 0$ angenommen werden.

In allen Berechnungen wurde nur Einfachstreuung berücksichtigt. Untersuchungen von Gordon et.al. (1983a) zeigten, daß durch die weitgehende Unabhängigkeit von $\epsilon(\lambda_i, \lambda_j)$ von $\tau_a(\lambda_j)$ für $\tau_a(\lambda_j) > 0.1$ die Annahme der Einfachstreuung auch in mehrfach streuenden, inhomogenen Atmosphären nur geringfügige Fehler verursacht, solange der Aerosoltyp konstant bleibt.

Ist bei trüben Ozeangebieten die Annahme $L_W(\lambda_4) = 0$ nicht erfüllt, so kann mit Hilfe eines Iterationsschemas über einen funktionalen Zusammenhang der aufwärtsgerichteten Strahldichten unmittelbar unter bzw. über der Wasseroberfläche eine Korrektur durchgeführt werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Gleichungen stammen von Sturm (1982):

$$(3.31) \quad L_W(\lambda_4) = L_W(\lambda_3) 10^{-(1.177 + 1.168 \log \xi - 0.292 (\log \xi)^2)}$$

$$\text{mit} \quad \xi = 0.642 \frac{L_W(\lambda_1)}{L_W(\lambda_3)} + 0.892 \frac{L_W(\lambda_2)}{L_W(\lambda_3)} - 0.533$$

für küstennahe Gewässer mit hohem Gehalt an suspendiertem Material ($> 4 - 5 \text{ mg l}^{-1}$).

Die räumliche Variabilität der Zenitwinkel und Azimutwinkel von Satellit und Sonne und die daraus resultierenden Änderungen in den Streuwinkeln und Transmissionsfaktoren erfordert theoretisch eine Bestimmung obiger Größen für jeden einzelnen Pixel einer Szene. Dies würde jedoch einen unzumutbaren Rechenaufwand erfordern. Aus diesem Grunde wurde eine Korrekturmethode installiert, bei der für eine 512×512 Bildpunkte umfassende Szene alle winkelabhängigen Größen, die für die Lösung von Gl. (3.26) und Gl. (3.31) notwendig sind, jeweils für jede Spalte (Pixelindex) neu berechnet wurden. Innerhalb einer Spalte werden

diese Größen für die erste und die letzte Scanlinie berechnet und für alle übrigen Scanlinien linear interpoliert. Der Grund für diese Methode liegt in der höheren Variabilität der satellitenbezogenen Winkelgrößen, vor allem des Satellitenzenitwinkels θ , gegenüber den sonnenbezogenen Winkeln. Die Wahl einer derartigen Methode gegenüber den üblicherweise gebräuchlichen Verfahren, den Szenenmittelpunkt als repräsentativen Wert für die ganze Szene zu verwenden, ist aufgrund der großen geographischen Bereiche erforderlich, die mit den CZCS-Daten abgedeckt werden sollen und die sich aus einer Reihe von einzelnen 512 x 512 Pixel Unterszenen zusammensetzen. Die Bearbeitung einer Szene erfordert auf der PDP-11 des IfM-Rechenzentrums etwa 40 - 60 Minuten Rechenzeit.

3.5.9. Test der Korrekturalgorithmen

Die im vorigen Abschnitt vorgestellte Methode der Korrektur atmosphärischer Einflüsse wurde mittels zweier Vergleiche mit in-situ-Daten getestet. Im ersten Fall wurde das Verhältnis der aufwärtsgerichteten Strahldichten der Kanäle 1 und 3, gemessen während zweier Überflüge am 5.5.1981 und am 11.5.1981, mit in-situ-Chlorophyllbestimmungen verglichen, die im Auftriebsgebiet vor der portugisischen Küste im Zeitraum vom 2.5. - 11.5.1981 während der Reise 74 von FS.Poseidon gemacht wurden (Rheinheimer und Schmaljohann, 1983). Der Vergleich zeigt, daß die gefundene Abhängigkeit sich in befriedigendem Maße mit den Ergebnissen anderer Autoren deckt, obwohl streng genommen keine Synoptizität zwischen den Vergleichsmessungen bestand (Abb. 3-12). Der zweite Vergleich erfolgte während des Experimentes ADRIA 84, das im August 1984 in der nördlichen Adria durchgeführt wurde. Ziel des Vergleichs war neben einer Kontrolle der hier vorgestellten Methoden zur Kalibration und Atmosphärenkorrektur mit den von B. Sturm beim Joint-Research-Centre in Ispra (Italien) installierten Verfahren der Versuch der Bestimmung von Reflektionswerten auch in optisch sehr komplizierten Meeresregionen. Der Vergleich von in-situ-Reflektionswerten mit den aus Radiometermessungen während eines Überflugs vom 29.8. abgeleiteten Werten zeigt, daß in Gebieten, in denen alle drei Schwebstoffklassen, die in Kap. 2.2. disku-

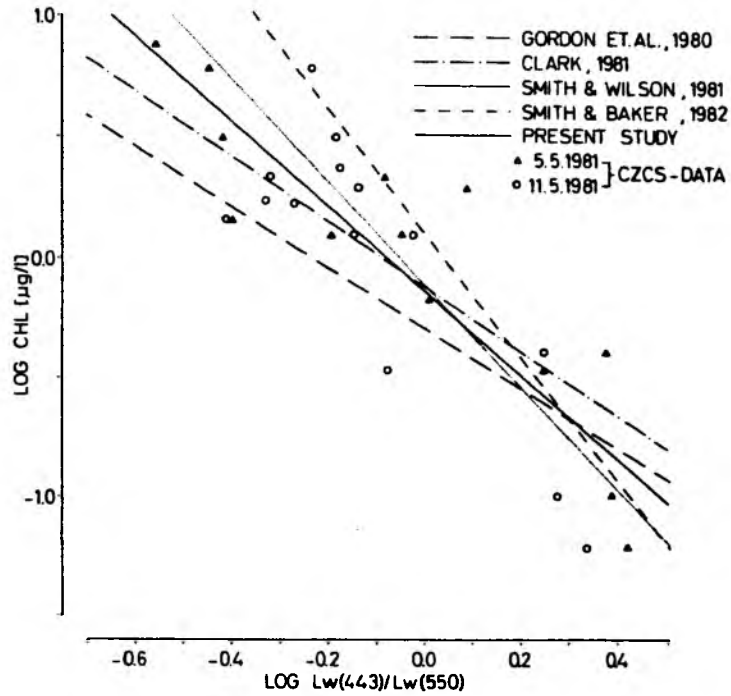


Abb. 3-12 Beziehung zwischen dem Strahldichteverhältnis $L_w(443nm)/L_w(550nm)$ und gemessenen Chl-a Konzentrationen vor Portugal, Mai 1981. Zusätzlich sind unterschiedliche bio-optische Algorithmen eingezeichnet.

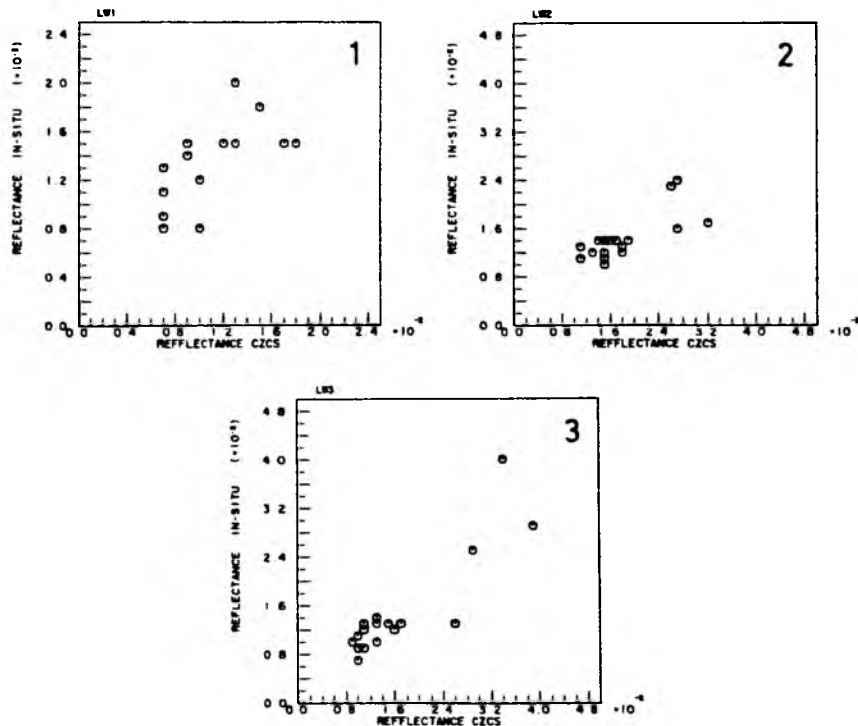


Abb. 3-13 Verhältnis von in-situ Reflektion und CZCS-Messungen während des Experimentes ADRIA 84 für die Kanäle 1-3

tiert wurden, gleichermaßen vertreten sind, eine Korrelation zwischen beiden Meßreihen bedingt möglich ist (Abb. 3-13). Auch in diesem Fall lag keine Synoptizität zwischen den Messungen vor. Die in-situ-Daten wurden in einem Zeitraum von 4 Tagen um den Termin des CZCS-Überflugs gemessen. Weitere Untersuchungen zum Vergleich von in-situ-Messungen und radiometrischen Messungen während dieses Experimentes finden sich bei Schmitz-Peiffer (1986).

Durch beide Vergleiche wurde verifiziert, daß die hier vorgestellte und an der Bildverarbeitungsanlage des IfM installierte Methode der CZCS-Datenverarbeitung konsistent ist mit den von anderen Autoren gefundenen Methoden, und Ergebnissen liefert, die im Rahmen der möglichen Genauigkeit des CZCS liegen.

3.5.10. Korrekturverfahren des AVHRR Kanal 1

Die Kanäle 1 und 2 des AVHRR liegen im sichtbaren bzw. im nahen infraroten Bereich des Spektrums und dienen hauptsächlich zur Identifikation von Wolken- und Landoberflächen, indem sie die zurückgestreute solare Strahlung registrieren (Abb. 3-14). Das Rauschniveau dieser Kanäle ist geringer als die digitale Auflösung der Daten, so daß die radiometrische Auflösung nur durch die 10-Bit-Struktur der Daten begrenzt wird. Dies bedeutet eine Auflösung von 0.1% Albedo (Bernstein, 1982).

Die Eichung vor dem Start wurde derart durchgeführt, daß ein Resultat von 100% Albedo der Strahldichte einer perfekten Lambert'schen Oberfläche entspricht, die unter senkrechtem Einfall mit einer Strahlung entsprechend der Solarkonstante im Abstand von 1 AU angestrahlt wird. Dies bedeutet, daß für einen konkreten Meßwert der Albedowert, der von den beiden Kanälen nach der Kalibration angezeigt wird, weder bezüglich des Sonnenzenitwinkels noch der möglichen Anisotropie der ausfallenden Strahlungsflußdichten korrigiert worden ist. Helle Oberflächen erreichen daher nie den theoretisch möglichen Wert von 100%, solange der Sonnenzenitwinkel nicht zu Null wird. Die Korrektur des Kanals 1 kann daher nur einen relativen Wert für die Albedo an der Ozeanoberfläche liefern.

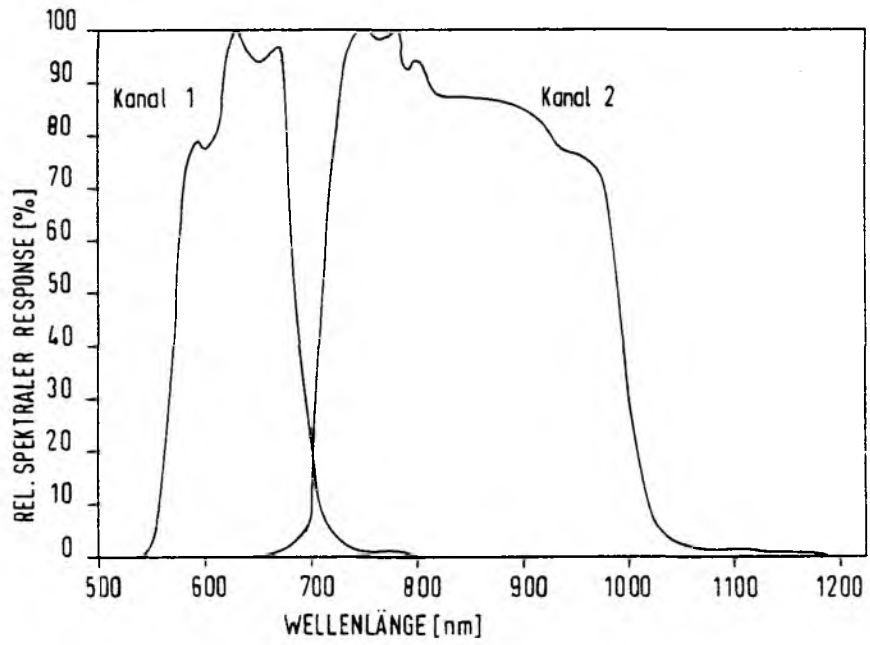


Abb. 3-14 Spektrale Empfindlichkeit der N-7 AVHRR/2 Kanäle 1 und 2

Dazu werden die unter Kap. 3.5.5. bis Kap. 3.5.7. beschriebenen Streuanteile für das spektrale Band des Kanals 1 berechnet. Die optische Tiefe des Aerosols wird entweder als konstant ($\tau_a = 0.2$) gesetzt, oder aber aus der Korrektur der CZCS-Kanäle übernommen, sofern eine Szene vom gleichen Tag vorliegt. Die aufwärtsgerichtete Strahlungsflußdichte wird bezüglich der Streuanteile reduziert, für die abwärtsgerichtete Strahlungsflußdichte wird nur der einfache Weg durch die Atmosphäre berücksichtigt.

4. Navigation der Bilddaten

Für die räumliche Zuordnung der vom Satelliten aus gewonnenen Bilddaten müssen drei verschiedenen Koordinatensysteme und die in ihnen auftretenden Fehlerquellen berücksichtigt werden:

1. Instrumentensystem (Scangeometrie)
2. Plattformsystem (Orbitgeometrie)
3. Objektsystem (Erdegeometrie)

Im folgenden werden diese drei Systeme in Bezug auf die Navigation der einzelnen Bildpunkte diskutiert. Die wichtigsten mittleren Orbit- und Scanparameter der verwendeten Satelliten bzw. Radiometer in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

Tab. 4.1

	<u>Satellit</u>		
	NOAA 6	NOAA 7	NIMBUS 7
Umlaufperiode /min	101.207	102.041	104.19
Umlaufhöhe /km	829.0	861.5	955.0
Inklination /°	98.67	98.89	99.28
Exzentrizität	0.001	0.0013	0.0008
	<u>Instrument</u>		
	AVHRR	AVHRR/2	CZCS
max. Scanwinkel /°	± 55.38		± 39.84
max. Scanweite /km	3058		1330 - 2300
Pixel pro Scanlinie	2048		1968
Abtastrate Linien /min	360		484.84
Auflösung im Nadir /km	1.1		0.825
IFOV /°	0.0745		0.0495

IFOV : Intantaneus Field Of View

4.1.Orbit

Die Satelliten umkreisen die Erde auf sonnensynchronen Bahnen, die durch eine Präzession der Bahnebene von $0.986^{\circ}/\text{Tag}$ gekennzeichnet ist (Bohrmann, 1966). Dieser Effekt führt zusammen mit der Drehung der Ap-sidenlinie um $2.85^{\circ}/\text{Tag}$ nach Osten dazu, das gleiche Gebiete auf der Erdoberfläche etwa alle 9 Tage überflogen werden können. Für die vollständige Bestimmung des Orbits sind die "klassischen" Orbitalelemente notwendig.

Diese Werte werden durch Bahnvermessungen jeweils neu bestimmt und sind in den sogenannten "Two-Line-Data" verfügbar. Ein Auszug dieser Daten für NOAA-7 ist in Abb. 4-1 wiedergegeben. Mittels dieser Daten kann nach den Gesetzmäßigkeiten des Zwei-Körper-Problems und unter Berücksichtigung der Störterme durch den Massenaufbau der Erde, der Abplattung, der Restatmosphäre sowie solarer Störungen der Orbit exakt bestimmt werden (Smith, 1980). In der vorliegenden Arbeit wurde eine Vereinfachung vorgenommen (Hardtke, 1985), bei der für den Zeitpunkt des betrachteten Überlaufes mittlere Werte durch lineare Interpolation zwischen den nächsten verfügbaren "Two-Line-Data" gewonnen. Typische zeitliche Abstände der verfügbaren "Two-Line-Data" liegen bei etwa 10 Tagen, können jedoch auch wesentlich größer sein. Mit den so ermittelten Orbitalelementen wird eine mittlere Bahnposition $N(\rho_n, \lambda_n)$ des betrachteten Bildausschnittes errechnet (Abb. 4-2), an die dann ein Kreisbahnsegment angepaßt wird. Die Bestimmung des Kreisbahnsegmentes C in Abb. 4-2 zwischen dem Nadirpunkt und dem Ort des aufsteigenden Bahnknotens sowie des geozentrischen Scanwinkels erfolgt für idealisierte Kugelgeometrie analog der bei Viehoff (1983) beschriebenen Methode. Für NIMBUS-7 lagen nur in sehr begrenztem Maße "Two-Line-Data" vor, so daß für die Positionsbestimmung dieses Satelliten die mittleren, in Tab. 4.1 aufgelisteten Orbitparameter verwendet wurden.

Für die Fixierung des Plattform-Koordinatensystems an das Erdsystem wird der Ort des aufsteigenden Bahnknotens gewählt. Die geographische Länge und die Zeit des Durchganges des Satelliten durch diesen Punkt

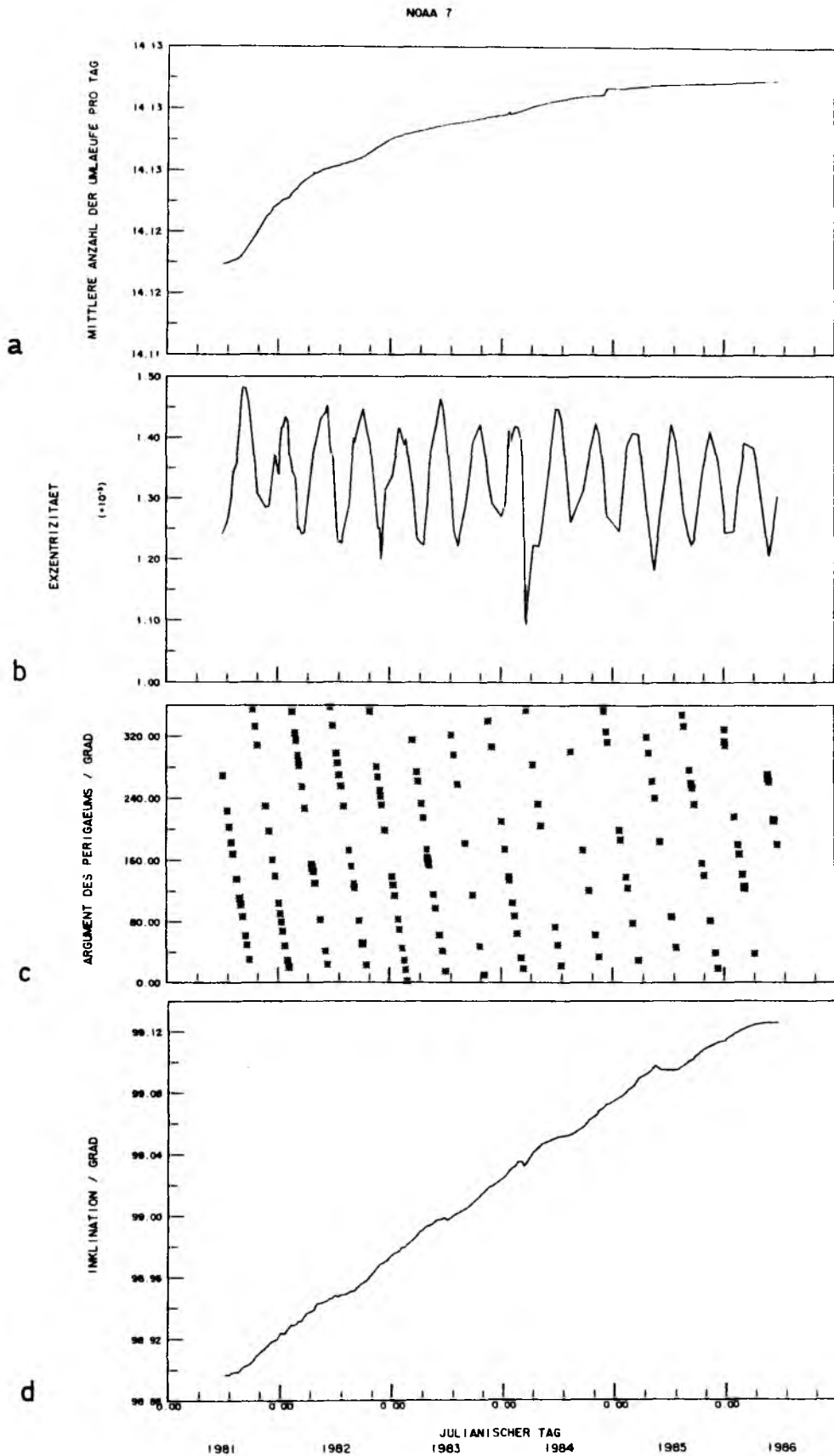


Abb. 4-1 Variationen der "Two-Line" Orbitparameter für NOAA-7 von 1981-1986: Anzahl der Umläufe pro Tag (a); Exzentrizität (b); Argument des Perigäums (c); Inklination (d)

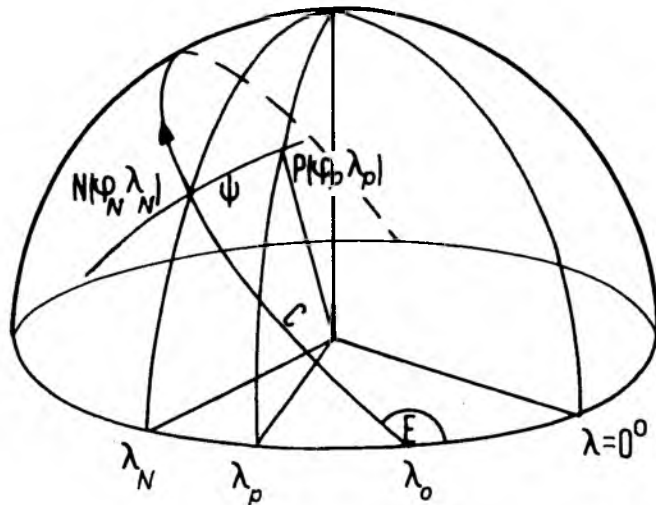


Abb. 4-2 Schematische Darstellung der Winkelbeziehungen zur Berechnung der terrestrischen Koordinaten (aus: Viehoff (1983))

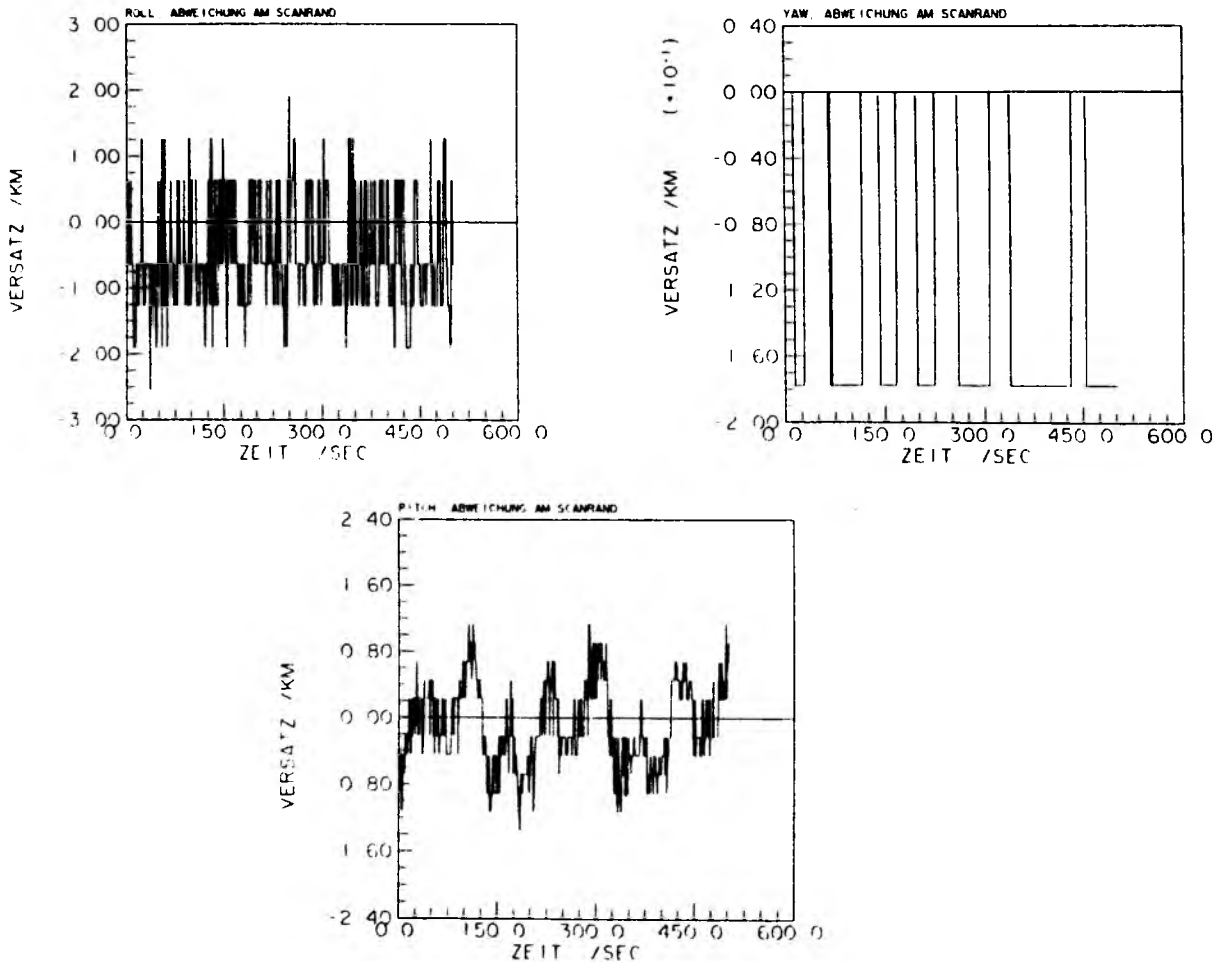


Abb. 4-3 Versatz der Pixel am Scanrand aufgrund der Lageinstabilität für den NOAA-7 Überlauf vom 27.7.1981

stammen von einem Bahnvorhersagemodell und sind mittels der Nachführbewegungen der Empfangsantenne in Dundee (Schottland) kontrolliert (Brush, 1982).

4.2. Lagekontrolle

Das Plattformsystem ist als festes Koordinatensystem des Satelliten definiert. Der Satellit selbst ist jedoch Störungen durch atmosphärische Restwiderstände, Schweregradienten, solarem Strahlungsdruck, Restmagnetismus sowie unkompenzierten Drehmomenten unterworfen. Die Abweichungen der tatsächlichen Lage der drei Hauptachsen des Satelliten gegenüber ihren Sollpositionen werden durch die Roll-, Pitch- und Yaw- Winkel beschrieben. Die Auswirkungen dieser Fehler auf die Genauigkeit der Positionsbestimmung der Pixel ist bei Viehoff (1983) im einzelnen diskutiert. Die Summierung aller drei Fehlergrößen führt zu maximalen Ungenauigkeiten von ± 2.3 km (Nadir) bis ± 9.5 km (Scanrand) für das AVHRR bei einer Lagegenauigkeit von $\pm 0.2^\circ$ (Schwalb, 1978). Für NIMBUS-7 waren keine Sollwerte für die Lagestabilität bekannt, es wird jedoch von den gleichen Größenordnungen der Winkel ausgegangen. Unter dieser Annahme bleiben die resultierenden Ungenauigkeiten aufgrund der geringeren Scanweite des CZCS unter denjenigen des AVHRR.

Die jeweils aktuellen Lagewinkel sind bei den NOAA-Satelliten in den TIP-Daten (T*iros* I*nformation* P*rocessor*) enthalten. Ein typisches Beispiel für die Variation des resultierenden Versatzes des Pixel im Nadir sowie am Scanrand ist in Abb. 4-3 wiedergegeben. Das sprunghafte Verhalten der Kurven ist durch die digitale Auflösung der Telemetriedaten verursacht. Aus der Darstellung folgt, daß lediglich der Pitchwinkel Variationen aufweist, die über das Rauschniveau der Telemetrie hinausgehen. Eine Analyse der Versatzgrößen für die in dieser Arbeit verwendeten Überläufe ergab, daß die Fehler durch Lageschwankungen generell unterhalb der örtlichen Auflösung des Radiometers lagen. Durch das Temperaturprofil der Atmosphäre wird der abrupte Temperatursprung zwischen Erde und Weltraum, der von den Lagestabilisierungssensoren gemessen wird, verschmiert. Es wird also eine mittlere Atmosphärentemperatur

als eigentlicher Grenzwert angesehen. Vor allem im Winter in mittleren Breiten kann die Höhe dieser Temperaturschicht leicht variieren, was zu Fehlinterpretationen durch das Lagestabilisierungssystem führt, wodurch die berechneten Werte in Abb. 4-3 um eine Größenordnung zu klein sein können (Emery, 1984). Jedoch bleibt der Versatz auch bei Berücksichtigung obigen Effektes unterhalb der örtlichen Auflösung des Radiometers. Aus diesem Grunde wurde auf eine explizite Korrektur der Pixelpositionen bezüglich der Lagevariation verzichtet.

Für den NIMBUS-7 Satelliten war es nicht möglich, Informationen über die aktuellen Werte der Lageparameter aus dem Datenfluß zu extrahieren. Daher mußte auch hier auf eine Berücksichtigung der Lagevariation verzichtet werden.

4.3. Scangeometrie

Die geometrischen Eigenschaften des Bildes werden primär von der verwendeten Scangeometrie selbst bestimmt. Die beiden verwendeten Radiometer unterscheiden sich in diesem Punkte wesentlich voneinander.

Das AVHRR ist ein Scan-Radiometer, daß bei idealisierten Voraussetzungen in einer Ebene senkrecht zur Flugbahnebene die Erdoberfläche abtastet. Die Projektion des Abtaststrahles bildet dabei einen Großkreis auf der Erdoberfläche. Diese Scanverhältnisse gestatten eine relativ einfache Umrechnung zwischen dem aktuellen Scanwinkel und dem zugehörigen geozentrischen Winkel. Da auch die Flugbahn selber bei Projektion auf die Erdoberfläche einen Großkreis bildet, kann die geographische Position eines Pixels allein mit Hilfe der in Tab. 4.1 aufgeführten Parameter berechnet werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode und der Fehler, die bei Verwendung idealisierter Bedingungen für Erdsystem und Satellitensystem auftreten, findet sich bei Viehoff (1983).

Die Messung von Strahldichten im sichtbaren Spektralbereich zwingt dazu, eine Scangeometrie zu verwenden, bei der Gebiete mit Sonnenglitzern

auf der Ozeanoberfläche nicht erfaßt werden. Deshalb besitzt der CZCS die Möglichkeit, seinen rotierenden Spiegel um $\pm 20^\circ$ in Schritten von 2° aus der Ebene senkrecht zur Flugbahn in Flugrichtung oder entgegen der Flugrichtung zu schwenken. In der Praxis bedeutet dies, daß der Spiegel nach Süden geschwenkt ist, solange der Satellit sich südlich des Subsolarpunktes befindet, und entsprechend nach Norden wenn er sich nördlich des Subsolarpunktes befindet. Die Projektion der Scanlinie auf die Erdoberfläche ist für den Fall eines gekippten Spiegels kein Großkreis mehr. Außerdem ist die maximale Scanweite von der Neigung der Spiegelachse abhängig. Das Minimum der Scanweite ist mit 1330 km bei 20° Neigung nach Süden erreicht, das Maximum von 2300 km bei 20° Neigung nach Norden (Bezeichnung für aufsteigende Überläufe). Die Umrechnung der Scankoordinaten des CZCS in geographische Koordinaten wurde im wesentlichen analog den von Wilson et.al. (1981) veröffentlichten Methode vorgenommen.

4.4. Anpassung

Es zeigte sich, daß auch bei Verwendung aktueller Orbitalelemente eine Diskrepanz zwischen der berechneten und der wahren Position der Pixel vorliegen kann. Selbst in den Standardprodukten der NASA finden sich Ungenauigkeiten von bis zu 30 km (Gower, 1984). Aus diesem Grunde ist eine Korrektur der Orbitalelemente erforderlich. Diese geschieht durch eine manuelle Anpassung der geographischen Landkonturen an die in der betrachteten Szene erkennbaren Landkonturen. In der Regel genügt es, die Zeit des aufsteigenden Bahnknotens und die Inklination zu korrigieren, in Einzelfällen muß jedoch auch die Flughöhe variiert werden, um Deformationen in Scanrichtung auszugleichen. Die Genauigkeit der Anpassung ist im wesentlichen von drei Faktoren abhängig:

- a) Güte der Positionen der Kontrollpunkte
- b) Lage der Kontrollpunkte relativ zum Nadir
- c) Lage der Kontrollpunkte relativ zur Flugrichtung

zu a) Es wurde die im IfM standardmäßig benutzte Datenbasis verwendet, bei der die Auflösung von geographischen Küstenformationen sehr

unterschiedlich ist. Die Projektion dieser Küstenkonturen in die jeweilige Szene auf dem graphischen Bildschirm bedingt eine Breite der Konturlinien von einem Bildpunkt. Dies bedeutet, daß auch die wahren Kontrollpunkte nur eine Genauigkeit haben, die der örtlichen Auflösung der Pixel entsprechen.

zu b) Für die Anpassung der Szenen an die reale Geographie ist das geometrische Auflösungsvermögen des Radiometers von entscheidender Bedeutung. Im Idealfall kann die Anpassung auf 1 Pixel genau durchgeführt werden. Dies ist jedoch nur eine relative Aussage, da der IFOV zwar über eine Scanlinie hinweg konstant ist, nicht jedoch die erfaßte Fläche auf der gekrümmten Erdoberfläche. Daraus resultiert eine Scanwinkelabhängigkeit für die scanparallele Komponente der Pixelgröße (Abb. 4-4). Vor allem für das AVHRR wird deutlich, daß auch bei Navigationsgenauigkeiten von 1 Pixel eine absolute Genauigkeit von nur 5 - 6 km erreichbar ist, wenn die Kontrollpunkte sehr weit am Scanrand liegen. Die geometrische Streckung des Pixeldurchmessers für die flugrichtungparallele Komponente verschlechtert die örtliche Auflösung weiter, jedoch beträgt hierbei der maximal mögliche Verzerrungsfaktor nur 1.8 (≈ 2 km).

zu c) Um Fehler aufgrund von Variationen der Orbitparameter während der Erfassung der Szene so gering wie möglich zu halten, werden Anpassungen sowohl zu Beginn der Szene als auch am Ende der Szene durchgeführt, sofern die Wolkenbedeckung und die Wahl des Szenenausschnittes dies zulassen. Für einen Großteil der bearbeiteten Szenen war diese Voraussetzung aber nicht oder nur sehr unzureichend gegeben.

Das Ergebnis dieser Diskussion ist, daß keine allgemeingültige Aussage über die absolute Güte der Positionsbestimmung gemacht werden kann, da in der Regel jeder Szene eine unterschiedliche Kombination der unter a) - c) aufgeführten Faktoren eigentümlich ist. Eine maximal mögliche Genauigkeit von ± 1 Pixel entspräche für das AVHRR etwa ± 1.1 km bis

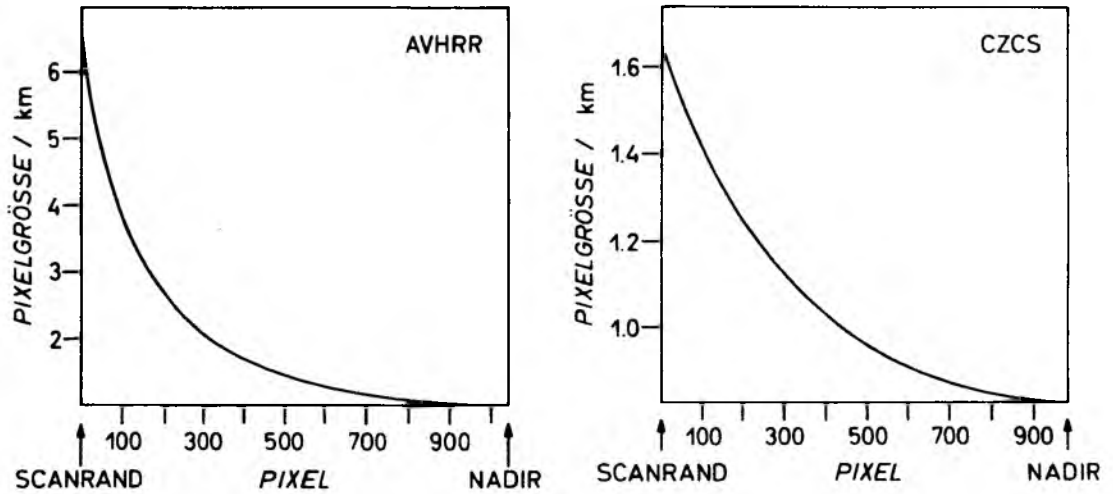


Abb. 4-4 Variation des Pixeldurchmessers in Scanrichtung entlang einer halben Scanlinie für das AVHRR und den CZCS

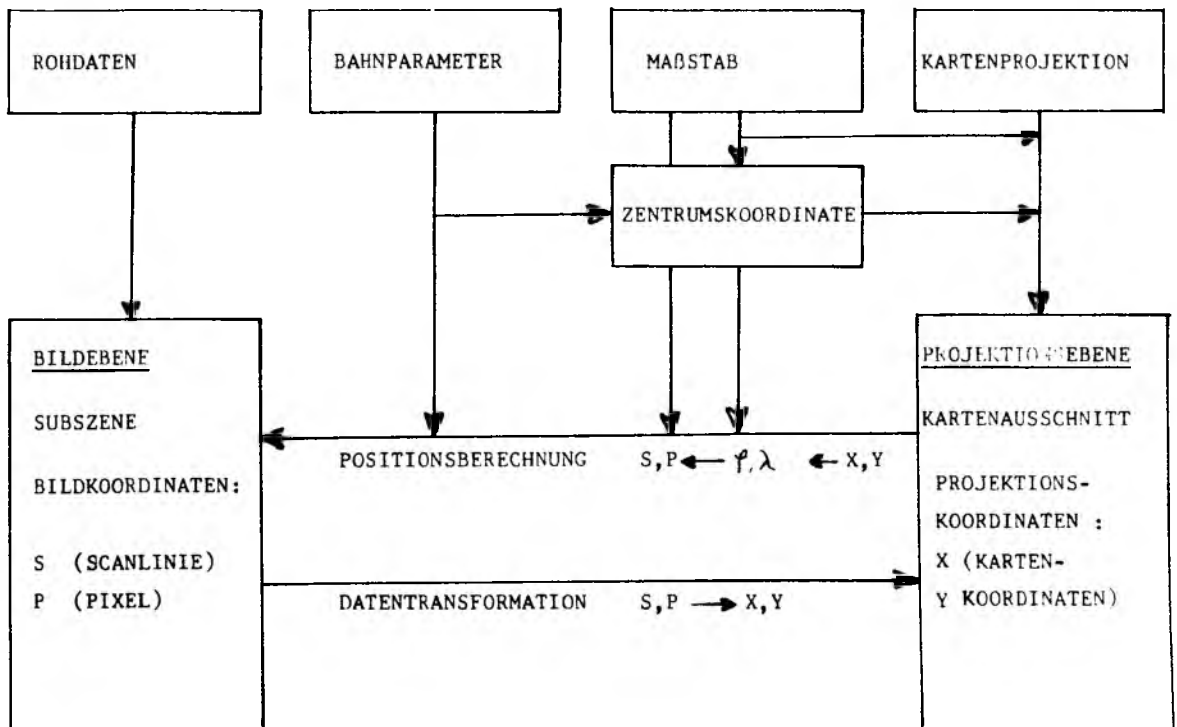


Abb. 4-5 Schematische Darstellung der Transformation von Bildkoordinaten in Kartenprojektionen

± 6.4 km, für den CZCS ± 0.8 km bis ± 1.6 km. Eine mittlere Genauigkeit kann jedoch mit ± 3.0 km in Scanrichtung und ± 2.0 km in Flugrichtung angenommen werden.

4.5. Kartenprojektion

Um einen Vergleich von Szenen unterschiedlicher Überläufe eines Satelliten oder mehrerer Satelliten durchführen zu können, ist es notwendig, die Szenen in unabhängige Kartenprojektionen zu transformieren. Aufgrund der großen Scanwinkel der Radiometer und den daraus resultierenden starken Verzerrungen wurde einem pixelweisen Sampling-Verfahren der Vorrang gegenüber einer Polynom Anpassung gegeben. Testverfahren mit Polynomen 2ter Ordnung in Flug- und Scanrichtung ergaben bei homogener Verteilung der Passpunkte einen RMS-Fehler der Anpassung von ± 2 bis ± 4 Pixeln bei einer Auflösung in der Größenordnung der örtlichen Auflösung des Radiometers im Nadir. Kleinere Auflösungen haben erhöhte RMS-Fehler zur Folge. Bei einer Verwendung von Polynomen bis zu 6ter Ordnung in Ost-West Richtung ergibt sich immer noch eine Unsicherheit von etwa 1.2 bis 3.6 km (Muirhead und Cracknell, 1984). Die Schwierigkeit, geeignete Passpunkte für eine Polynom Anpassung im Bereich des Nordatlantiks zu finden sowie die zunehmende Ungenauigkeit von Polynomverfahren in Scanrandgebieten ließen diese Verfahren im vorliegenden Fall unbrauchbar erscheinen. In Abb. 4-5 ist die Methode der Transformation in Kartenprojektionen schematisch wiedergegeben. Dabei wird für jeden Punkt (X,Y) der Kartenprojektion die geographische Position und die zugehörige Bildkoordinate (Scanline, Pixel) errechnet. Dazu sind die Positionsroutinen zur Errechnung der geographischen Position eines Pixels zu invertieren. Für den Fall des CZCS muß diese Prozedur iterativ vorgenommen werden. Allerdings sind nur jeweils 2 bis 3 Iterationsschritte erforderlich, da sich die Winkelkonstellationen von Pixel zu Pixel nur geringfügig ändern.

Der Vorteil einer Transformation von S,P nach X,Y bei vorheriger Berechnung der Transformationsmatrix als $X,Y = f(S,P)$ liegt darin, daß in der Projektionsebene der Karte keine leeren Bildpositionen auftreten

können, da zu jedem Kartenpunkt mindestens ein Pixel in der Originalszene gefunden werden kann (Koslowsky, 1977). Dabei wurde die Methode der linearen Transformation verwendet, bei der der Kartenpunkt den Grauwert desjenigen Pixels erhält, in dessen Bereich er zu liegen kommt. Der Vorteil dieser Methode liegt in ihrer Einfachheit und darin, daß keine neuen Grauwerte erzeugt werden. Andererseits können Pixel verloren gehen (Nadirbereich) oder aber vervielfacht werden (Scanrandbereich). Das Verfahren wurde der bilineraren Interpolation und der dreidimensionalen Faltung vorgezogen, da bei diesen Verfahren durch die Verwendung mehrerer Pixel (4 bzw. 16) zur Bestimmung des Grauwertes des Kartenpunktes Extremwerte ausgeglichen werden und das Bild dementsprechend kontrastärmer wird. Zusätzlich könnten so neue Grauwerte erzeugt werden, die in der Originalszene nicht vorkommen.

5. Behandlung von Wolken und anormaler Erwärmung der Oberfläche

Die visuell auffälligste Limitierung bei der Analyse radiometrischer Daten sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Spektralbereich bilden die Wolken. Neben der atmosphärischen Attenuation ist dies das am intensivsten erforschte Problem in den Methoden der Datenauswertung. Im folgenden sollen die verwendeten Techniken der Wolkenerkennung sowie der Elimination kleinerer Wolkengebiete erläutert werden. Anschließend wird die Rolle der anormal hohen Erwärmung der Oberfläche im Bereich von atmosphärischen Hochdruckzentren behandelt.

5.1. Wolkenerkennung

Für die Erkennung wolkenbedeckter Pixel bieten sich vier prinzipielle Möglichkeiten, wobei alle Verfahren im wesentlichen für die Temperaturfernerkundung des Ozeans entwickelt worden sind:

- a) Multispektrale Methoden (zB. Olesen und Grassl, 1984).
- b) Räumliche Kohärenzmethoden (zB. Coakley und Bretherton, 1982).
- c) Histogrammethoden (zB. Phulpin et.al., 1983).
- d) Klimatologische Methoden (zB. McClain, 1984).

Das Hauptproblem aller Verfahren liegt in der Erkennung von nur teilbedeckten Pixeln, da hier ein Mischsignal von Ozean- und Wolkeninformation analysiert werden muß. Die großen Differenzen in den Strahldichtekomponenten von Ozean und Wolke führen dazu, daß schon eine geringe prozentuale Bedeckung eines Pixels zu erheblichen Änderungen der Gesamtstrahldichte führt (Shenk und Salomonson, 1972). Eine ausführlichere Diskussion der Erkennung unterschiedlicher Wolkenarten findet sich bei Viehoff (1983).

In der vorliegenden Arbeit wurden Methoden angewendet, die sich vor allem auf die Punkte b) und d) beziehen. Der Grundgedanke hierbei war die Forderung nach einer weitgehend pixelbezogenen Wolkenerkennung, um

auch in Gebieten hoher räumlicher Variabilität der Ozeanparameter, insbesondere der Oberflächentemperatur, sinnvolle Ergebnisse zu erzielen. Spektrale Methoden wurden nur insoweit berücksichtigt, als das die zurückgestreute solare Strahlung im sichtbaren Spektralbereich bzw. im nahen Infrarot verwendet wurde. Der Verzicht auf Histogrammverfahren begründet sich aus dem weiten Temperaturbereich und der großen Variabilität im Messgebiet (40°N - 60°N sowie 20°W - 50°W). Im einzelnen gliedern sich die Kriterien wie folgt:

a) Reflektionskriterium

Für den Kanal 1 ($0.6 \mu\text{m}$) und/oder Kanal 2 ($0.9 \mu\text{m}$) des AVHRR sowie den Kanal 5 ($0.75 \mu\text{m}$) des CZCS werden Schwellenwerte von 12% bzw. 10% für die AVHRR-Kanäle und ein jeweils visuell festgelegter Wert für den CZCS-Kanal verwendet. Ziel dieses Kriteriums ist die Erkennung eindeutig wolkenbedeckter Pixel.

b) Minimumkriterium

Die berechnete Oberflächentemperatur muß größer als -2°C sein.

c) Temperaturkriterium

Für Teilgebiete einer Szene von 512×512 Pixeln werden jeweils Minimumtemperaturen der Ozeanoberfläche vorgegeben. Pixel mit geringeren Werten werden als bewölkt deklariert. Die Auswahl der Teilgebiete erfolgt in jeder Szene subjektiv und interaktiv, da sowohl die Absolutwerte als auch die Variabilität der Temperaturen großen Schwankungen unterworfen sind.

Bei den Methoden a) bis c) wurde außerdem die Technik der "Aufblähung" der Wolken angewendet. Dabei werden nicht nur Pixel, die eines der drei obigen Kriterien nicht erfüllen, als bewölkt eingestuft, sondern auch diejenigen Pixel, die im Umkreis von 1 oder 2 Pixeldurchmessern an das identifizierte, bewölkte Pixel angrenzen. Dies soll vor allem dazu dienen, Wolkenrandeffekte zu eliminieren. Das Ausmaß der Aufblähung wurde für jede Szene gesondert festgelegt und orientiert sich an den vorhandenen Wolkenstrukturen. Mögliche Verluste an wolkenfreien Pixeln wurden dabei in Kauf genommen.

d) Gradientenkriterium

Ist ein Pixel X_i aufgrund von a) bis c) als bewölkt eingestuft, so darf die Temperaturdifferenz zwischen X_{i+1} und X_{i+2} einen Grenzwert nicht überschreiten. Für das AVHRR gilt:

$$X_{i+2} - X_{i+1} < 0.5 / K / \text{Pixel}$$

Andernfalls wird x_{i+1} ebenfalls als bewölkt deklariert. Das Kriterium wird für alle acht Nachbarpixel angewendet.

e) Maximumskriterium

Bei der Analyse zeitlicher Sequenzen von Daten der Oberflächentemperatur wird ein Feld mit den jeweils höchsten Temperaturen X_i^H jedes Pixels P erzeugt. Bei Verwendung einer genügend großen Zahl von Einzelszenen entsteht so ein nahezu wolkenfreies Temperaturfeld.

Als Wolkenkriterium für jede Einzelszene gilt dann:

$$X_i^H - X_i > 5 / K$$

wobei X_i der Wert an der Stelle i der jeweiligen Einzelszene ist. Dieses Verfahren hat - ebenso wie jedes Varianzverfahren - nur eine beschränkte Aussagekraft in Gebieten großer räumlicher und zeitlicher Variabilität. Die Bestimmung eines mittleren Feldes ist in diesen Fällen nur sehr unzureichend möglich, so daß im Einzelfall eine interaktive Kontrolle der Verarbeitungsschritte vorgenommen werden muß.

Die Wirkungsweise der Kriterien a) bis e) ist anhand der prozentualen Temperaturverteilung für den NOAA-7 Überflug Nr. 483 vom 27.7.1981 wiedergegeben (Abb. 5-1). Deutlich zu erkennen ist die Differenz zwischen beiden Histogrammen am kalten Ende sowie bei dem Maximum um 9°C . Der Grund für diese deutliche Abnahme der prozentualen Häufigkeit liegt in der Identifikation einer niedrigen, relativ warmen Wolkendecke bei 50°N zwischen 34°W und 45°W (Abb. 5-2). Die Aufblähung von Wolkenpixeln führt darüberhinaus zu einer Abnahme der prozentualen Häufigkeiten auch im warmen Bereich des Histogramms.

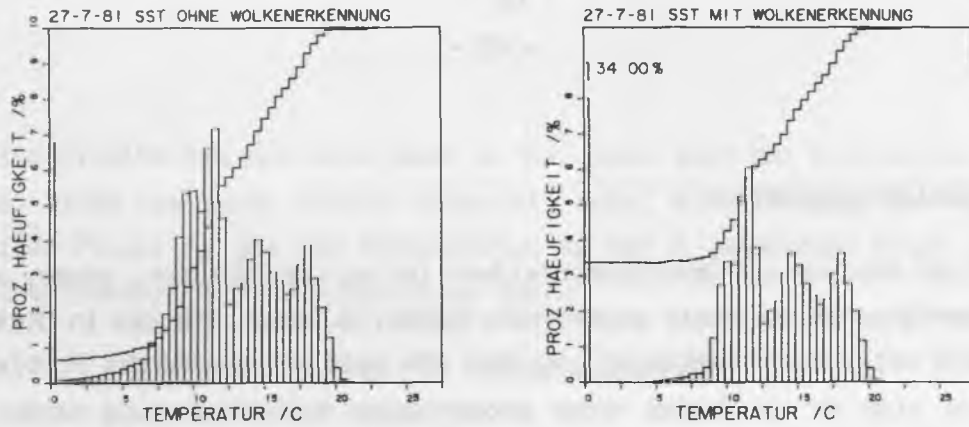


Abb. 5-1 Histogramme der Oberflächentemperatur vor und nach der Anwendung der Wolkenerkennungsprozedur für den NOAA-7 Überlauf vom 27.7.1981; Die Daten stammen aus dem Ausschnitt in Abb. 5-2

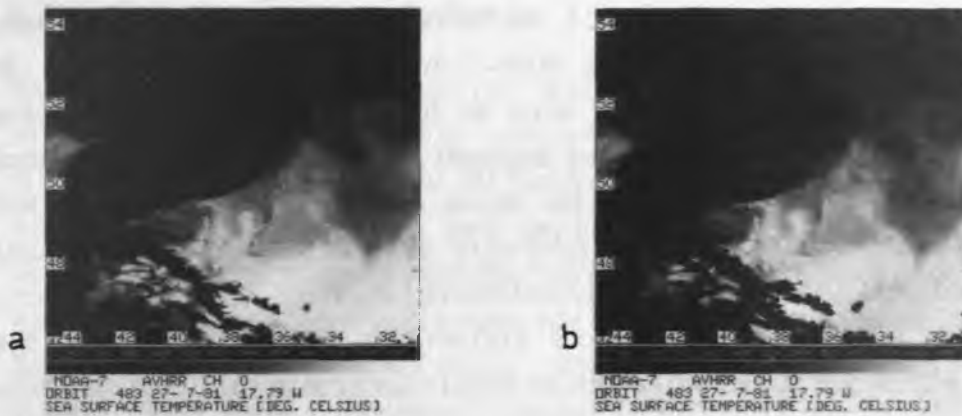


Abb. 5-2 Oberflächentemperaturverteilung für eine NOAA-7 Szene vom 27. 7.1981 vor (a) und nach (b) der Wolkenerkennungsprozedur

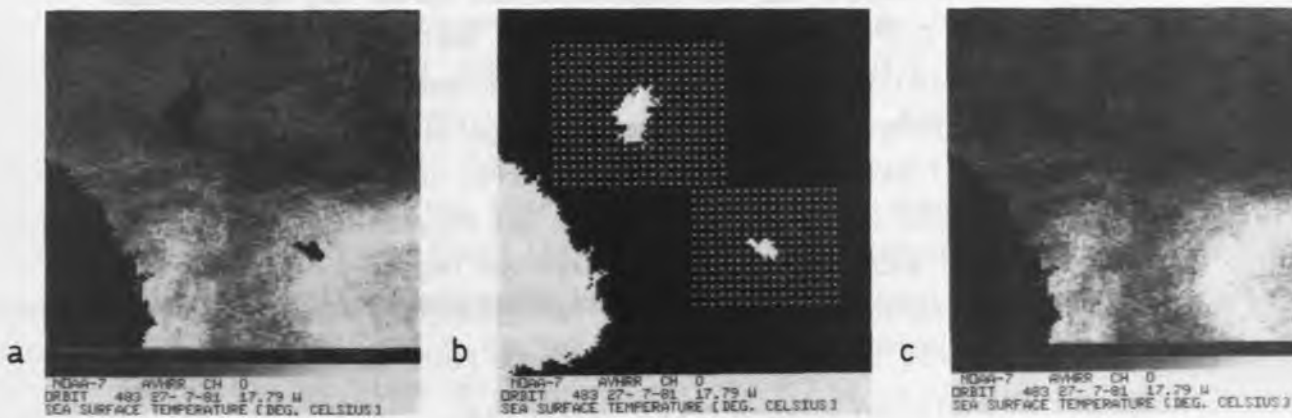


Abb. 5-3 Beispiel für der Prozedur der Wolkenelimination: Lage der Wolken vor der Elimination (schwarz); Verteilung der Stützstellen für die Ausgleichsfläche (b); Temperaturfeld nach der Elimination (c)

5.2. Wolkenelimination

Bei der Analyse von Oberflächenfeldern ist es unerlässlich, große, zusammenhängende und damit wolkenfreie Szenen zu haben. Für das in dieser Arbeit betrachtete Meßgebiet ist dies ein ganz entscheidendes Problem, da es sich um ein Gebiet hoher prozentualer Wolkenbedeckung handelt. Aus diesem Grund wurde ein Verfahren angewendet, das es gestattet, kleinräumige Wolkenstörungen zu beseitigen. Als kleinräumig werden in diesem Zusammenhang Wolken bezeichnet, die in der Regel bis ca. 400 Pixel bedecken. Das Eliminationsverfahren soll anhand eines Beispiels erläutert werden (Abb. 5-3 a-c). Es handelt sich dabei um einen Ausschnitt (128 x 128 Pixel) der NOAA-7 AVHRR-Szene vom 27.7.1981. In einem lokal begrenzten Gebiet wird an bis zu 400 Stützstellen eine Ausgleichsfläche 1 bis 4 Ordnung angepaßt. Die Stützstellen sind dabei gleichverteilt um die betrachtete Wolke angeordnet (Abb. 5-3 b). Mit der so bestimmten Ausgleichsfläche wird auf die wolkenbedeckten Pixel interpoliert. Dabei wird die Polynominterpolation nur dann durchgeführt, wenn der RMS-Fehler des Polynoms kleiner ist als der RMS-Fehler des Mittelwertes aus allen wolkenfreien Pixeln innerhalb des lokal begrenzten Gebietes. Ist dies nicht der Fall, so wird der Mittelwert für alle Wolkenpixel eingesetzt. Das Oberflächentemperaturfeld nach der Elimination ist in Abb. 5-3 c wiedergegeben. Für beide in der Szene vorhandenen Wolken ist eine Polynomannäherung 2ter Ordnung vorgenommen worden. Die interpolierten Werte sind als glatte Flächen deutlich zu erkennen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß das Temperaturfeld selber ein Rauschniveau von etwa $NEAT = 0.3^{\circ}C$ besitzt. Für die Wolke 1 paßt sich die Ausgleichsfläche gut dem von Südost nach Nordwest verlaufenden Temperaturfeld an und liegt mit ihren Differenzen zum Umgebungsfeld innerhalb des NEAT des Radiometers. Bei der Wolke 2 wird das zonal verlaufende Band niedrigerer Temperatur ($10.5^{\circ} - 11.5^{\circ}C$) durch das Polynom nicht aufgelöst. Trotzdem liegen auch hier die Differenzen zum Umgebungsfeld unterhalb des NEAT. Dies macht deutlich, daß für den Einzelfall eine interaktive Prozedur notwendig ist, bei der das umgebende Feld für die Auswahl der Lage der Stützstellen berücksichtigt werden muß.

Eine Elimination vom Ausreißern in den Daten wird bei Punktwolken von der Größe nur eines Pixels verwendet, wobei die Differenz des Wertes eines Pixels X_i und des Mittelwertes X_M der 8 umgebenden Pixel einen Schwellenwert nicht überschreiten darf:

$$X_M - X_i < 5.0 / K \quad \text{für Infrarotdaten}$$

$$X_M - X_i < 0.5 \quad \text{für Reflektionsverhältnisse}$$

Andernfalls wird X_i durch X_M ersetzt.

5.3. Einfluß der täglichen Erwärmung

Die Amplitude des Tagesganges der Oberflächentemperatur ist normalerweise gering (< 0.5 K), da die turbulente Durchmischung effektiver ist als die molekulare thermische Diffusion. Wird jedoch die Dicke der turbulent durchmischten Schicht sehr gering (~ 1 m), so kann es zu Tagesgängen in der Oberflächentemperatur von bis zu 3.5 K kommen, beobachtet durch Tag/Nacht-Differenzmessungen vom Satelliten aus im Mittelmeer und der Nordsee (Deschamps und Frouin, 1984), in der Sargassosee (Stramma et.al., 1986) sowie durch satellitengeortete Driftbojen im Bereich des Nordatlantischen Stromes (Hardtke, 1985). Derartige Erwärmungen treten bei extrem hoher solarer Einstrahlung, verbunden mit niedrigen Windgeschwindigkeiten und einer ausgebildeten Deckschicht im Ozean auf. In den Signalen der spektralen Kanäle des AVHRR spiegelt sich dies sowohl im sichtbaren Spektralbereich als auch im thermischen Infrarot wider. Generell treten Zunahmen der diffusen Reflektion durch verstärkte Rückstreuung solarer Strahlung im Gebiet maximaler Reflektion auf. Diese maximale Reflektion ("sun glitter") zeigt sich, wenn Sonnenzenitwinkel und Satellitenzenitwinkel betragsmäßig gleich sind und die Linien Sonne-Pixel und Pixel-Satellit sowie die geodätische Normale des Pixels in einer Ebene liegen. Um den Bereich maximaler Reflektion sind die Bereiche gleicher Reflektionsintensität symmetrisch angeordnet (Kosik und Paci, 1981). Das Maß der räumlichen Ausdehnung der maximalen Reflektion ist stark abhängig von der Oberflächenrauigkeit und somit

von der Windgeschwindigkeit selber und ist daher auch zur Messung letzterer herangezogen worden (Cox und Munk, 1954). In Abb. 5-4 ist der theoretische Zusammenhang zwischen Beobachtungswinkel und Reflektion in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit dargestellt. Im allgemeinen nimmt die Reflektion zu, wenn die Windgeschwindigkeit abnimmt und die Ozeanoberfläche glatter wird. Für den Fall sehr glatter Oberfläche hingegen kann es auch umgekehrt zu einer Abnahme der Reflektion kommen, da dann die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, daß Beobachtungswinkel und Winkel maximaler Reflektion übereinstimmen. Bei einer vollkommen ebenen Oberfläche existiert schließlich nur noch ein einziger Beobachtungswinkel, bei dem die Voraussetzungen für maximale Reflektion gegeben sind. Dieser gegensätzliche Effekt ist bei LaViolette et.al. (1980) und Deschamps und Frouin (1984) im Detail beschrieben. Die Regionen anormal niedriger Reflektion können demnach als Gebiete sehr glatter Oberfläche interpretiert werden. Dies soll am Beispiel des NOAA-7-AVHRR Überlaufes vom 20.7.1981 verdeutlicht werden (Abb. 5-5 a-c). Gezeigt ist die Albedo, gemessen im Kanal 1, sowie die Helligkeitstemperatur im Kanal 4. Der gewählte Ausschnitt ist identisch mit dem in Kapitel 6.1. behandelten Ausschnittes für den Vergleich mit in-situ-Messungen. Er liegt westlich des Subsatellitenpunktes bei Scanwinkeln zwischen 6.5° und 44° . Die Zeit des nordwärtigen Äquatorüberganges lag bei 14:30 LST. In der Wiedergabe der Reflektionswerte ist deutlich ein Band anormal niedriger Reflektion zu erkennen, das sich zonal bei 51°N erstreckt (Abb. 5-5b). Stellt man die Albedowerte den Helligkeitstemperaturen des Kanals 4 gegenüber (Abb. 5-5c), so ergibt sich eine nahezu vollständige Übereinstimmung der Gebiete anormal niedriger Reflektion mit denjenigen anormal hoher Helligkeitstemperaturen, und somit auch anormal hoher Oberflächentemperaturen (nicht gezeigt). Die Bodenwetterkarte vom 20.7. 12:00 GMT zeigt bei 51°N einen Hochdruckrücken mit Windgeschwindigkeiten von 2.5 bis 5 ms^{-1} (Abb. 5-5a). Betrachtet man die Helligkeitstemperaturverteilung, so ist zu erkennen, daß im Gegensatz zu den kinematisch bedingten Temperaturgradienten in der Deckschicht die anormalen Erwärmungen keine klaren Grenzen ihrer Ausdehnung zeigen. Der maskierende Effekt dieser Erwärmung stellt sich erst allmählich beim

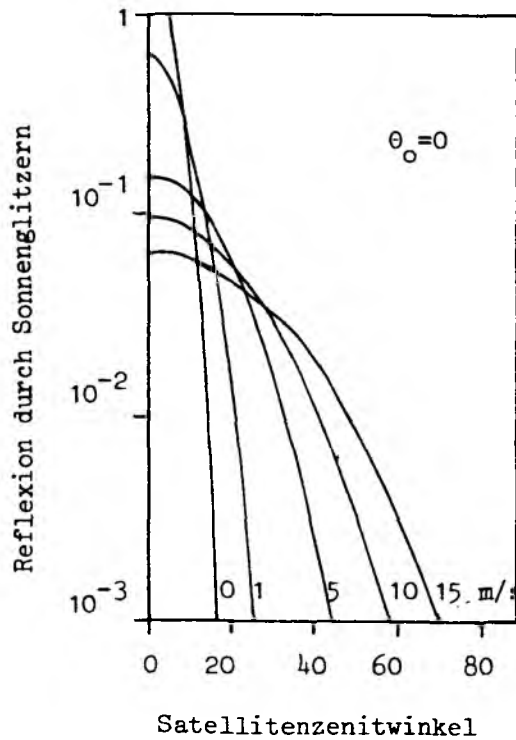


Abb. 5-4 Reflektion durch Sonnenglitzern für verschiedene Beobachtungswinkel θ und Windgeschwindigkeiten. Die Sonne steht im Zenit. (nach Deschamps und Frouin (1984))

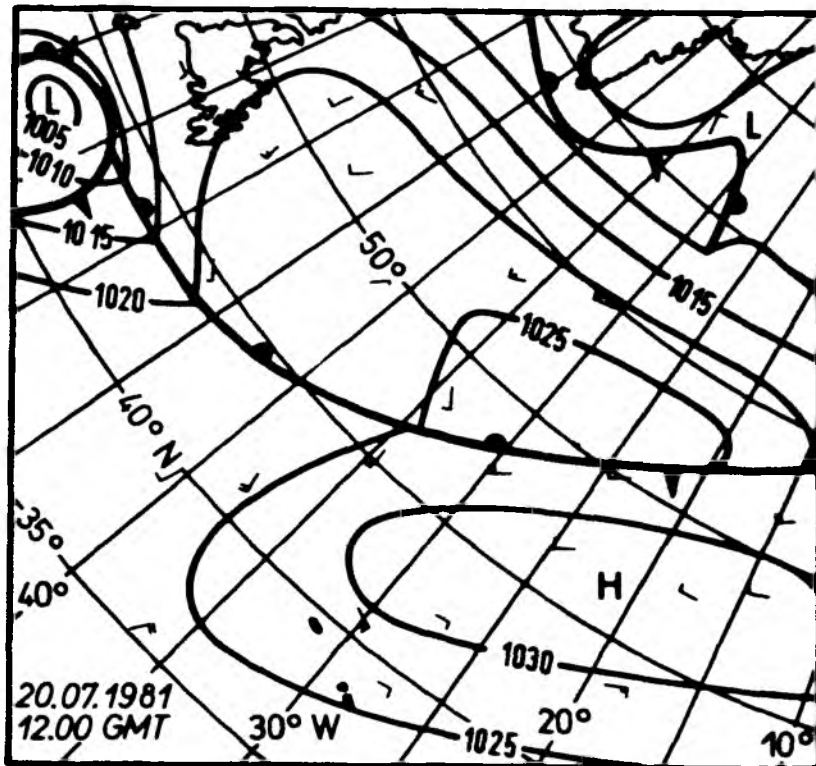


Abb. 5-5a Bodenwetterkarte für den 20.7.1981 12.00 GMT

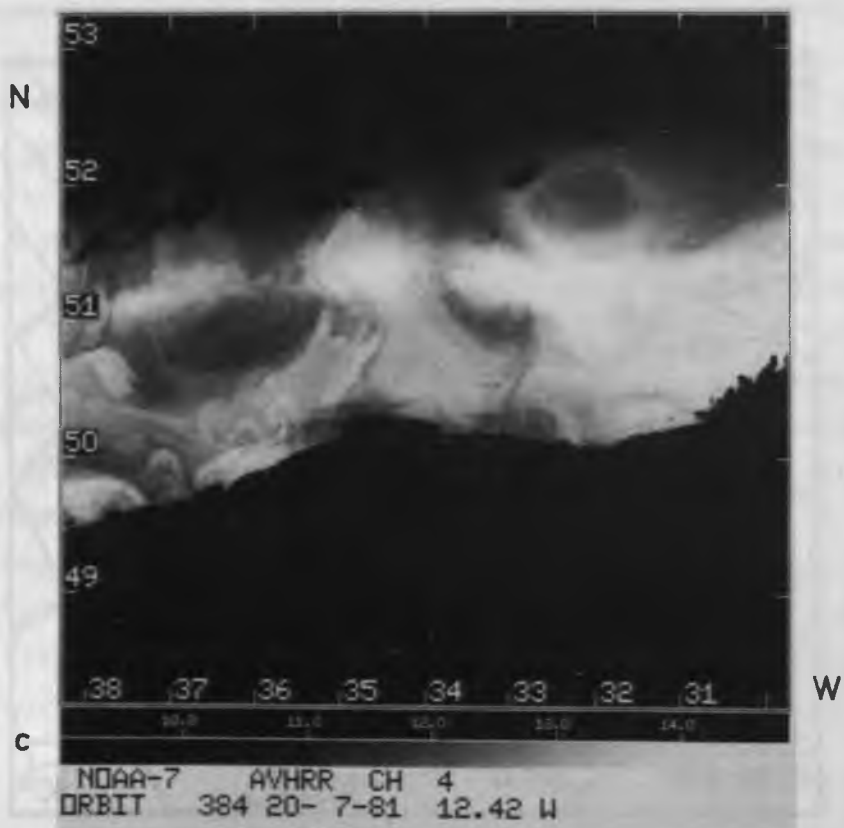
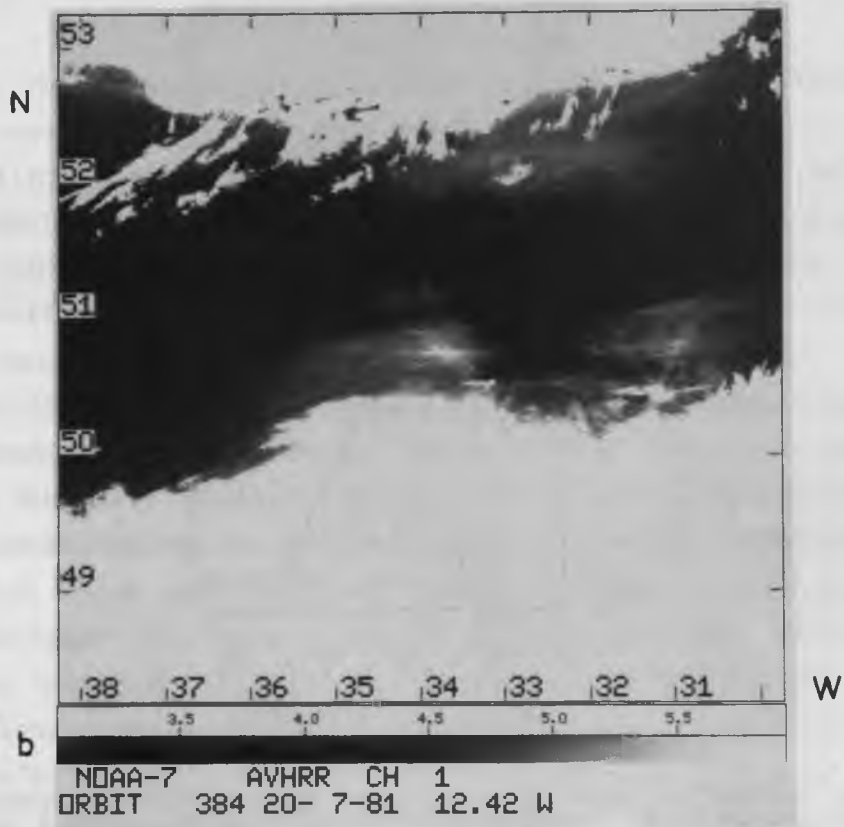


Abb. 5-5b,c Albedoverteilung (b) und Helligkeitstemperatur im Kanal 4 (c) des N-7 AVHRR für den 20.7.1981 an der Polarfront. Darstellung in % (b) bzw. C (c). Schwarze Flächen in (b) entsprechen Wolken (gilt für alle folgenden S/W - Darstellungen).

Übergang zum Zentrum der Temperaturanomalie hin ein. Dieses Bild ist typisch für eine derart von meteorologischen Bedingungen geprägten Ausbildung warmer Oberflächengebiete mit vermindertem vertikalem turbulentem Austausch. Eine ausführliche Diskussion der Häufigkeit derartiger Ereignisse im subtropischen Atlantik findet sich bei Cornillion und Stramma (1985). Für die Selektion derartiger Situationen in den hier behandelten Tagesüberläufen wurden die Albedoverteilungen des Kanals 1 analysiert. Die Selektion geschah dabei durch eine visuelle Kontrolle der Daten. Die Gebiete anormal hoher Erwärmung wurden nicht für die Erstellung der mittleren Oberflächentemperaturverteilungen herangezogen. Sie wurden bei dieser Prozedur analog zu den wolkenbedeckten Gebieten ausgeblendet.

6. Oberflächentemperaturverteilung im Sommer 1981 und 1983

Für die Bestimmung der großräumigen Felder der Oberflächentemperatur wurden die Zeiträume vom 17.7.-28.8.1981 und 1.7.-28.8.1983 gewählt. Mehrere Gründe waren für die Wahl dieser Zeiträume maßgebend:

1. Verfügbarkeit der NOAA-7 AVHRR/2-Daten ab Mitte Juli 1981 und damit der Möglichkeit der Korrektur atmosphärischer Einflüsse gemäß des "Split-Window"-Algorithmus.
2. Verfügbarkeit von zusätzlichen NOAA-6 AVHRR-Daten (nur 1981).
3. Verfügbarkeit von in-situ-Deckschichttemperaturen im Bereich der Polarfront (siehe Kap. 7).
4. Befriedigende Anzahl von wolkenfreien Szenenausschnitten.

Insgesamt wurden für diese Untersuchung 21 Szenen des NOAA-7 AVHRR/2 für 1981 und 22 Szenen für 1983 sowie 8 Szenen des NOAA-6 AVHRR für 1981 verwendet. Eine Zusammenfassung der zeitlichen Verteilung der einzelnen Datensätze einschließlich der in-situ-Messungen ist in Abb. 6-1 wiedergegeben. Die dort ebenfalls eingezeichneten CZCS-Daten werden im Kapitel 8. gesondert behandelt.

In den folgenden beiden Unterkapiteln soll die großräumige Oberflächentemperaturverteilung im Gebiet der Box 1 in Abb. 6-2 dargestellt werden. Der Vergleich mit den in-situ-Daten entlang der langen hydrographischen Schnitte und eine detaillierte Untersuchung der thermischen Verhältnisse in der Deckschicht während der Frontvermessungen in der mit 2 gekennzeichneten Box wird in Kapitel 7. vorgenommen. Für die Box 1 beträgt die geographische Auflösung der Radiometerdaten 4 x 4 km. Die Transformation der Daten in eine abstandstreue Kartenprojektion wurde mit der vollen Auflösung der Radiometerdaten als Eingabe durchgeführt. Dabei wurde jeweils ein Ausgangsfeld von 2048 x 2048 Pixeln verwendet. Obwohl die Kartenprojektion nur eine Auflösung von 4 x 4 km hat, konnte eine Reduktion der Eingabedatensätze vor der Transformation durch Verwendung nur jeder vierten Scanlinie und jedes vierten Pixels,

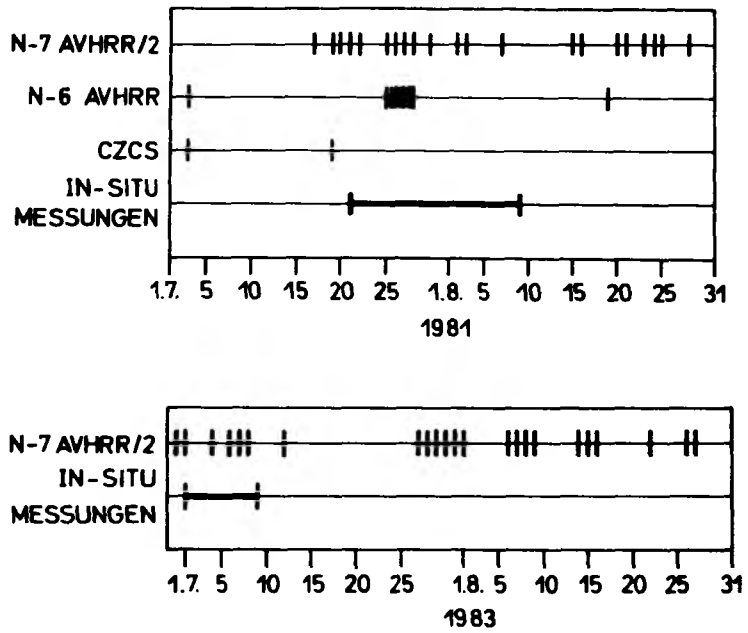


Abb. 6-1 Zeitliche Verteilung der einzelnen Messungen im Juli/August 1981 und 1983

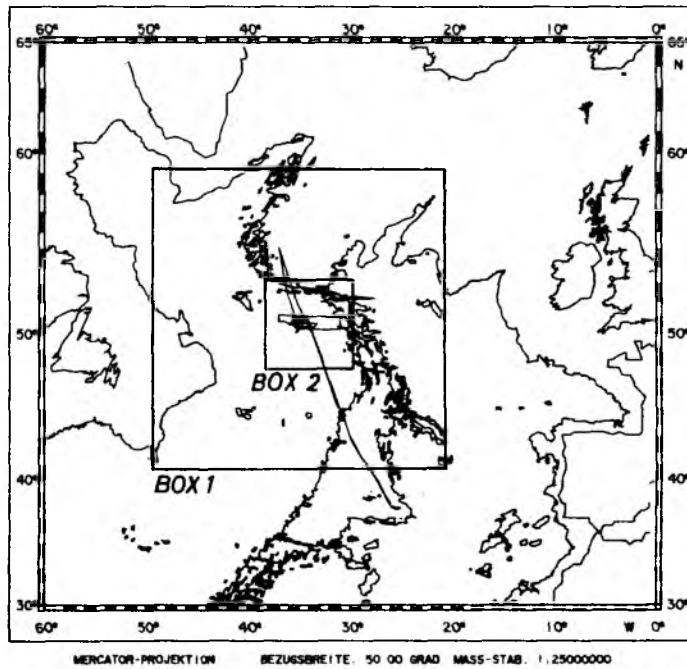


Abb. 6-2 Lage der Ausschnitte für die großräumige Untersuchung (Box 1) und die Frontvermessungen (Box 2) sowie der langen hydrographischen Schnitte (s. Kap. 7)

wie z.B. bei Cornillion und Stramma (1985), nicht vorgenommen werden, da dies im Scanrandbereich zu einem wesentlichen Verlust an Informationen führt. Die örtliche Auflösung würde sich so auf bis zu 7.2×24.4 km am Scanrand verringern. Durch die Verwendung der vollen Auflösung der Radiometerdaten werden hingegen auch die Scanrandbereiche mit 1.8×6.1 km Auflösung befriedigend abgebildet. Im jeweiligen Nadirbereich kann demgegenüber die Information der Eingabedaten nicht voll ausgeschöpft werden. Die Wahl der vollen Auflösung ist insofern von Wichtigkeit, als gerade der westliche Bereich der Box 1 mit dem meridionalen Verlauf des Nordatlantischen Stromes entlang der Schelfkante fast immer im Scanrandbereich der einzelnen Datensätze liegt.

Die in Abb. 6-1 aufgelisteten AVHRR/2-Szenen wurden in einzelnen Gruppen zusammengefaßt, für die dann eine mittlere Temperaturverteilung über den jeweiligen Zeitraum errechnet wurde. Dabei galt für alle Szenen eine gleiche Wichtung. Vor dieser Prozedur wurde interaktiv eine Selektion derjenigen Szenen vorgenommen, bei denen eine einwandfreie Maskierung des Temperatursignals durch extrem hohe Insolation, verbunden mit niedrigen Windgeschwindigkeiten, vorlag (siehe Kap. 5.3.). In den Szenen, bei denen solch eine eindeutige Lokalisierung der Anomalien möglich war, wurden diese Gebiete analog den wolkenbedeckten Gebieten behandelt. War eine klare Abgrenzung der Anomalie nicht möglich, so wurde die gesamte Szene nicht in die Mittelung einbezogen. Sowohl in den Einzelszenen, als auch in den resultierenden mittleren Feldern, wurden gemäß Kap. 5.2. kleinskalige Wolkenbedeckungen interaktiv eliminiert. Schließlich wurden die mittleren Verteilungen mit einem 5×5 Pixel-Medianfilter geglättet.

Der Mittelungszeitraum betrug maximal 14 Tage. Die Länge des Zeitraums stellt einen Kompromiß dar zwischen der erforderlichen Anzahl von Szenen für eine wolkenfreie Komposition einerseits und der zeitlichen Beschränkung durch die dynamisch bedingte Variabilität der Oberflächentemperatur sowie der jahreszeitlich bedingten Erwärmung andererseits. Problematisch ist dies vor allem im westlichen Teil der Box, wo der Nordatlantische Strom im Bereich des Kontinentalschelfes östlich der

Flämischen Kappe in den oberen 200 m Geschwindigkeiten von bis zu 120 cm s^{-1} erreicht. Ebenso gilt dies für das östlich davon gelegene Wirbelfeld mit typischen Geschwindigkeiten von $20 - 50 \text{ cm s}^{-1}$ (Krauß, 1986). Eine detaillierte Analyse kleinerer Regionen von 16 der in Abb. 6-1 aufgelisteten NOAA-7 AVHRR/2-Szenen von 1981 zeigte, daß zwischen Entstehung und Zerfall von einzelnen Wirbeln im Bereich der Polarfront ein Zeitraum von 2 - 3 Monaten liegt (Hardtke und Meincke, 1984). Strukturen mit Skalenlängen ab ca. 50 km sind östlich von 40°W über 10 - 14 Tage persistent, wie anhand der detaillierten Frontuntersuchungen in Kapitel 7. noch gezeigt wird. Für den Bereich westlich 40°W gilt dies nicht mehr generell, es wurde jedoch bei Mittelungszeiträumen über mehr als 6 Tage darauf geachtet, daß die wolkenfreien Ausschnitte dieses Gebietes nur von Überläufen stammen, die untereinander einen zeitlichen Abstand von höchstens 6 Tagen hatten.

Bei der Interpretation der Oberflächentemperaturverteilungen als Indikator für dynamische Prozesse ist sowohl die Koppelung der Deckschicht mit dem baroklinen Strömungsfeld als auch ein zu vernachlässigender Einfluß des Salzgehaltes vorauszusetzen. Vor allem der zweite Punkt ist in dem hier betrachteten Gebiet kritisch, da die Variationen der T-S-Beziehung im Quellbereich des Nordatlantischen Stromes extrem stark sind. Dies gilt für das Gebiet südlich von 50°N und westlich von etwa 35°W . Nördlich 50°N und östlich 45°W zeigen die mittleren T-S-Beziehungen hingegen nur geringe Krümmungen, bedingt durch die quasi-isohalinen Verhältnisse mit Salzgehalten bei 34.9 ‰ (Emery und Dewar, 1982). Dies sollte im folgenden immer in die Beurteilung einfließen.

Eine umfassende Übersicht über den aktuellen Wissensstand über die Region des Nordatlantischen Stromes findet sich bei Krauß (1986).

6.1. Temperaturverteilungen Juli/August 1981

Das mittlere Oberflächentemperaturfeld für den Zeitraum vom 19.7. bis 30.7.1981 ist in Abb. 6-3 wiedergegeben. Die analoge Verteilung für den Zeitraum vom 16.8. - 28.8.1981 findet sich in Abb. 6-4. In beiden Zeiträumen zeigt sich eine klare Abbildung des Nordatlantischen Stromes im Bereich südlich und östlich der Flämischen Kappe, ausgedrückt durch einen scharfen Temperaturgradienten von bis zu 8°C auf 35 km. In der zweiten Julihälfte befindet sich nördlich davon ein kompliziertes Geflecht von thermischen Fronten, das sich in zwei Wirbeln bei 50°N , 41°W und 50.6°N , 44.5°W konzentriert. Eine dritte Anomalie warmer Temperatur von ca. 13.5°C und einem Durchmesser von 70 km schließt sich westlich davon bei 51°N , 48°W an. Die beiden großen, in ihrem Kern etwa 15° - 16°C warmen Wirbel, werden durch eine 13° - 14°C kalte Zone von der Region östlich der Flämischen Kappe getrennt, wo die Isolinien der Oberflächentemperatur in zonale Richtung schwenken. Ab etwa 40°W bis 20°W schließt sich ein Feld von Wirbeln und Mäandern von ca. 250 km Wellenlänge an. Die Isothermen $>16^{\circ}\text{C}$ haben dabei im Mittel einen zonalen Verlauf, während die Isothermen geringerer Oberflächentemperatur eine SW-NO-Orientierung besitzen und sich östlich der Gibbs-Bruchzone bei etwa 30°W nach Norden hin ausbreiten. Besonders deutlich wird dieser Isothermenverlauf bei der 13°C -Isotherme in der Juli-Verteilung und der 15°C -Isotherme in der August-Verteilung.

Die Oberflächentemperaturverteilung in der zweiten Augusthälfte unterscheidet sich von derjenigen im Juli vor allem im Gebiet östlich und nördlich der Flämischen Kappe bis hin zu 51°N , 44°W . Ein breites Band hoher Temperatur (bis 21°C) erstreckt sich dort mit Gradienten von bis zu 7°C auf 15 km und wird nur bei 46°N , 44°W durch eine Introsion kalten Labradorwassers unterbrochen, das sich dort ostwärts vom Schelf in den offenen Ozean ausbreitet. Das Band hoher Temperatur schmiegt sich im wesentlichen an die 4000 m Tiefenlinie des nordwestlichen Neufundlandbeckens an und schwenkt bei 51.5°N und 43°W nach Osten, wo sich das Temperatursignal rasch abschwächt. Der zonale Verlauf der Isothermen östlich von etwa 40°W entspricht in der großräumigen Struktur den

Verhältnissen in der zweiten Julihälfte und steht im Einklang mit den schon von Helland-Hansen und Nansen (1926) gemachten Aussagen. Das Bild deckt sich qualitativ auch mit der von Dietrich (1969) veröffentlichten Temperaturverteilung für den Sommer in 200 m Tiefe. Betrachtet man die Temperatur als passiven Skalar, so ist sie als Tracer für dynamische Prozesse verwendbar. Als Maß für die mesoskalige Variabilität ist die "Eddy kinetic energy" anzusehen, die von $1500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ südlich der Grand Banks über $1000 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ östlich davon auf $600 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ in der nordwestlichen Ecke des Nordatlantischen Stromes abnimmt und östlich des Mittelatlantischen Rückens noch Werte von $300 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ erreicht (Richardson, 1983, Krauß und Käse, 1984). Ein qualitativer Vergleich mit den Variabilität in den Oberflächentemperaturverteilungen in Abb. 6-3 und 6-4 unterstützt eine derartige generelle Tendenz.

Das Phänomen der Labradorwasser-Introsionen wird ausführlich bei Hardtke und Meincke (1984) diskutiert, die zur Verifizierung der kinematischen Interpretation der Oberflächentemperaturverteilung satellitengeortete Driftbojen heranzogen. Nach Aussage dieser Autoren erfolgen die Kaltwassereinträge in das Gebiet östlich der Flämischen Kappe in Zeitabständen von etwa 2 - 3 Monaten. Diese Erkenntnis wurde aus dem Studium von IR-Szenen aus einem Zeitraum von mehreren Jahren gewonnen. Nach einem nochmaligem Studium der gleichen Daten scheint die Behauptung vertretbar, daß diese zeitlich begrenzten Kaltwassereinträge zu einem Abspalten der in der Juli-Verteilung erkennbaren Wirbel im westlichen Neufundlandbecken führen. Für den aktuellen Fall finden sich bei Hardtke und Meincke (1984) in zwei IR-Szenen aus dem September 1981 deutliche Anzeichen dafür, daß die oben beschriebene Introsion sich bis zum 3.9.1981 soweit verstärkt, daß es zu einem Abschnüren des warmen Temperaturbandes nordöstlich der Flämischen Kappe kommt.

Für den Zeitraum der hier diskutierten Daten zeigt die Trajektorie einer im Mai 1981 bei 46°N , 43.5°W ausgebrachten Driftboje einen fast exakt mit dem maximalem Temperaturgradienten östlich und nordöstlich der Flämischen Kappe im August identischen Verlauf (Abb. 6-5)(Krauß und Meincke, 1982). Leider liegen aus diesem Zeitraum (Mai 1981) aufgrund

- Abb. 6-3 Mittlere Oberflächentemperaturverteilung
(oben links) 19.7.-30.7.1981
- Abb. 6-4 Mittlere Oberflächentemperaturverteilung
(oben rechts) 16.8.-28.8.1981
- Abb. 6-5 Trajektorien satellitengeorteter Driftbojen, ausgelegt im Mai
1981. Der Zeitraum beträgt 5 Monate
(aus: Krauß und Meincke, (1982))
(unten)
- Abb. 6-6a Mittlere Oberflächentemperaturverteilung
(mitte) 1.7.- 7.7.1983

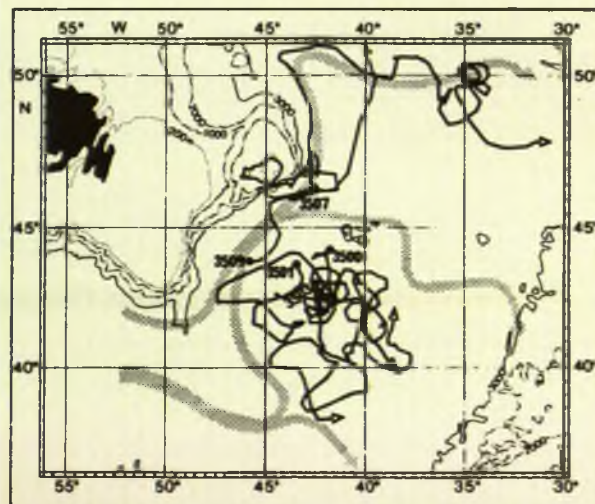
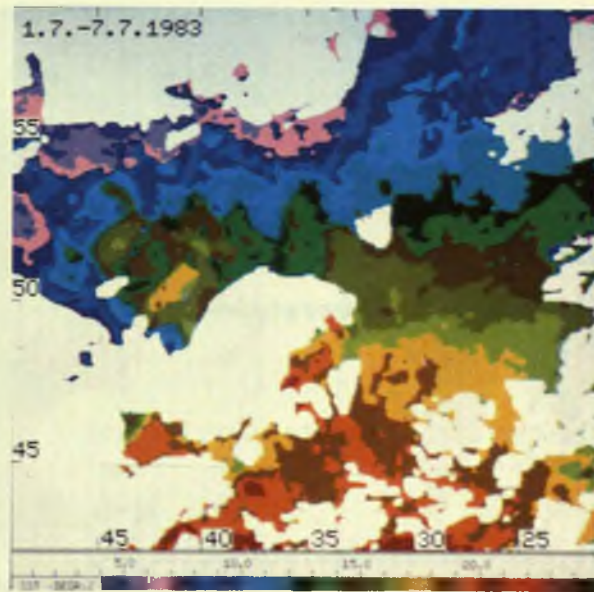
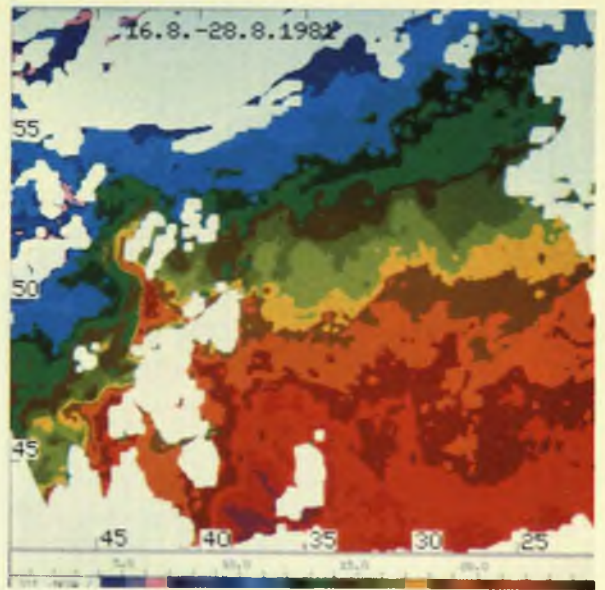
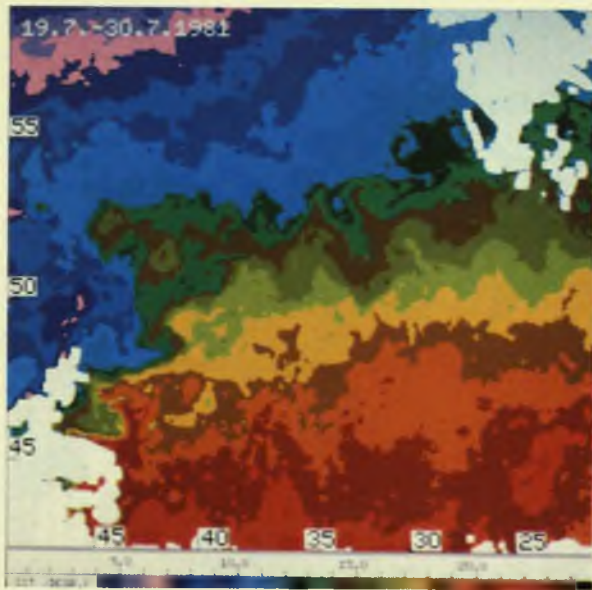
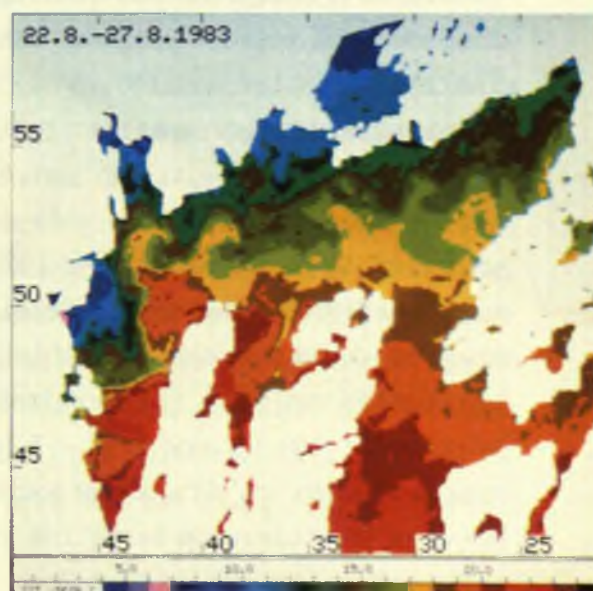
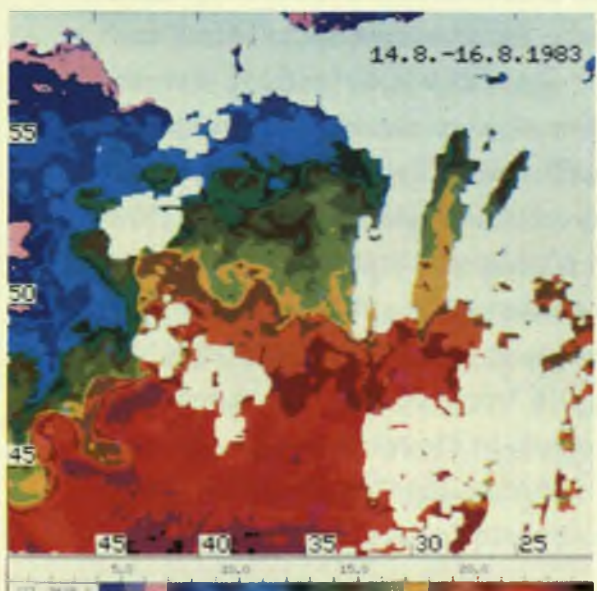
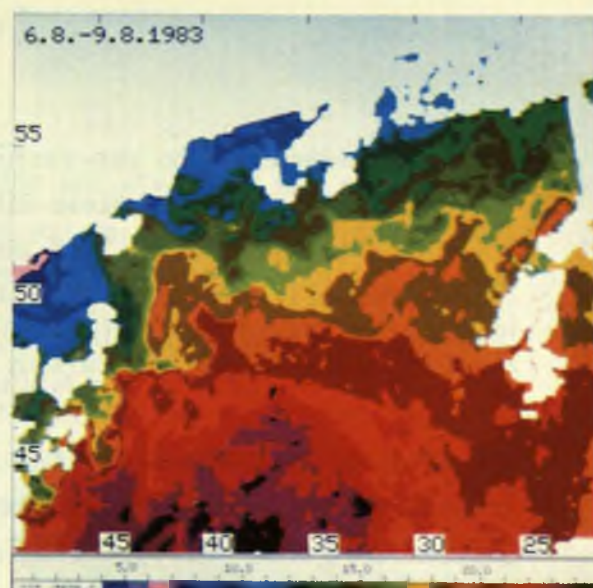
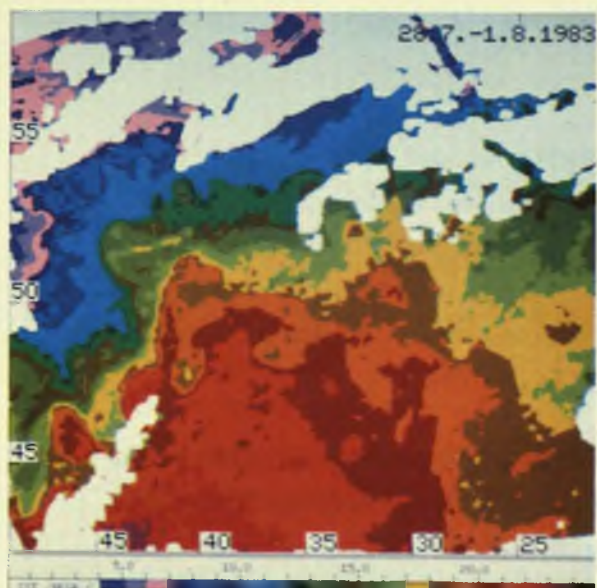


Abb. 6-6b Mittlere Oberflächentemperaturverteilung (oben links)	28.7.- 1.8.1983
Abb. 6-6c Mittlere Oberflächentemperaturverteilung (oben rechts)	6.8.- 9.8.1983
Abb. 6-6d Mittlere Oberflächentemperaturverteilung (unten links)	14.8.-16.8.1983
Abb. 6-6e Mittlere Oberflächentemperaturverteilung (unten rechts)	22.8.-27.8.1983



der Wolkenbedeckung und der Verfügbarkeit nur der NOAA-6-Daten keine Radiometerdaten vor, die diese Situation eindeutig belegen. Lediglich in einer NOAA-6-Szene am 28.5.1981 sind Anzeichen hierfür erkennbar (nicht gezeigt). Das sich über mehr als 5 Jahre erstreckende verfügbare Datenmaterial zeigt keine eindeutige Präferenz weder für die Juli-Situation (Abb. 6-3) noch für die August-Situation (Abb. 6-4).

Ein Vergleich der Felder für Juli und August zeigt generell eine positive Differenz, die auf die jahreszeitliche Erwärmung zurückgeführt werden kann. Die mittleren Erwärmungsraten schwanken zwischen etwa 0.5°C nördlich von 53°N und $1.5^{\circ} - 2^{\circ}\text{C}$ südlich von 50°N . Ausgenommen hiervon sind starke positive Differenzen im Gebiet der Flämischen Kappe, die jedoch im wesentlichen auf dynamische Prozesse zurückzuführen sein dürften. Im Gebiet südlich von 47°N und östlich von 42°W fällt vor allem der Unterschied zwischen dem fast homogenen Gebiet mit niedriger Erwärmung ($\sim 0.5^{\circ}\text{C}$) östlich von 30°W und dem Gebiet hoher Temperaturdifferenz ($> 3^{\circ}\text{C}$) bei 35°W auf, an das sich westlich wieder eine Zone niedriger Temperaturdifferenz ($0^{\circ} - 0.5^{\circ}\text{C}$) anschließt (zum Teil durch Wolken maskiert). Der zonale Bereich zwischen 48°N und 53°N ist gekennzeichnet durch mesoskalige Gebiete homogener Temperaturdifferenz, die Durchmesser von 100 - 150 km aufweisen. Die Temperaturdifferenz schwankt zwischen $0^{\circ} - 0.5^{\circ}\text{C}$ und $2.5^{\circ} - 3.5^{\circ}\text{C}$, nimmt in Einzelfällen jedoch auch negative Werte an. Als Ursache dieser Struktur der Temperaturdifferenz kann das fluktuierende barokline Strömungsfeld im Bereich der Polarfront angesehen werden.

6.2. Temperaturverteilungen Juli/August 1983

Die Szenen aus dem Zeitraum Juli/August 1983 wurden in 5 Mittelungszeiträumen zusammengefaßt (Abb. 6-6 a-e). Die Situation Anfang Juli stellt ein kompliziertes System von Fronten im Gebiet um 50°N , 45°W dar, wie sie ähnlich im Juli 1981 gefunden wurde. Südlich davon ist bei 47°N , 41°W ein ausgeprägter Einschub kalten Wassers erkennbar, der fast exakt in Verlängerung des Schelfrandes östlich der Flämischen Kappe verläuft und auch in einzelnen Szenen vom Juni 1983 erkennbar ist (nicht ge-

zeigt). Östlich von 40°W schließt sich bei etwa 50°N ein zonal orientiertes Mäanderfeld mit Wellenlängen von ca. 270 - 300 km an, das bei 35°W in nordöstliche Richtung schwenkt. Dieses Verhalten ist tendenziell bei allen mittleren Temperaturverteilungen 1983 erkennbar. Ebenso findet sich das Einschwenken in den zonalen Verlauf für die Isothermen 19°C - 21°C zwischen 48°N und 50°N östlich der Flämischen Kappe in allen Darstellungen wieder, wobei im Zeitraum zwischen dem 28.7. und 9.8. die Ausbildung eines meridional ausgerichteten Bandes höherer Temperatur (bis 21°C) bei $41^{\circ}30'\text{W}$ als auffällige Erscheinung hinzukommt, das sich bis zum 9.8. vom südlicheren Verlauf des Nordatlantischen Stromes abtrennt. Dieses warme Band gleicht der im August 1981 gefundenen Struktur, ist allerdings wesentlich schwächer ausgeprägt. Der meridionale Verlauf der Isothermen östlich der Flämischen Kappe bei 44°W und zwischen 46°N und 49°N findet sich mit Ausnahme der Situation Anfang Juli (Abb. 6-6a) als stationäre Struktur in allen Szenen wieder. Am südlichen Ende bei 46°N sind Unterbrechungen dieses Isothermenverlaufs erkennbar, die als Kaltwasserintrosionen am südöstlichen Ende der Flämischen Kappe gedeutet werden können. Südlich von 45°N ist vom 28.7. an der Prozeß der Abschnürung eines Wirbelpaares zu verfolgen, wobei vor allem der kalte Wirbel in seiner Ausbildung deutlich zu verfolgen ist. Die mögliche endgültige Abschnürung des warmen Wirbels kann leider aufgrund der Wolkenbedeckung in der Zeit bis zum 27.8. nicht eindeutig verifiziert werden.

Folgt man dem Verlauf der Isothermen $>19^{\circ}\text{C}$ nach Osten, so zeigt sich ab 35°W die deutliche Änderung vom zonalen Verlauf in eine Nordwest-Südost-Orientierung, die in einigen Fällen auch bis zu einer klaren Nord-Süd-Orientierung im Bereich um 30°N führt. Besonders ausgeprägt ist dies im Zeitraum vom 28.7. bis 16.8. Dieses südwärtsgerichtete Schwenken am westlichen Abfall des Mittelatlantischen Rückens steht im Gegensatz zum Isothermenverlauf im Juli/August 1981 (Abb. 6-3, 6-4), wo östlich 35°W und südlich 47°N eine eindeutig zonale Orientierung der Isothermen vorliegt. Nimmt man die Schelfrandgebiete bei 42°W aus, so ist dies der auffallendste Unterschied in den großräumigen Verhältnissen beider Jahre. Das Gebiet dieser Variabilität wird von Krauß

(1986) im Rahmen der Interpretation von großangelegten Driftexperimenten als Region bezeichnet, die zeitlich variabel sowohl zum breit aufgefächerten Band des Nordatlantischen Stromes zwischen 40°N und 60°N bei 30°W als auch zum subtropischen Wirbel gezählt werden kann und aus dem der Portugalstrom gespeist wird.

7. Vergleich mit in-situ-Temperaturmessungen

Für den Vergleich zwischen radiometrisch gewonnener Oberflächentemperatur (SST) und Deckschichttemperatur wurden die hydrographischen Datensätze herangezogen, die während der NOA-81 und NOA-83 SEA ROVER-Expedition gewonnen worden sind. Ein Vergleich ist insofern möglich und realistisch, als daß bei dem unter Kapitel 3.3. beschriebenen Verfahren (Korrektur atmosphärischer Attenuation durch die Regressionsanalyse mit in-situ-Bojenmessungen) der Einfluß der Grenzschicht an der Ozeanoberfläche eliminiert sein sollte. Die in-situ-Messungen wurden im Zeitraum vom 21.7. bis 9.8.1981 und 30.6. bis 9.7.1983 mit dem Schleppfisch-System des IfM auf F.S.Poseidon durchgeführt. Ziel dieser Experimente war das Studium des Systems Atmosphäre-Deckschicht-Thermokline zur Berechnung des Wärme- und Frischwasserhaushaltes entlang von langen Schnitten und die Erforschung der dreidimensionalen Strukturen der Baroklinität, Thermoklinität, Geschwindigkeit und potentieller Vorticity während der Vermessung der Frontalregionen der Polarfront. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments und der Ergebnisse von 1981 findet sich bei Bauer et.al. (1985) und Fischer (1986) sowie bei Fiekas (1987) für 1983. Die Schleppfischprofile reichten bis in eine Tiefe von ca. 80 m (1981) bzw. 70 m (1983) und hatten eine Wellenlänge von 400 m (1981) bzw. 750 m (1983). Die Schiffsgeschwindigkeit betrug etwa 5 m s^{-1} .

Für die in diesem Zusammenhang interessierende Fragestellung ist lediglich die Messung der Temperatur von Interesse. Die absolute Genauigkeit der Sensoren wird von Bauer et.al. (1985) mit 0.01 K angegeben. Für den Vergleich mit den radiometrisch gewonnenen Temperaturen wurde jeweils nur die Temperatur am oberen Umkehrpunkt des Schleppfischprofiles verwendet. Um mit Sicherheit nur Daten aus der durchmischten Deckschicht zu verwenden, wurde zusätzlich ein "Mixed-Layer"-Kriterium eingeführt. Danach muß sich der Umkehrpunkt oberhalb der Tiefe befinden, an der der vertikale Temperaturgradient 0.1 K m^{-1} überschreitet. Schließlich mußten die Temperaturen aus Tiefen oberhalb 50 m kommen. Vergleiche mit dem am Kühlwassereinlauf des Schiffes gemessenen Temperaturen ergaben eine generelle Übereinstimmung mit Abweichungen $\leq 0.2 \text{ K}$.

Für die geographische Lokalisierung der Profile wurden die aktuellen Positionen in Abständen von jeweils 2 Minuten registriert. Zwischen zwei Satellitenfixen wurde die Schiffsdrift mit Hilfe des EM-Log berechnet. Die Genauigkeit der Satellitenfixe lag bei etwa 100 m - 200 m, die Drift zwischen den Fixen hatte typische Werte von bis zu 1000 m. Diese Drift wurde durch lineare Interpolation zwischen den Fixen korrigiert, so das mit einer absoluten Genauigkeit von unter 1 km gerechnet werden kann (Leach, 1986). Der Vergleich zwischen Radiometermessung und in-situ-Messung wurde bei einer geographischen Auflösung der Satellitendaten von 2 km (1981) und 1.2 km (1983) vorgenommen. Da der Abstand zwischen zwei Umkehrpunkten geringer ist als die örtliche Auflösung der Radiometerdaten, wurden alle in-situ-Werte, die in dem Bereich des örtlichen Integrationsbereichs eines Radiometerwertes lagen, aufsummiert und eine mittlere Temperatur berechnet. Den Unsicherheiten in den geographischen Ortsbestimmungen beider Datensätze wurde durch eine Mittelung der Radiometerdaten über 3 x 3 Bildpunkte Rechnung getragen. Gleichzeitig wurde damit das Radiometerrauschen verringert. In den folgenden drei Abschnitten soll die großräumige Übereinstimmung der Daten entlang der Schnitte sowie der mesoskalige Vergleich im Bereich der Frontvermessungen diskutiert werden. Dabei wird der Begriff 'Oberflächentemperatur' für die radiometrisch bestimmte Temperatur der Ozeanoberfläche (T_O) verwendet und der Begriff 'Deckschichttemperatur' für den oberen Teil der durchmischten Deckschicht (T_D).

7.1. Vergleich mit langen Schnitten 1981

Die Lage der Schnitte ist in Abb. 7-1 dargestellt. Im folgenden werden nur die Schnitte B102, B103 und B104 behandelt. Der Schnitt B102 wurde in der Zeit zwischen dem 21.7. und dem 26.7. vermessen. Für den Vergleich kommen jedoch nur die IR-Szenen vom 25.7. und 27.7. in Betracht. Alle anderen IR-Datensätze zeigen im Gebiet entlang des Schnittes hohen Bewölkungsgrad oder geschlossene Wolkendecken. Einzelne wolkenfreie Ausschnitte werden in der folgenden Diskussion berücksichtigt, jedoch nicht explizit gezeigt.

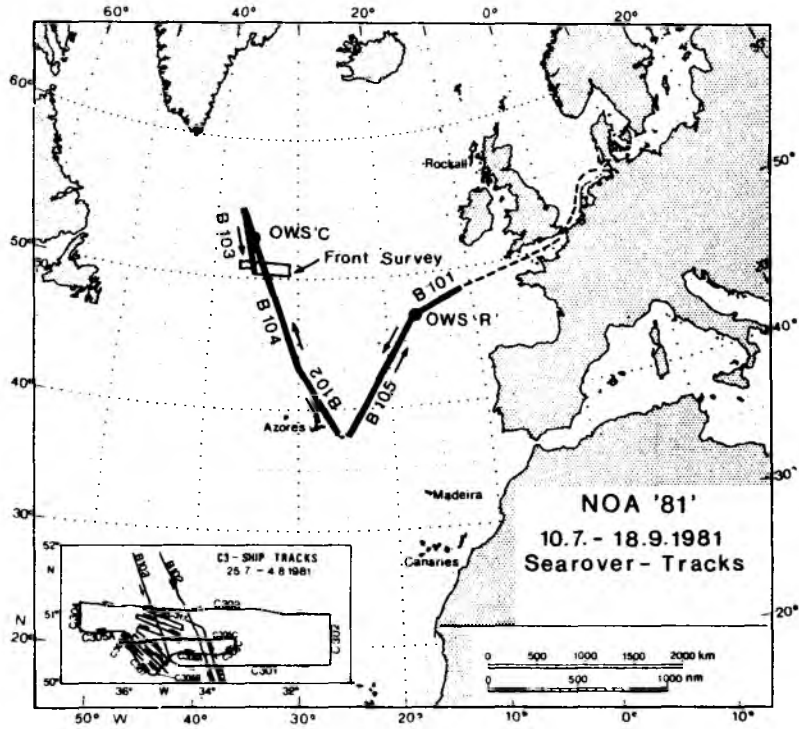


Abb. 7-1 Schiffskurs und Bezeichnung der Schnitte während des SEA-ROVER Experimentes im Sommer 1981 (nach Bauer et.al. (1985))

Die Korrelationen zwischen Oberflächentemperatur und Deckschichttemperatur, die streng genommen nur bei voller Synoptizität ein Maß für die Güte der Fernerkundungsmethode darstellt, zeigen insgesamt eine leichte Unterbestimmung der radiometrischen Temperaturen für Werte $>19^{\circ}\text{C}$ (Abb. 7-2, Tab. 7.1). Die Gründe hierfür können sowohl in der unzureichenden zeitlichen Übereinstimmung gerade im südlichen Teil der Schnitte als auch in einer Unzulänglichkeit des Korrekturalgorithmusses in Gl. 3.6 liegen.

Tab. 7.1

Schnitt	Datum des Überfluges	N	A_0	A_1	R
B102	17.7.-30.7.	823	-0.210	1.023	0.994
B102	25.7.	332	-2.768	1.159	0.938
B102	27.7.	481	-0.339	1.039	0.994
B103	17.7.-30.7.	319	2.098	0.836	0.983
B103	27.7.	119	0.631	0.956	0.992
B103	30.7.	197	2.669	0.799	0.971
B104	17.7.-30.7.	335	-1.785	1.099	0.962
B104	27.7.	291	-1.299	1.089	0.940
B104	2.8.	45	-0.261	1.072	0.945
B104	3.8.	64	1.797	0.922	0.844

N : Anzahl der Wertepaare

A_0 : Achsenabschnitt

A_1 : Steigung

R : Korrelationskoeffizient

Die Korrelation des Schnittes B102 mit der IR-Szene vom 25.7. (Tag 207.7) zeigt ein hohes Maß an Übereinstimmung ($r = 0.938$), obwohl beide

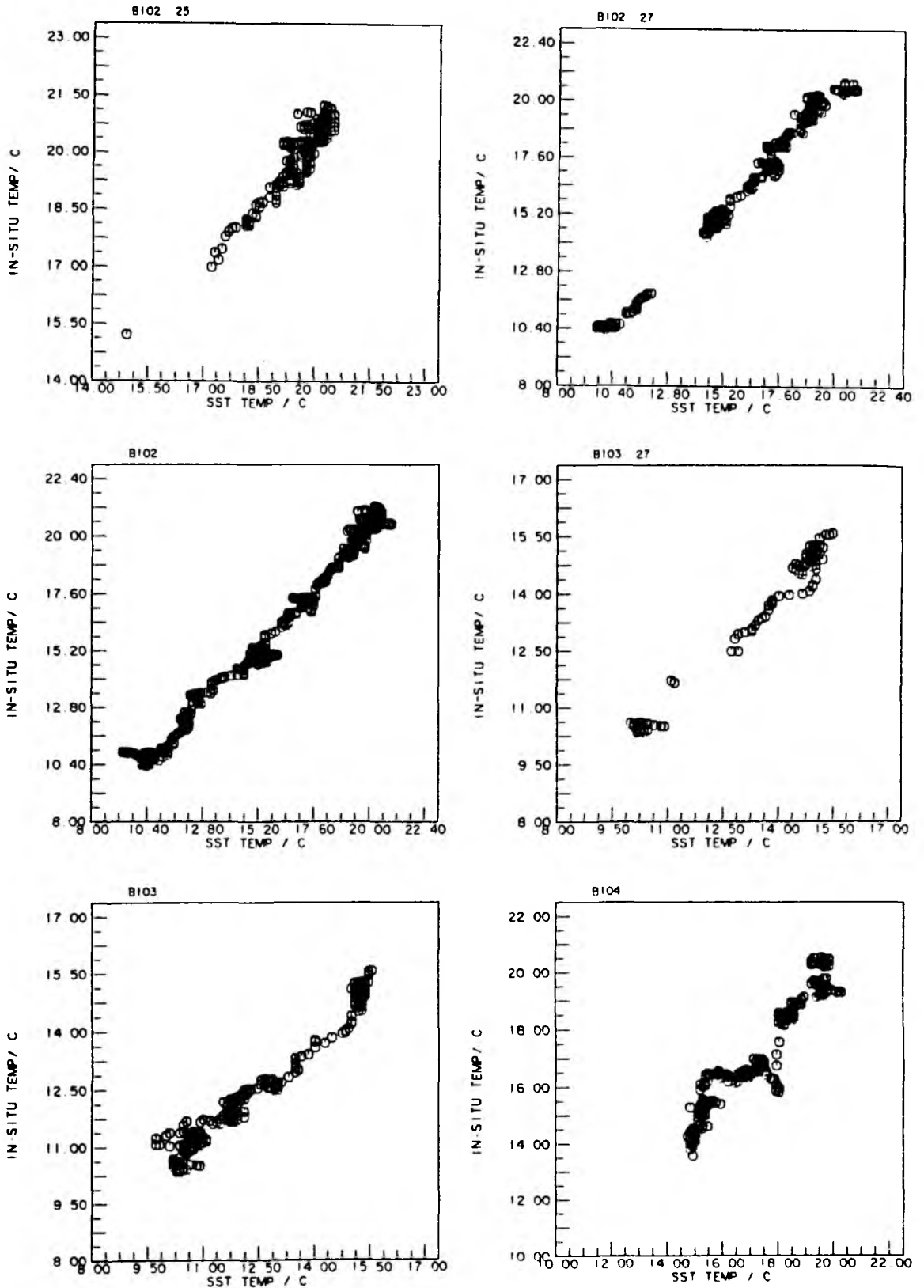


Abb. 7-2 Streudiagramme zwischen Deckschichttemperatur und Oberflächentemperatur der einzelnen IR-Szenen. Bezeichnung des Schnittes sowie Datum des Überfluges sind jeweils angegeben (ohne Tageszahl: mittlere Oberflächentemperaturverteilung 19.7.-30.7.)

Datensätze in einem zeitlichen Abstand von 3.5 - 1.5 Tagen aufgenommen wurden. Die Differenz $T_0 - T_B$ liegt im Durchschnitt bei $-0.5^{\circ}\text{C} - 0.0^{\circ}\text{C}$. Für den 27.7. (Tag 208.7) zeigt der Temperaturvergleich im Bereich zwischen 44°N und 55°N eine hohe Korrelation ($r = 0.994$), wobei lokal jedoch Temperaturdifferenzen von bis zu -1°C auftreten (Abb. 7-3a). Der zeitliche Abstand der Messungen liegt in diesem Fall zwischen 4.5 Tagen im Süden und 1.5 Tagen im Norden. Der schon am 25.7. erkennbare Bereich kälteren Wassers um 19°C bei 45°N wird in den radiometrischen Daten klar wiedergegeben. Dies gilt ebenso für die Zonen scharfer Gradienten bei 49°N sowie 52.7°N . Die stufenförmigen Strukturen zwischen 46°N und 51°N hingegen sind qualitativ zwar erkennbar, zeigen aber lokale Differenzen von bis zu 1°C . Interessant ist dies vor allem in Hinblick darauf, daß zwei Tage vorher in diesem Gebiet eine nahezu vollständige Übereinstimmung der Datensätze bestand. Lediglich ein kleinskaliges Gebiet kälterer Temperatur nördlich 52°N wird nur von den radiometrischen Daten erfaßt. Die zeitliche Differenz von 1.5 Tagen zwischen beiden Meßreihen läßt auf advektive Vorgänge als Erklärung hierfür schließen. Vergleicht man die Deckschichttemperaturen entlang des Schnittes B102 mit dem mittleren Feld der Oberflächentemperatur aus den Szenen von 19.7. bis 30.7. (s. Abb. 6-3), so bestätigt sich das Bild, das sich aus den Vergleichen mit Einzelszenen ergibt (Abb. 7-3b). Der großräumige, stufenförmige Verlauf der Temperatur in der Deckschicht wird vom mittleren Feld mit nur geringen Differenzen ($r = 0.994$) wiedergegeben. Abweichungen sind vor allem in den isothermen Gebieten zwischen den einzelnen Fronten vorhanden. Südlich von 46°N liegt die Oberflächentemperatur im Schnitt 0.3°C unter der Deckschichttemperatur. Nördlich davon, bzw. in Gebieten mit $T_0 < 19^{\circ}\text{C}$ ist hingegen keine durchgehende Abweichung beider Datensätze erkennbar. Die extreme Abweichung von $T_0 - T_B = -1.3^{\circ}\text{C}$ bei 53°N ist dabei durch eine kleinräumige Oberflächentemperaturvariation bei 53°N , 36°W in Abb. 6-3 erklärbar, die von den hydrographischen Messungen nicht oder nur teilweise erfaßt wurde.

Ein halbwegs synoptischer Vergleich kann zwischen den in-situ-Daten längs des Schnittes B103 und der IR-Szene vom 27.7. (Tag 208.7) ange stellt werden (Abb. 7-4a). Zum Zeitpunkt des Überflugs liegt die Dif-

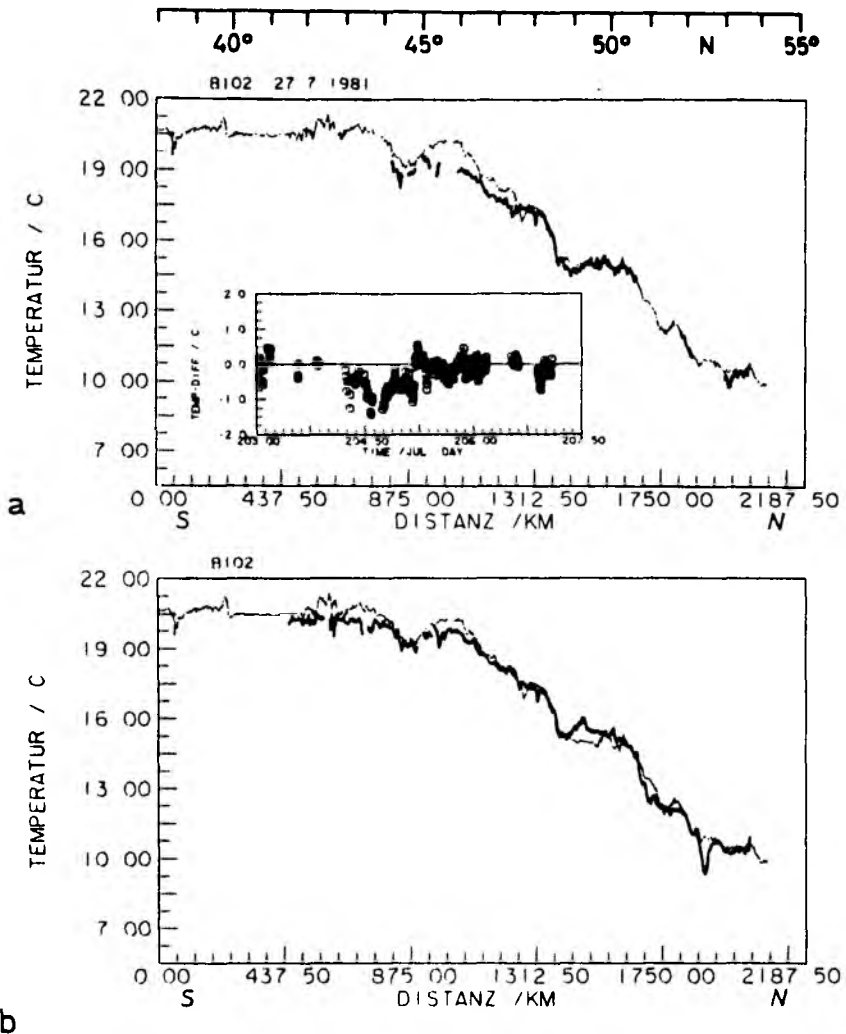


Abb. 7-3 a-b Deckschichttemperatur entlang des Schnittes B102 (dünn) und Oberflächentemperatur vom 27.7.1981 (a) sowie mittlere Oberflächentemperatur vom 19.7.-30.7. (b) (durchgezogen). Kleines Bild: Temperaturdifferenz über der Zeit.

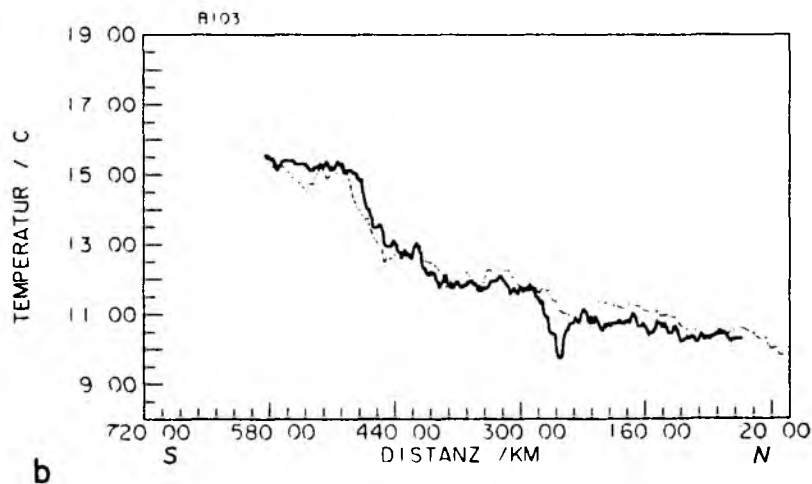
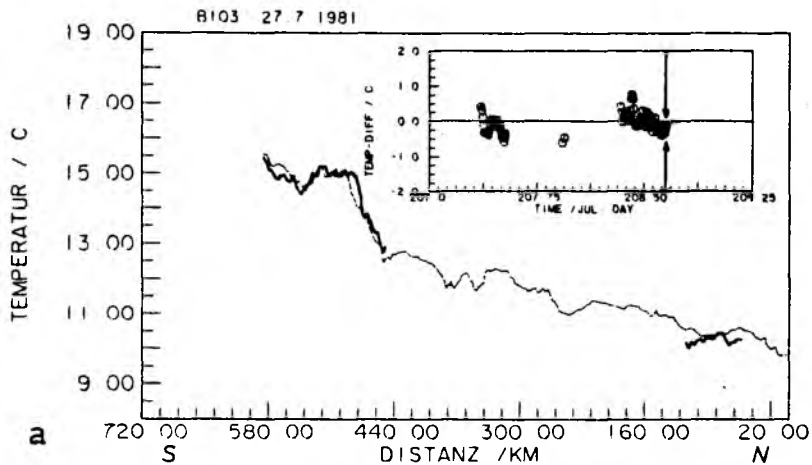


Abb. 7-4 a-b Deckschichttemperatur entlang des Schnittes B103 (dünn) und Oberflächentemperatur vom 27.7.1981 (a) sowie mittlere Oberflächentemperatur vom 19.7.-30.7. (b) (durchgezogen)

ferenz $T_0 - T_B$ bei -0.1°C . Im Bereich der Polarfront werden die Deckschichtverhältnisse dabei gut wiedergegeben. Nördlich der Front liegen die Temperaturdifferenzen $T_0 - T_B$ bei $\pm 0.25^\circ\text{C}$ für den Vergleich des Schnittes B103 mit dem mittleren Oberflächentemperaturfeld vom 19.7. bis 30.7. (Abb. 7-4b), wobei lediglich der Abschnitt zwischen Kilometer 125 und 300 tendenziell höhere Differenzen zeigt. Da dieser Abschnitt jedoch bei der Berechnung des mittleren Feldes fast ausschließlich von der IR-Szene vom 19.7. bestimmt wird und somit zeitlich 9 Tage vor den in-situ-Daten aufgenommen wurde, ist die fehlende Synoptizität als Ursache anzunehmen.

Ein Vergleich des Schnittes B104 vom 5.8. bis 8.8. mit IR-Szenen gestaltet sich schwierig, da keine einigermaßen synoptischen Beobachtungen vorhanden sind. Lediglich kleine wolkenfreie Einblicke in der IR-Szene vom 2.8. (nicht gezeigt) zeigen eine gute Wiedergabe der Deckschichtverhältnisse ($r = 0.945$). Der Vergleich mit dem mittleren IR-Feld vom 19.7. bis 30.7. belegt jedoch, daß im mesoskaligen Bereich (~ 50 km) Differenzen von bis zu 3°C auftreten (Abb. 7-5).

Zusammenfassend zeigt der Vergleich entlang der langen Schnitte, daß auch bei einer zeitlichen Mittelung der IR-Szenen über 14 Tage ein quasi-synoptisches Bild der Deckschichttemperatur im Bereich zwischen 40°N und 55°N und östlich von etwa 40°W erstellt werden kann. Eine Extrapolation eines solchen Feldes auf weitere 14 Tage führt dann jedoch zu keiner befriedigenden Übereinstimmung mit in-situ-Messungen.

7.2. Frontvermessung 1981

Der Schiffskurs und die Bezeichnung der einzelnen Schnitte während der Frontvermessung vom 27.7. bis 4.8.1981 sind in Abb. 7-6 wiedergegeben. Aufgrund ungünstiger Wetterverhältnisse in der Zeit vom 31.7. bis 3.8. konnten die Schnitte C307 - C310 nur unvollständig vermessen werden bzw. die Deckschicht wurde vom Schleppfisch nicht erreicht. Sie sind daher in den folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt. Die Daten des Schnittes C314 konnten aus technischen Gründen nicht analysiert

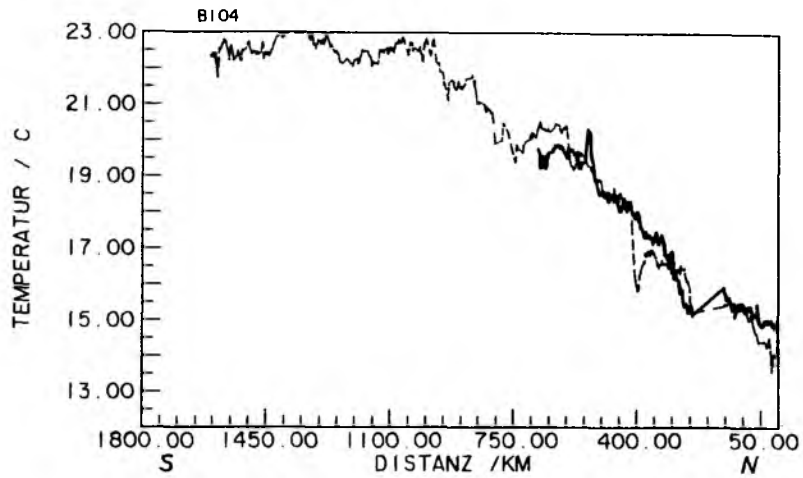


Abb. 7-5 Deckschichttemperatur entlang des Schnittes B104 (dünn) und mittlere Oberflächentemperaturverteilung vom 19.7.-30.7. (durchgezogen)

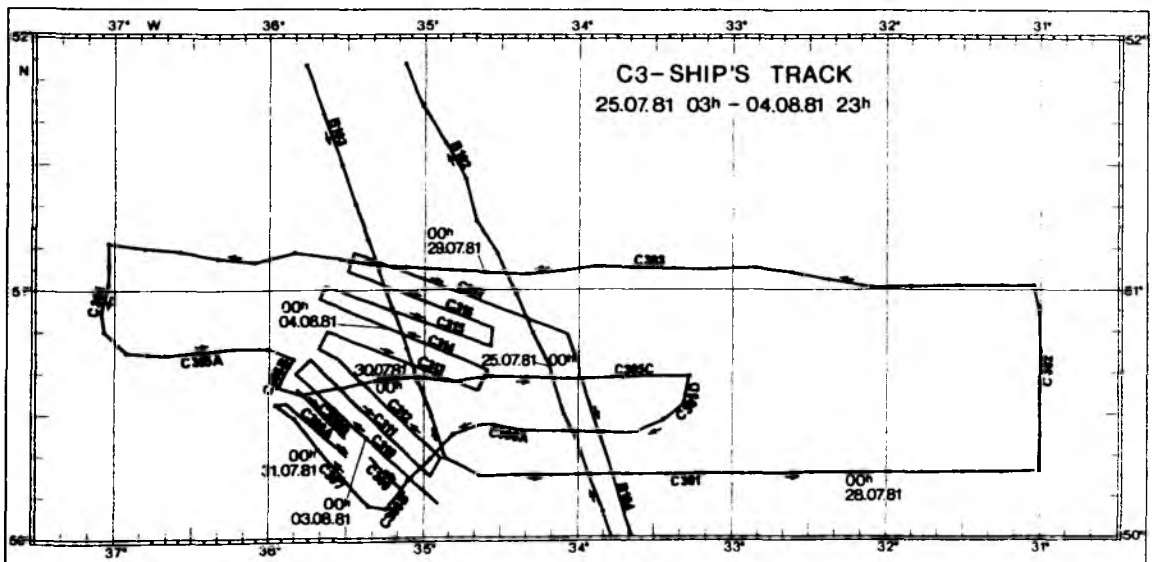


Abb. 7-6 Schiffskurs und Bezeichnung der Schnitte während der SEA-ROVER Frontvermessung 1981 (aus: Bauer et.al. (1985))

werden. Die Temperaturverteilung im Druckniveau 20 hPa, die aus den Schleppfischdaten gewonnen wurde, ergibt sich aus Abb. 7-7a. Die Daten wurden dabei mittels einer objektiven Analyse auf ein 10 x 10 km Gitter interpoliert (Bauer et.al., 1985). Die Abbildung zeigt hohe Temperaturen ($> 14^{\circ}\text{C}$) (verbunden mit salzreichem Wasser (s. Fischer, 1986)) im Südosten, an den sich westlich von etwa 35°W eine Region kalten (und salzarmen) Wassers mit Temperaturen bis $< 12^{\circ}\text{C}$ anschließt. Dazwischen befindet sich ein Gebiet starker Thermoklinität, wie aus der Temperaturverteilung auf der Dichtefläche $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ hervorgeht (siehe Bauer et.al., 1985). Zum Vergleich der örtlichen Auflösungen ist in Abb. 7-7b auch die entsprechende Isolinien-darstellung des Oberflächen-temperaturfeldes vom 30.7. wiedergegeben. Daraus ergibt sich ein wesentlich klareres Bild der Frontenanordnungen. Für den Temperaturvergleich wurden die NOAA-7 IR-Szenen von 20.7., 27.7. und 30.7. sowie der Morgen-Überlauf von NOAA-6 am 27.7. verwendet. In Abb. 5-5b und Abb. 7-8 bis 7-10 sind die Helligkeitstemperaturen des Kanal 4 für die Szenen an diesen Tagen wiedergegeben. Diese Darstellung wurde gewählt, da die Strukturen wesentlich klarer hervortreten als bei den Oberflächentemperaturbildern, die durch die Prozedur der atmosphärischen Korrektur ein höheres Rauschniveau besitzen. Die Vergleiche mit den in-situ-Temperaturen wurden jedoch mit den korrigierten Werten durchgeführt. Die Auflösung der Bildausschnitte beträgt 1.2 km / Pixel . Die Diskussion der IR-Szenen beschränkt sich dabei im wesentlichen auf den für den Vergleich mit den in-situ-Daten relevanten Bereich. In Abb. 7-9 ist zur Orientierung der Schiffskurs mit eingezeichnet.

Die IR-Szene vom 20.7. (Abb. 5-5b) ist teilweise durch eine positive Temperaturanomalie maskiert, die auf den Einfluß eines atmosphärischen Hochdruckrückens zurückzuführen ist. Dieses Beispiel wurde bereits im Detail in Kapitel 5. diskutiert. Es zeigen sich zwei Paare von mesoskaligen Wirbeln bzw. Mäandern mit Durchmessern von je $100 - 150 \text{ km}$, die zonal entlang 51°N angeordnet sind. Besonders ausgeprägt ist das Wirbelpaar zwischen 31°W und 34°W , das sich auf allen IR-Szenen dieses Zeitraumes als markanteste Struktur wiederfindet. Trotz der Maskierung ist zu erkennen, daß sich eine durchgehende Temperaturfront zwischen

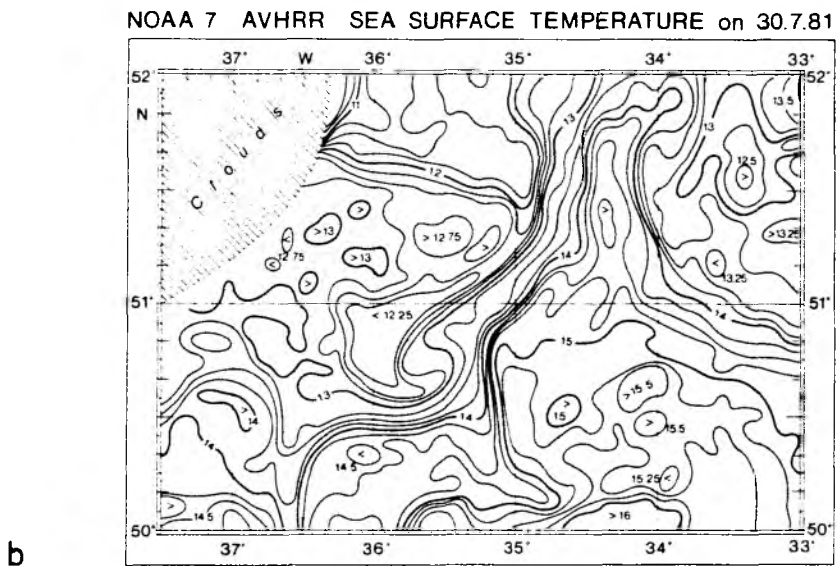
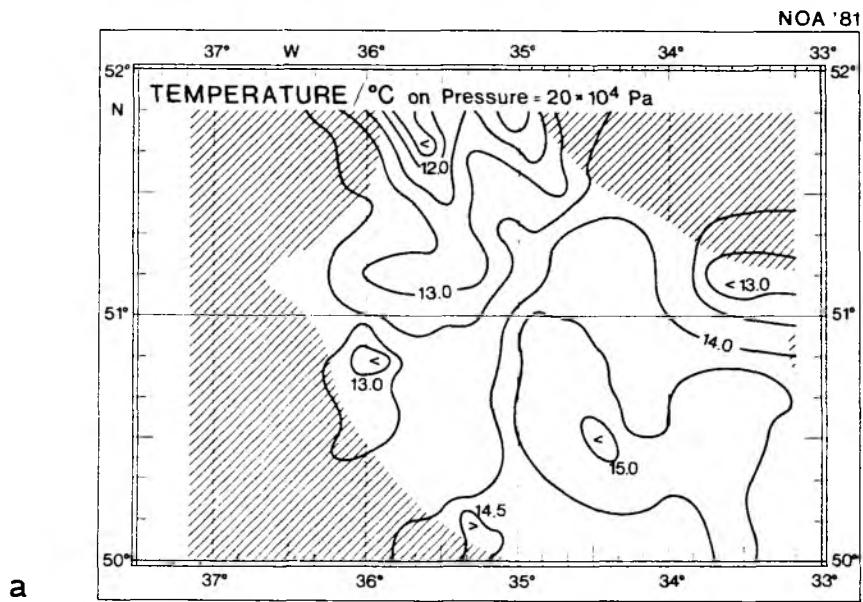


Abb. 7-7 Temperaturverteilung auf $20 \cdot 10^4$ Pa aus in-situ Messungen (a) und Oberflächentemperaturverteilung am 30.7.1981 aus N-7 AVHRR Daten (b)

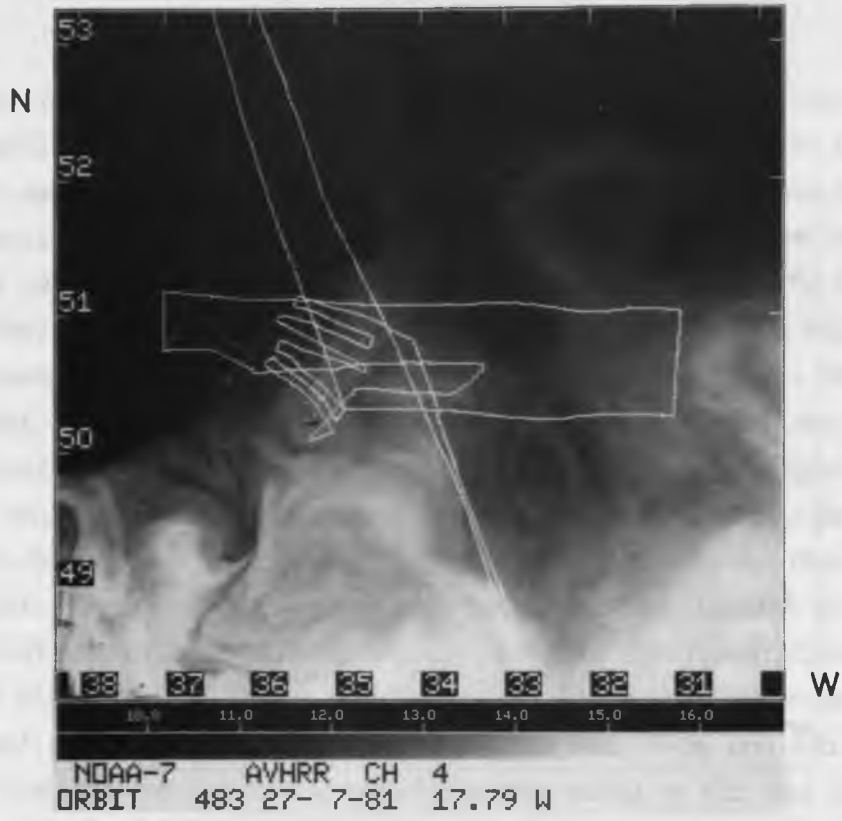


Abb. 7-8 Helligkeitstemperatur des N-7 AVHRR Kanal 4 27.7.1981

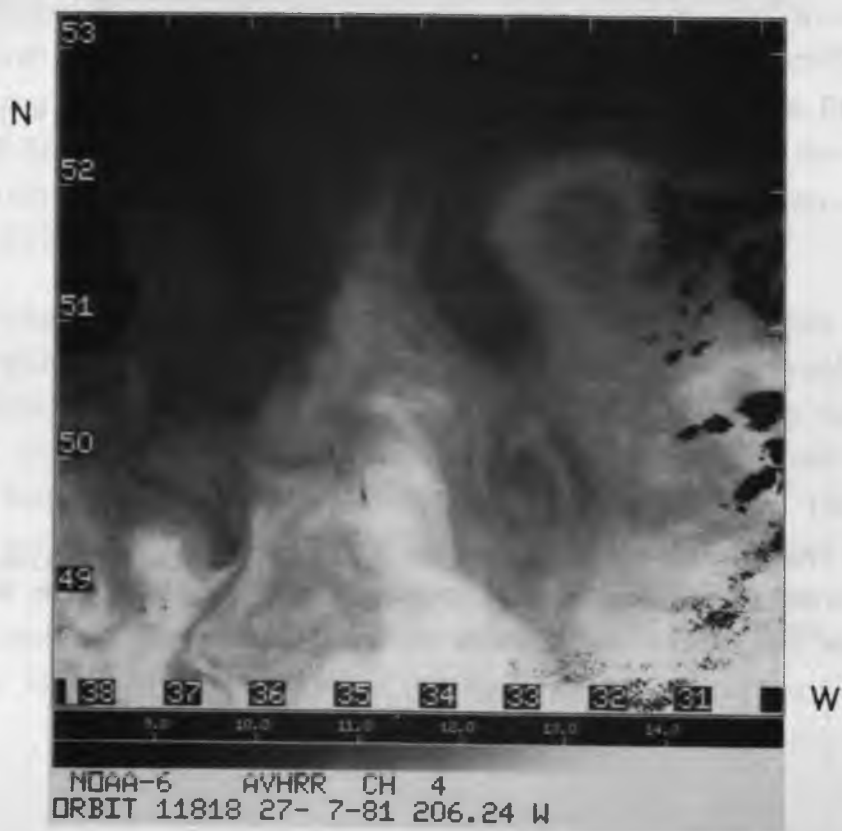


Abb. 7-9 Helligkeitstemperatur des N-6 AVHRR Kanal 4 27.7.1981

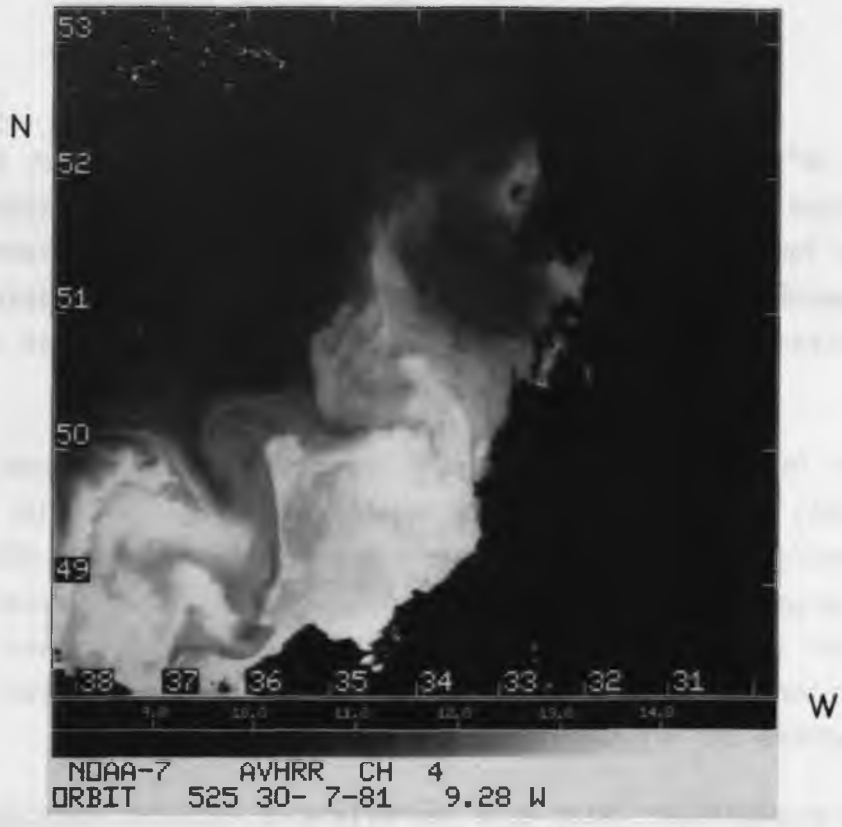


Abb. 7-10 Helligkeitstemperatur des N-7 AVHRR Kanal 4 30.7.1981

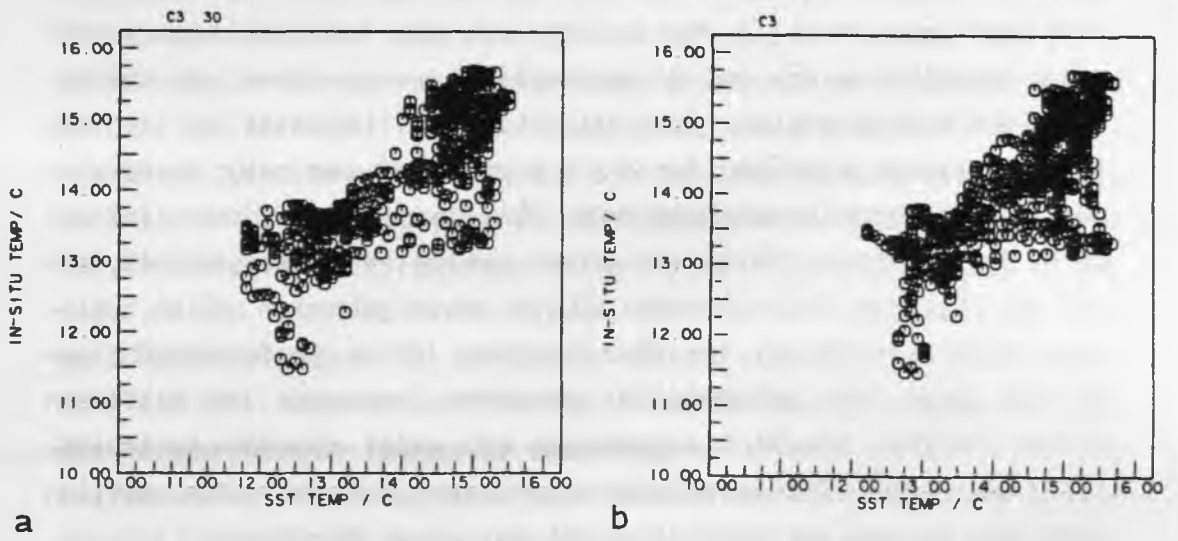


Abb. 7-11 Streudiagramm zwischen Deckschichttemperatur während der Frontvermessung und Oberflächentemperatur am 30.7.1981 (a) sowie mittlerer Oberflächentemperaturverteilung (19.7. - 30.7.) (b).

50°N, 36°W und 51°N, 35°W gebildet hat. Bei 51°N befindet sich eine Introsion kalten Wassers. Südwestlich davon zeigen sich Instabilitäten in der Front, die jedoch nahe an der Grenze des geometrischen Auflösungsvermögens liegen. Bei 50°N ist eine Vielzahl von kleinskaligen Strukturen in der Größenordnung von ca. 30 km im Durchmesser zu erkennen.

Sieben Tage später hat sich eine durchgehende Zunge warmen Wassers gebildet, die bis 52°N, 34,5°W reicht (Abb. 7-8, 7-9). Die Lage der mesoskaligen Wirbel hat sich nicht wesentlich verändert. Südlich von 50°N zeigt sich der Beginn des Aufspulens eines antizyklonalen Wirbels zwischen 33°W und 35°W. Im Detail wird die Entwicklung dieser Strukturen in Verbindung mit der Verfolgung von satellitengeorteten Driftern von Hardtke und Meincke (1984) diskutiert.

Der Frontalbereich zeigt eine mäandrierende Struktur zwischen 50.5°N und 51.5°N mit Wellenlängen von etwa 20 km, die auch als beginnende Kaltwasser-Introsion gedeutet werden kann und sich bis zum 30.7. noch verstärkt (Abb. 7-10). Gleichzeitig hat sich ein dünnes Band kalten Wassers ausgebildet, das westlich der Front nach Süden hin orientiert ist und sich bei 50.5°N, 35.5°W mit zyklonalem Drehsinn aufspult. Der maximale Temperaturgradient hat sich dadurch nach Osten hin verschoben und weist eine Nord-Süd Ausrichtung auf. Der Frontenbereich selber zeigt detaillierte Mäander mit Wellenlängen von ca. 10 km, was dem Abstand der hydrographischen Schnitte entspricht. Insgesamt hat sich die Warmwasserzunge gegenüber dem 27.7. abgeschwächt und zeigt keine einheitliche Temperaturverteilung mehr. Östlich der Zunge haben sich bei 52°N, 33.5°W schmale Bänder von warmen und kaltem Wasser gebildet, die auf ein mögliches Abschnüren des südlich davon gelegenen kalten zyklonalen Wirbels hindeuten. Das Streudiagramm, in der die Deckschichttemperatur gegen die radiometrisch gewonnene Temperatur des mittleren Feldes vom 19.7. bis 30.7. aufgetragen ist, zeigt eine hohe Variabilität (Abb. 7-11). Der Korrelationskoeffizient ist mit 0.768 deutlich niedriger als bei den Vergleichen mit den langen Schnitten.

Tab. 7.2

Schnitt	Datum des Überfluges	N	A_0	A_1	R
C3	17.7.-30.7.	878	2.950	0.782	0.768
C3	27.7.	772	3.485	0.756	0.703
C3	30.7.	724	3.229	0.772	0.808
C3	2.8.	20	-5.155	1.408	0.671

N : Anzahl der Wertepaare

A_0 : Achsenabschnitt

A_1 : Steigung

R : Korrelationskoeffizient

Außer der breiten Streuung um die Linie idealer Korrelation ist in Abb. 7-11 die hohe Streuung der IR-Temperaturen im Bereich von 13° - 14°C der Deckschichttemperatur bemerkenswert. Diese Streuung ist vor allem auf das Gebiet der kleinräumigen Frontvermessung (Schnitte C311 - C317) zurückzuführen, bei der der zeitliche Versatz der Meßreihen 4 - 6 Tage betrug.

Die zonalen Schnitte zwischen 31°W und 37°W wurden zwischen dem 27.7. und dem 30.7. vermessen und können daher direkt mit den IR-Szenen dieser beiden Tage korreliert werden. Synoptizität besteht dabei für den Vergleich mit der Szene vom 27.7. auf Schnitt C301 bei Kilometer 71 (Abb. 7-12a) und für den Vergleich mit der Szene vom 30.7. auf Schnitt C306 bei Kilometer 55. Die Temperaturdifferenz $T_0 - T_B$ beträgt dabei -0.2°C bzw. -0.4°C . Der südlichste Schnitt C301 vom 27.7./28.7. zeigt eine gute Übereinstimmung für den 27.7., während dies für den 30.7. nicht mehr zutrifft. Bemerkenswert ist die räumliche Übereinstimmung der Lage des Ringes höherer Temperatur bei $50^{\circ}15'\text{N}$, $33^{\circ}40'\text{W}$ in Abb. 7-9, die bei Kilometer 150 in dem Schnitt zu erkennen ist. Der nördliche zonale Schnitt C303 gibt den Wechsel zwischen Kalt- und Warmwasserzungen prin-

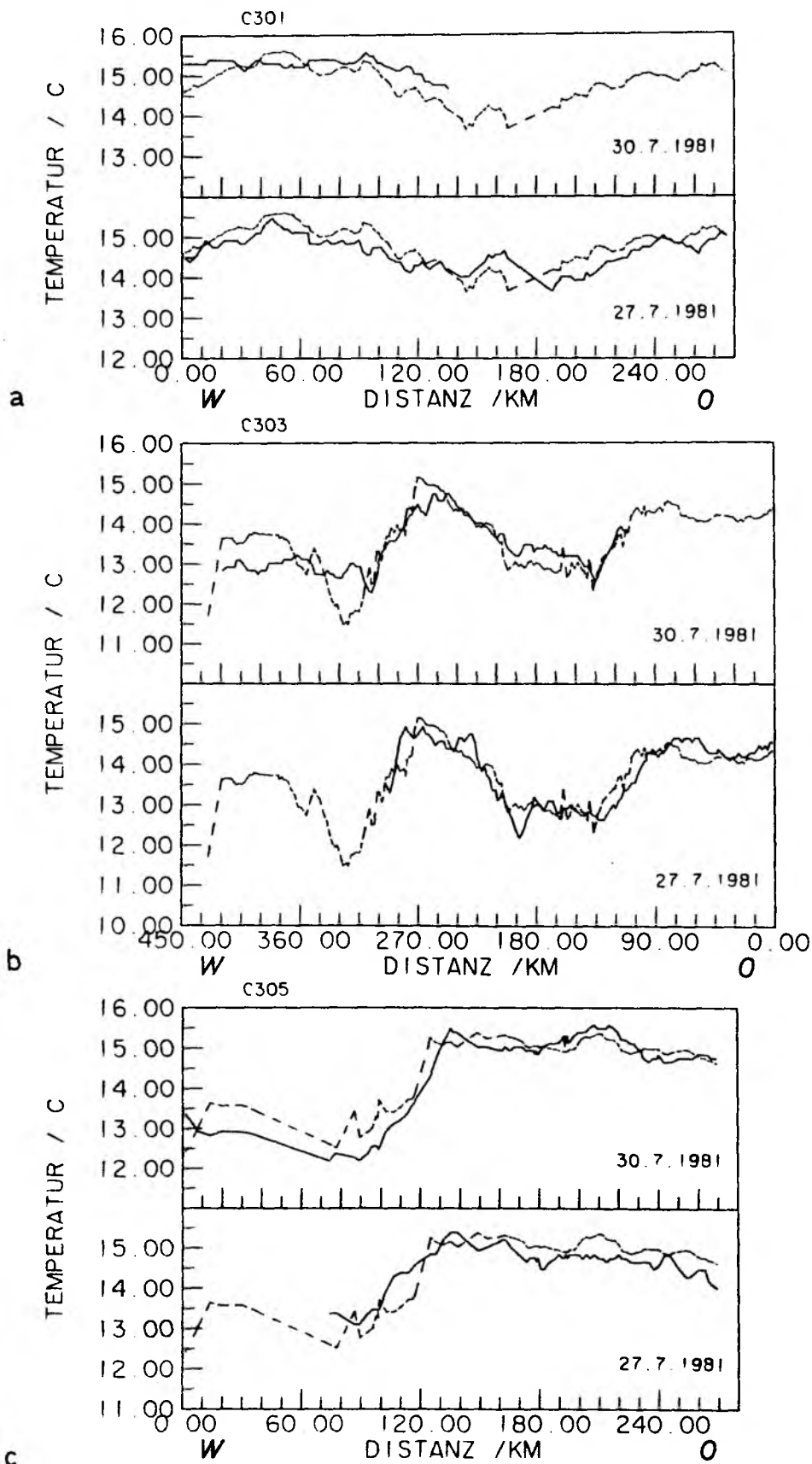


Abb. 7-12 a-c Deckschichttemperatur (gestrichelt) und Oberflächentemperatur am 27.7 und 30.7. (durchgezogen) entlang der Schnitte C301 (a), C303 (b) und C305 (c).

ziell wieder (Abb. 7-12b). Die Stauchung des zonalen Durchmessers des kalten Mäanders bei 51°N , 33.5°W in Abb. 7-13 sowie die Abflachung des Gradienten im Westen der Warmwasserzunge bei 34.5°W zum 30.7. hin (Abb. 7-10) wird durch den Vergleich mit den am 28./29.7. gewonnenen in-situ-Daten bestätigt (Kilometer 0 bis 225). Westlich der Front (ab km 300) kann keine Übereinstimmung der Datensätze festgestellt werden. Das schmale Band kalten Wassers, das sich am 30.7. gut erkennbar nach Südwesten hin erstreckt, wurde bei den in-situ-Messungen des 29.7. noch weiter westlich angetroffen (Kilometer 300 - 330). Einen weiteren zonal orientierten Vergleich bietet der Schnitt C305 auf $50^{\circ}40'\text{N}$ (Abb. 7-12c). Der erste Teil des Schnittes bis Kilometer 120 ist nur durch wenige in-situ-Messungen belegt. Der Bereich stärkster Gradienten bei Kilometer 170, gemessen am 30.7., 0:00h, deckt sich gut mit den 16 Stunden später aufgezeichneten IR-Daten. Dies gilt im gleichen Maße für das Zentrum der Warmwasserzunge bei Kilometer 220. Gegenüber dem 27.7. wird die Aufsteilung des Gradienten an der Front sowie die Ausbildung der Warmwasserintrosion bei Kilometer 220 deutlich. Die Verlagerung des Bereiches stärkster Gradienten im südlichen Teil der Front zwischen 50°N und $50^{\circ}45'\text{N}$ in der folgenden Zeit bis zur Vermessung entlang der hydrographischen Schnitte am 3.8. und 4.8. wird aus Abb. 7-13 und Abb. 7-14 deutlich. Die Zeit zwischen der Aufnahme der IR-Daten (27.7. und 30.7.) und den in-situ-Messungen war meteorologisch gekennzeichnet durch Windgeschwindigkeiten von ca. 15 m s^{-1} . Während bei der fast synoptischen Aufnahme des Schnittes B103 und der IR-Szene vom 27.7. sowie des Schnittes C305 und der IR-Szene vom 30.7. die Lage der maximalen Gradienten der Temperaturen übereinstimmen (Abb. 7-4a, 7-12c) ist dies für die Schnitte C311 bis C313 nicht der Fall. Die in-situ-Temperaturen dieser Schnitte zeigen im Gegensatz zu den IR-Temperaturen keinen scharfen Gradienten. Das gleiche gilt für die Temperatur auf der $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ (s. Abb. 7-15). Erst auf höheren Dichteflächen stimmen in-situ-Temperaturgradient und IR-Temperaturgradient wieder überein. Die schraffierten Flächen in Abb. 7-14 geben die Zonen maximaler Thermoklinität auf den Dichteflächen zwischen $\sigma_t = 26.3 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ wieder. Ein Beispiel für die Temperaturverteilung auf

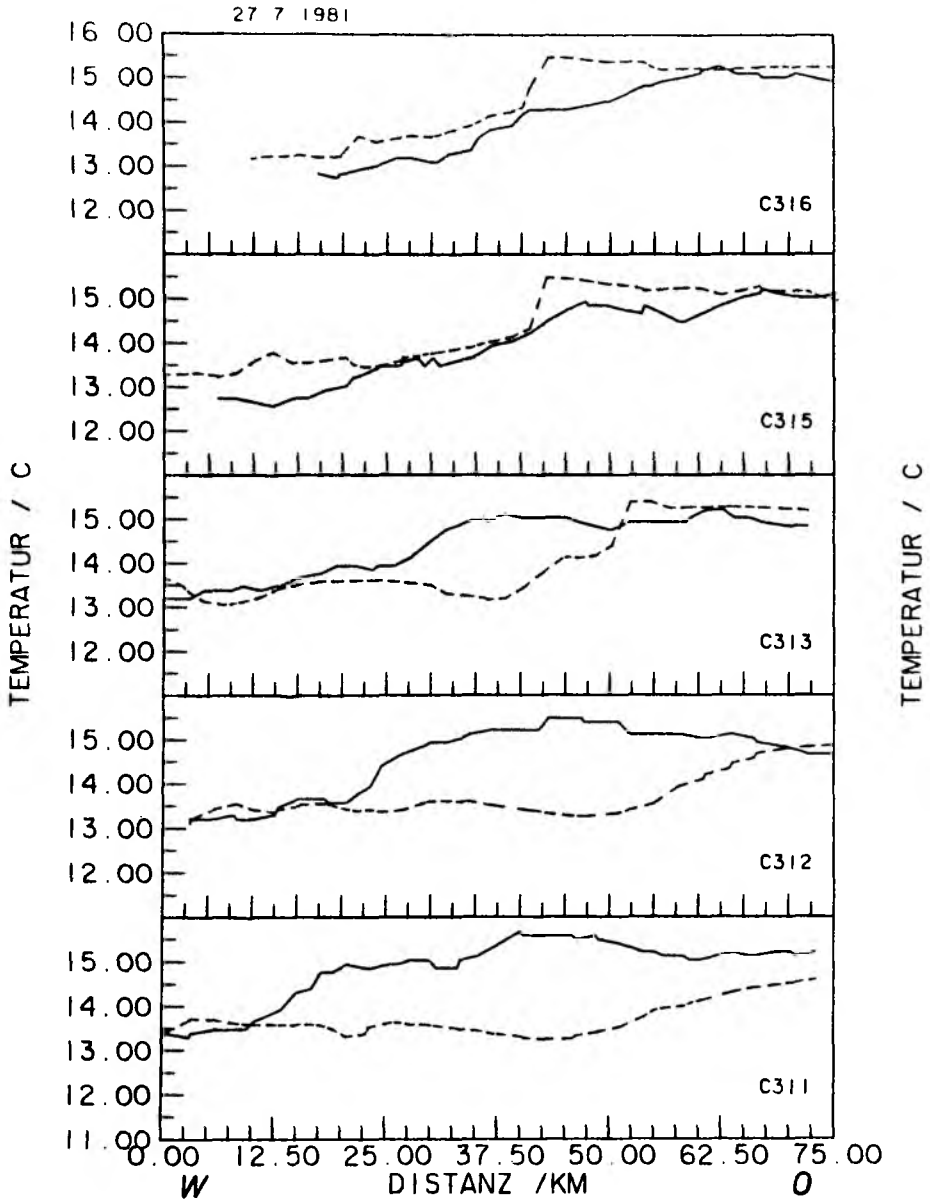
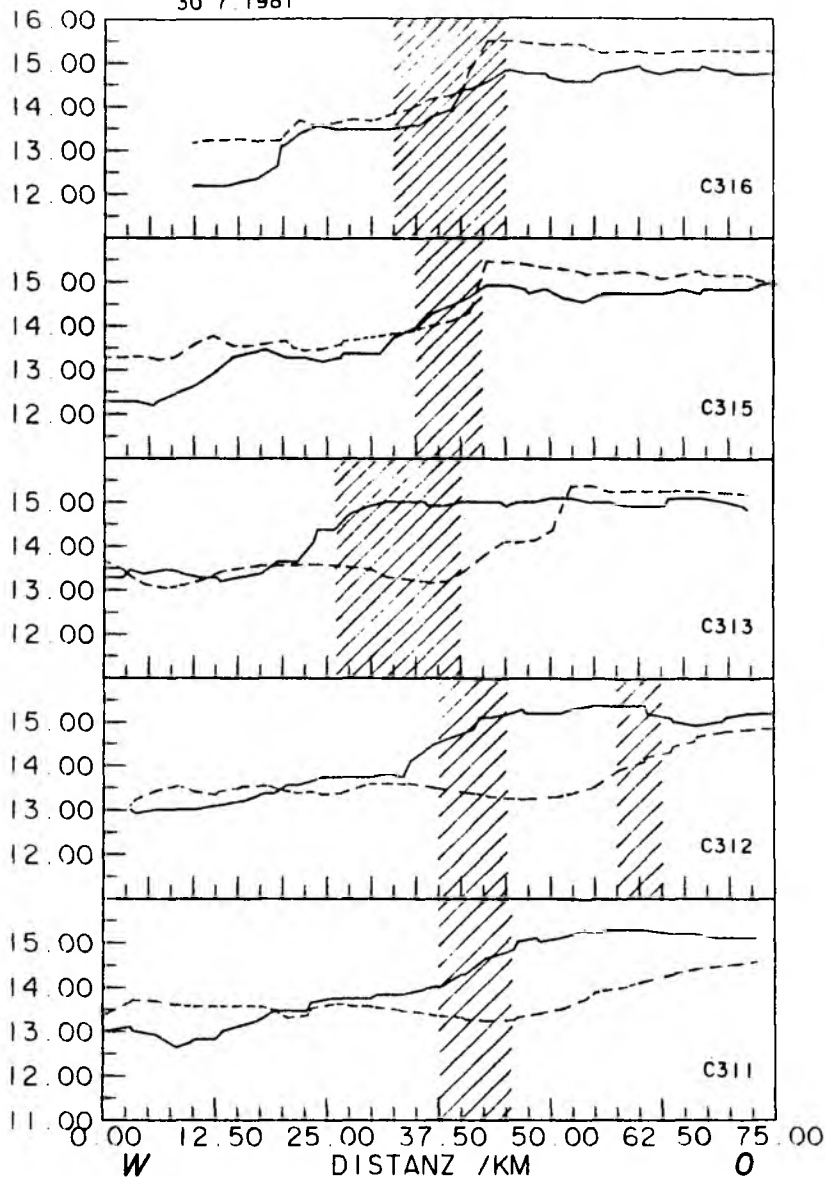


Abb. 7-13 Deckschichttemperatur (gestrichelt) und Oberflächentemperatur (durchgezogen) am 27.7. entlang der Schnitte C311-C316

Abb.

30.7.1981



- 86 -

7-14 analog zu Abb. 7-13, für den 30.7.
 Schraffierte Flächen: Zonen maximalen Temperaturgradienten bei
 $26.3 < \sigma_t < 26.8 \text{ kg m}^3$

Dichteflächen ist in Abb. 7-15 wiedergegeben (Schnitt C312). Dabei zeigen sich thermohaline Introsionen, die gegenüber den Isopyknen geneigt sind (Fischer, 1986). Bis zum 2.8. hat sich das Gebiet kalten Wassers nach Südosten hin ausgebreitet und die Temperaturfront liegt südöstlich der Schnitte. Diese ostwärtige Verlagerung der Front in den IR-Daten vom 27.7. bis zum 2.8. erklärt die Diskrepanz zwischen Oberflächentemperatur und Deckschichttemperatur entlang der südlichen Schnitte C311 - C313. Der Schnitt C313 zeigt in den in-situ-Daten den Frontbereich, der jedoch gegenüber der Oberflächentemperatur um 25 km nach Osten hin verschoben ist. Dies entspricht einer ostwärtigen Geschwindigkeit von ca. 7 cm s^{-1} . Nimmt man den räumlichen Abstand des maximalen Gradienten entlang der Schnitte C305 und C313 hinzu, die räumlich fast parallel, aber mit $4\frac{3}{4}$ Tagen Zeitdifferenz vermessen wurden, so ergibt sich rein aus den Deckschichtstemperaturen eine ostwärtige Verlagerung der Front um 25.8 km, entsprechend 6.5 cm s^{-1} . Berücksichtigt man als dritten Punkt, daß die Lage des maximalen Gradienten der Deckschichttemperatur im Schnitt C305 16 Stunden vor der Aufnahme der IR-Szene ca. 5 km westlich des maximalen Gradienten der Oberflächentemperatur liegt (Abb. 7-12c), so ergibt sich aus allen drei Punkten das Bild einer ostwärtigen Verschiebung der Front im Deckschichtbereich mit ca. 6.5 cm s^{-1} . Die beiden nördlichen Schnitte C315 und C316 sowie der hier nicht gezeigte Schnitt C317 zeigen eine räumlich fast identische Lage der Front mit der IR-Szene vom 30.7. Auffällig ist, daß sich das schmale Band kalten Wassers westlich der Front am 30.7. in keinem der hydrographischen Schnitte wiederfindet. Dieses Band ist für die großen Temperaturdifferenzen zwischen Kilometer 0 und 25 entlang der Schnitte in Abb. 7-14 verantwortlich. Drei Tage zuvor ist es in der IR-Szene vom 27.7. noch nicht zu erkennen. Die Vermutung liegt nahe, daß das Aufspulen dieses Kaltwasserbandes bei $50^{\circ}40' \text{N}$, $36^{\circ}40' \text{W}$ für die ostwärtige Verlagerung der Front im südlichen Teil des Vermessungsgebietes verantwortlich gemacht werden kann. Gleichzeitig ist damit die Stationarität im nördlichen Teil erklärbar. Die von Bauer et.al. (1985) analysierten Oberflächenströmungen aus EM-Log-Messungen decken sich in den groben Strukturen mit diesem Bild, ohne daß die kleinskalige

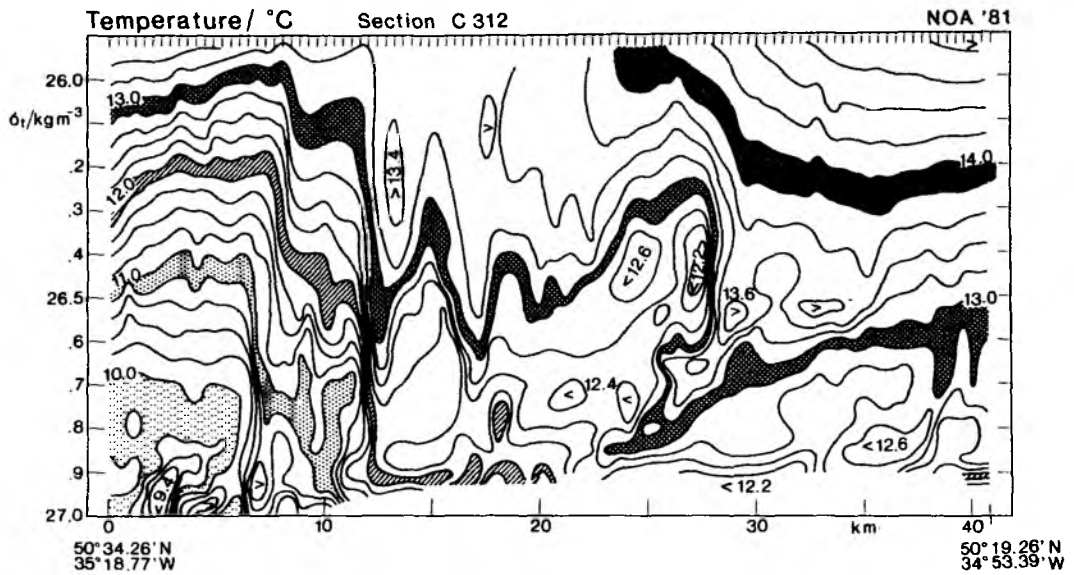


Abb. 7-15 Temperatur auf Dichteflächen längs des östlichen Teiles von Schnitt C312 (aus: Fischer (1986))(entspricht km 35 - 75 in Abb. 7-14).

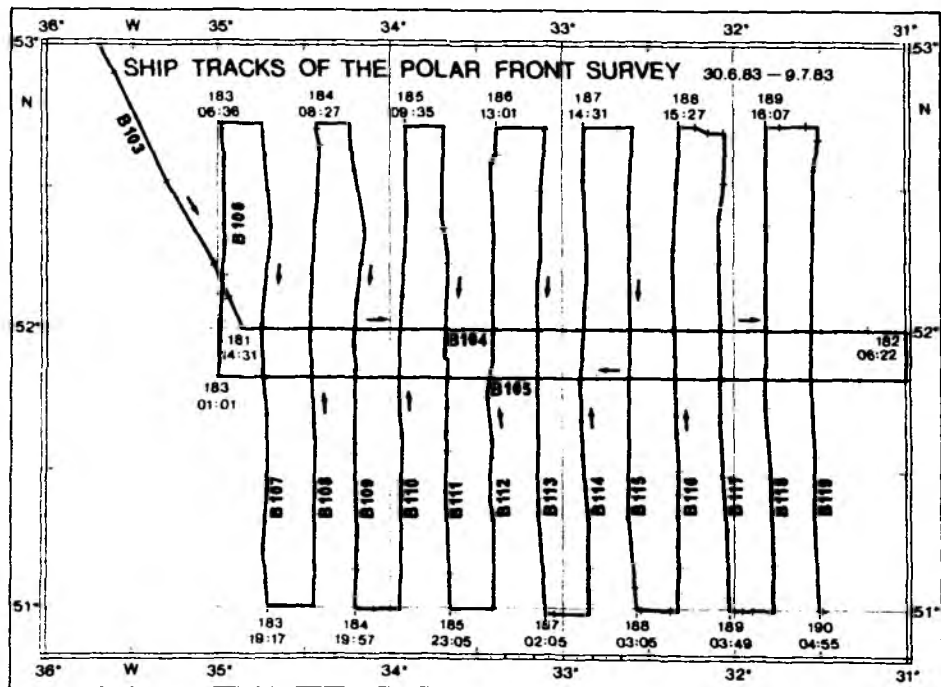


Abb. 7-16 Schiffskurs und Bezeichnung der Schnitte während der SEA-ROVER Frontvermessung 1983 (nach Fiekas (1987))

Struktur des Kaltwasserbandes in ihnen erkennbar ist. Im südlichen Teil der Front zeigen sich nach diesen Analysen zonale Strömungen mit Geschwindigkeiten bis ca. 50 cm s^{-1} , während nördlich von $50^{\circ}30' \text{ N}$ meridionale Geschwindigkeiten bis ca. 20 cm s^{-1} vorherrschen. Die gute Übereinstimmung der Lage maximaler Thermoklinität in den Schnitten C311 und C312 auf Dichteniveaus größer $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ mit der Lage des maximalen Temperaturgradienten in der IR-Szene vom 30.7. und das gleichzeitige Fehlen des ausgeprägten Gradienten in den Temperaturen des oberen Umkehrpunktes legt den Schluß nahe, daß die große Differenz, die sich in dem Vergleich zwischen Deckschichttemperatur und Oberflächentemperatur gezeigt hat, auf den Bereich der durchmischten Deckschicht beschränkt ist. Unterhalb von Isopyknen $> \sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$, die bei etwa $25 - 30 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ lagen, ist auch am 3.8. die Lage maximaler Thermoklinität fast identisch mit der Lage der Front an der Oberfläche am 30.7. Im Bereich der frontenparallelen Oberflächenströmung nördlich von $50^{\circ}40' \text{ N}$ ist die räumliche Übereinstimmung von maximalem Gradienten in den IR-Daten, der Deckschicht und den tiefen Schichten zumindestens tendenziell erkennbar.

7.3. Frontvermessung 1983

Im Gegensatz zu der Frontvermessung 1981 wurde 1983 ein regelmäßiges Meßgitter abgefahren, daß im wesentlichen aus 14 Nord-Süd Schnitten im Abstand von ca. 10 sm bestand (Abb. 7-16). Die Messungen wurden vom 30.6. bis 9.7. durchgeführt. Für den Vergleich mit IR-Daten konnten nur die Überflüge von NOAA-7 am 1.7. und am 7.7. verwendet werden, da eine fast vollständige Wolkenbedeckung während der restlichen Zeit einen weiteren Einblick in das Vermessungsgebiet verhinderte. In Abb. 7-17 und 7-18 sind die Helligkeitstemperaturen des Kanals 4 für die beiden Überläufe wiedergegeben. Deutlich erkennbar ist eine mesoskalige Mäanderstruktur der Temperaturverteilung mit einer Wellenlänge von ca. 300 km wie auch aus den großräumigen Kompositionen (Abb. 6-6a) zu erkennen ist. Zusätzlich ist ein antizyklonaler warmer Wirbel sichtbar, dessen Zentrum bei etwa $52^{\circ}30' \text{ N}$, 33° W liegt. Auf diese Antizyklone wird später noch eingegangen.

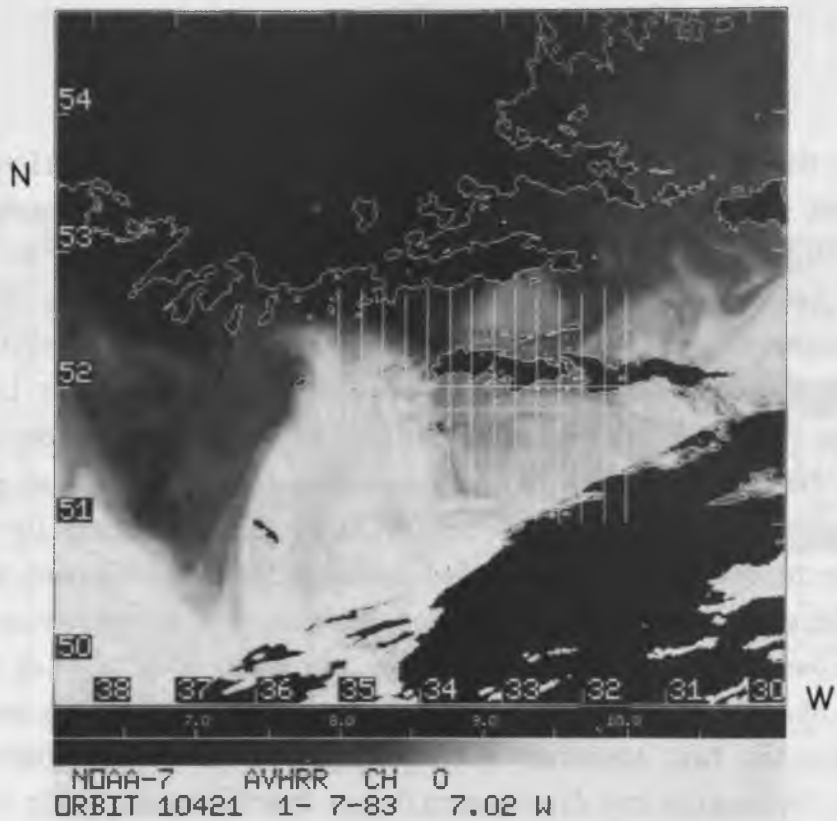


Abb. 7-17 Helligkeitstemperatur des N-7 AVHRR Kanal 4 1.7.1983
Zusätzlich ist der Schiffskurs eingezeichnet (idealisiert)

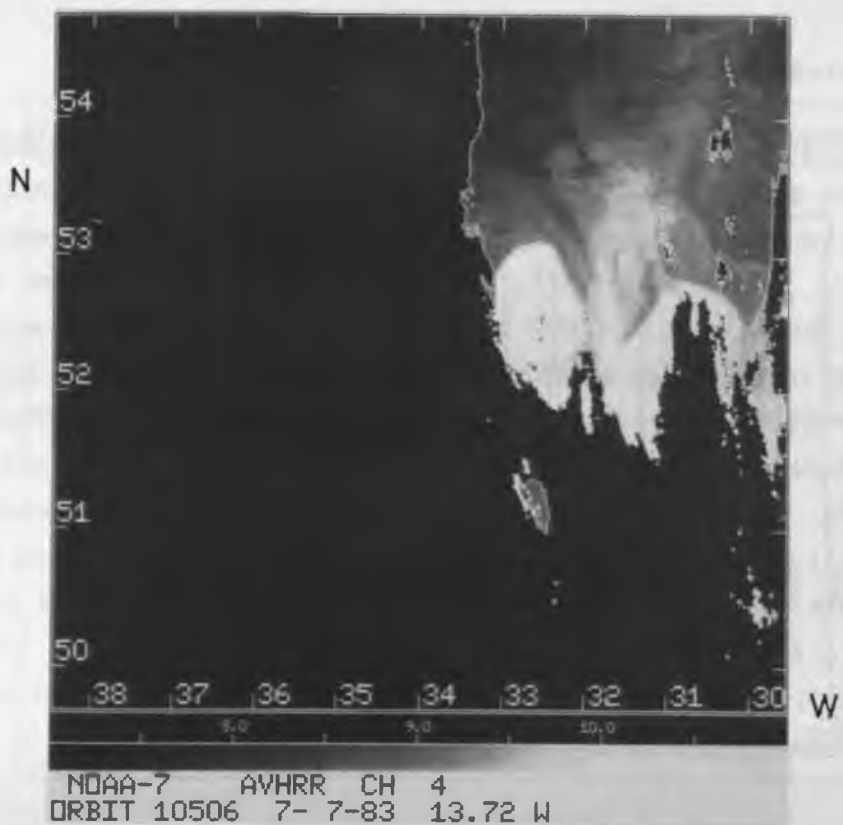
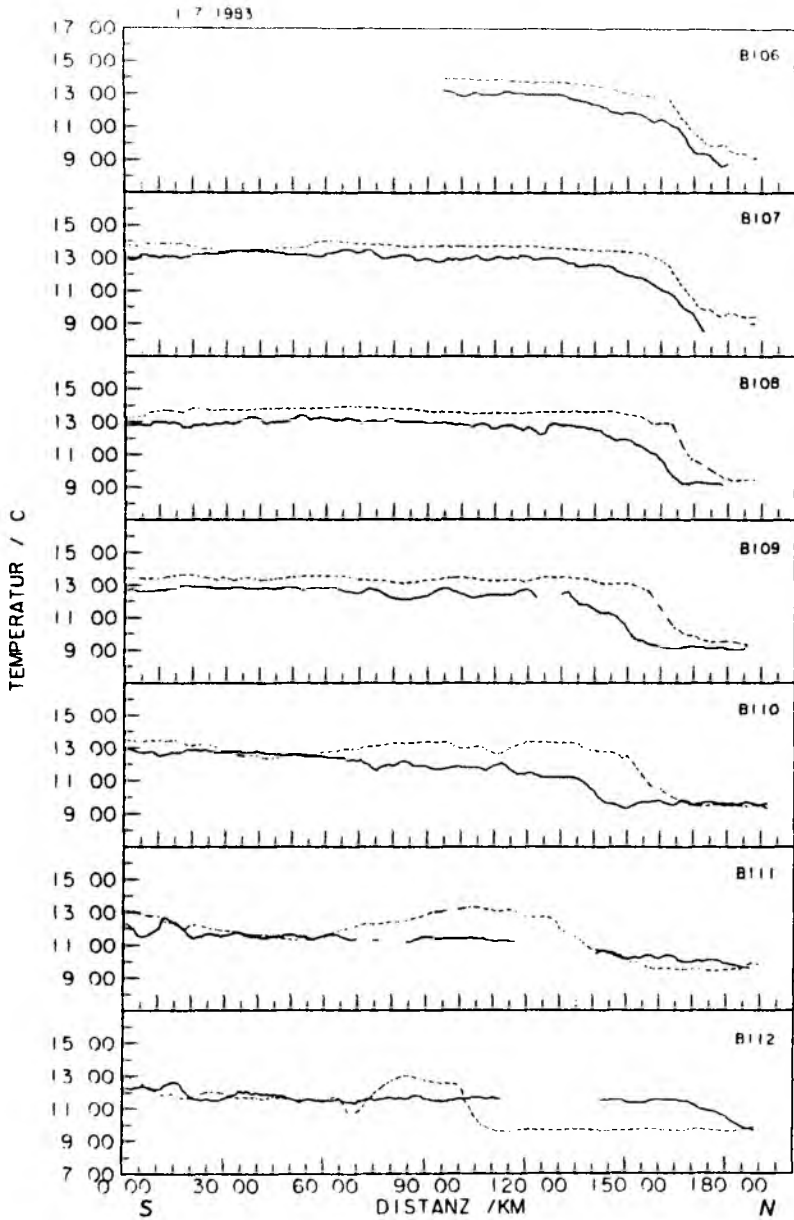


Abb. 7-18 Helligkeitstemperatur des N-7 AVHRR Kanal 4 7.7.1983

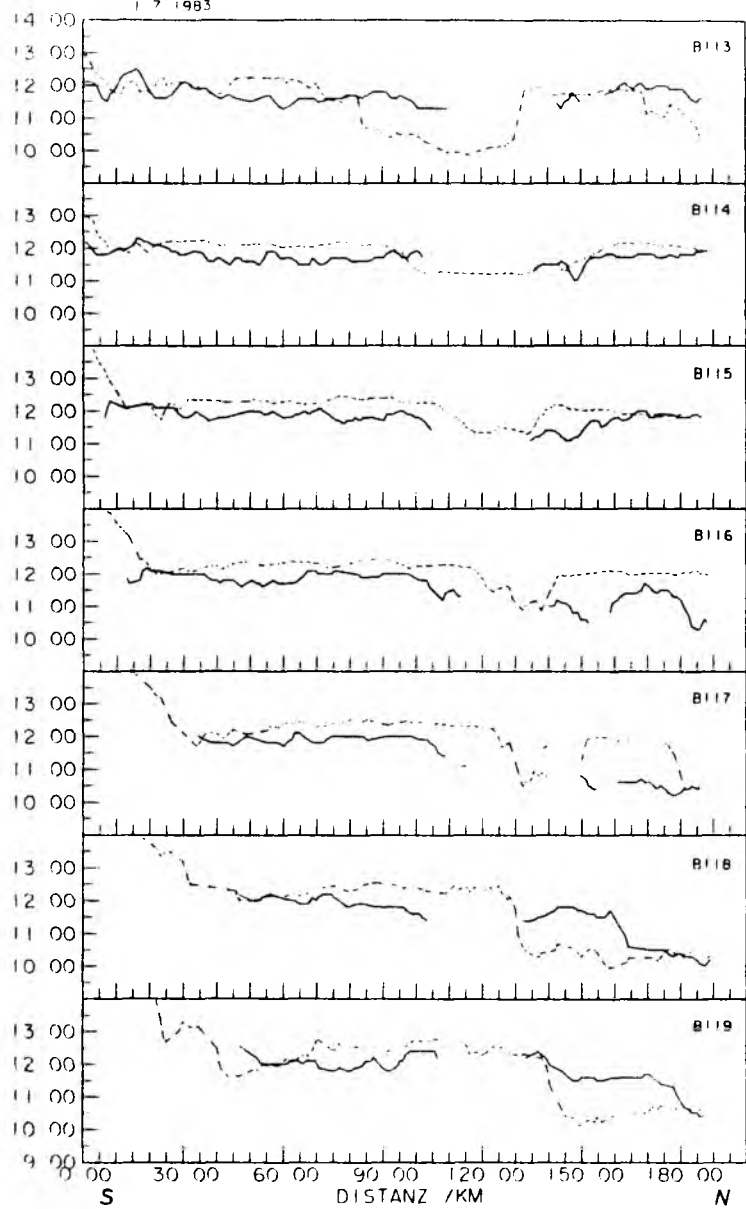
Die Oberflächentemperatur der Szene vom 1.7. bedarf einer näheren Betrachtung, da die Temperaturen generell um 1 - 2 K niedriger liegen, als die synoptischen in-situ-Temperaturen (Schnitt B305), aber auch niedriger als die Temperaturen der Szenen vom 4.7., 6.7., 7.7. und 8.7. (außerhalb des Gebietes der Frontvermessung). Zwischen dem 25.6. und dem 1.7. herrschten Windgeschwindigkeiten von 2.5 bis 7.5 m s⁻¹ vor, wobei die Einstrahlung jedoch gering war (Fiekas, 1987). Diese Lage fördert den Aufbau einer konduktiven Grenzschicht, die in der Regel kälter ist als die darunter liegende Deckschicht. Zwischen dem 1.7. und dem 4.7. jedoch gab es Phasen mit Windgeschwindigkeiten >10 m s⁻¹, die zu einer Zerstörung der konduktiven Grenzschicht geführt haben dürften. Die Beibehaltung dieser Differenz entlang der Schnitte B106 - B110, die am 2.7. und 3.7. vermessen wurden, stützt diese Hypothese. Für die folgenden Darstellungen wurde daher die Oberflächentemperatur des 1.7. linear um 0.9 K angehoben. Dieser Wert ergab sich als mittlere Abweichung entlang des Schnittes B305 in dem Zeitraum ± 1 Stunde um den Zeitpunkt des Überfluges.

Betrachtet man die Temperaturverläufe der Oberflächentemperatur vom 1.7. und der Deckschichttemperatur entlang der 14 Meridionalschnitte (Abb. 7-19), so fällt die Abnahme der Korrelation beider Temperaturen mit zunehmender zeitlicher Differenz - von ca. 0.5 bis 7 Tage - auf. Der scharfe Temperaturgradient des zonalen Frontverlaufes bei 52°30'N wird noch befriedigend wiedergegeben, während die frontenparallelen Schnitte B110 bis B112 Anzeichen für eine ostwärtige Verlagerung der Front im Zeitraum zwischen den Messungen zeigen. Im nördlichen Teil von Schnitt B112 wird von den IR-Daten des 1.7. die warme Antizyklone angeschnitten, während dies Signal 4 Tage später in der Deckschicht nicht gefunden wurde. Die folgenden 4 Schnitte B113 - B117 sind vor allem in Bezug auf die Antizyklone von Interesse. Dabei ist es ein bedauerlicher Zufall, daß gerade der südliche Teil der Antizyklone mit ihrem Übergang in das Gebiet wärmeren Wassers von einem Wolkenband verdeckt wird. Dennoch ist zu erkennen, daß die warme Anomalie von beiden Datensätzen wiedergegeben wird, jedoch eine eindeutige Versetzung des Kaltwasserbandes als südliche Trennlinie mit der Zeit nach Süden



TEMPERATUR / C

17 1983



zu beobachten ist. Der deutlich größere Durchmesser der Antizyklone im Schnitt B116 sowie die Tatsache, daß entlang des weiter östlich gelegenen Schnittes B117 die Antizyklone am 1.7. noch nicht angetroffen wurde, läßt auf eine kinematische Veränderung der Temperaturstrukturen mit der Zeit schließen. Bestätigung findet diese Vermutung, wenn die Szene vom 7.7. herangezogen wird. In Abb. 7-20 sind die Temperaturvergleiche entlang der 6 östlichsten Schnitte mit den radiometrischen Temperaturen vom 7.7. wiedergegeben. Der Zeitpunkt des Überfluges fällt auf die nördlichste Position des Schnittes B117, so daß die Vergleiche entlang der Schnitte B116 und B117 ± 5 Stunden zu der Aufnahme des IR-Bildes aus Abb. 7-18 liegen. Die Schnitte B114 und B115 liegen dementsprechend -1 Tag (± 5 h) und die Schnitte B118 und B119 +1 Tag (± 5 h) zum Zeitpunkt der Satellitenmessung. Deutlich erkennbar ist, daß bei diesen geringen zeitlichen Differenzen die Gradienten der Temperaturverläufe im Bereich der Antizyklone im Rahmen der möglichen Genauigkeit der Navigation der Daten weitestgehend übereinstimmen. Dies gilt insbesondere für den Schnitt B116. Auch die Lage der Temperaturfront im Schnitt B119 deckt sich deutlich besser mit den in-situ-Messungen als am 1.7. Eine Sonderstellung nimmt der Schnitt B118 ein, der bei $31^{\circ}45'W$ durch die schmale Zone hoher Temperaturen in der Oberfläche am 7.7. führt (s. Abb. 7-18). Diese Zone läßt sich bei einer kinematischen Interpretation der Oberflächentemperaturen in keiner Weise einordnen. So liegt die Vermutung nahe, daß es sich um eine lokale Erwärmung der Grenzschicht handelt, die keine Verbindung zu der eigentlichen Deckschicht besitzt. Die Entwicklung der thermischen Struktur der Antizyklone ist in Abb. 7-21 a, b verdeutlicht, in der für beide Überläufe Ausschnittsvergrößerungen der Antizyklone wiedergegeben sind.

Faßt man die Resultate der beiden Vergleiche und obiger Abbildungen zusammen, so läßt sich die zeitliche Entwicklung der Antizyklone als ein Aufspulen darstellen, durch das ein Band kälteren Wassers von Nordosten in den Bereich südlich der Antizyklone hereingezogen wird, was wiederum zu einer Verstärkung und Verlagerung der Temperaturfront östlich der Antizyklone nach Süden hinführt. Der Prozeß des Aufspulens wird im Oberflächensignal des 7.7. als bänderartige Strukturen kälteren und

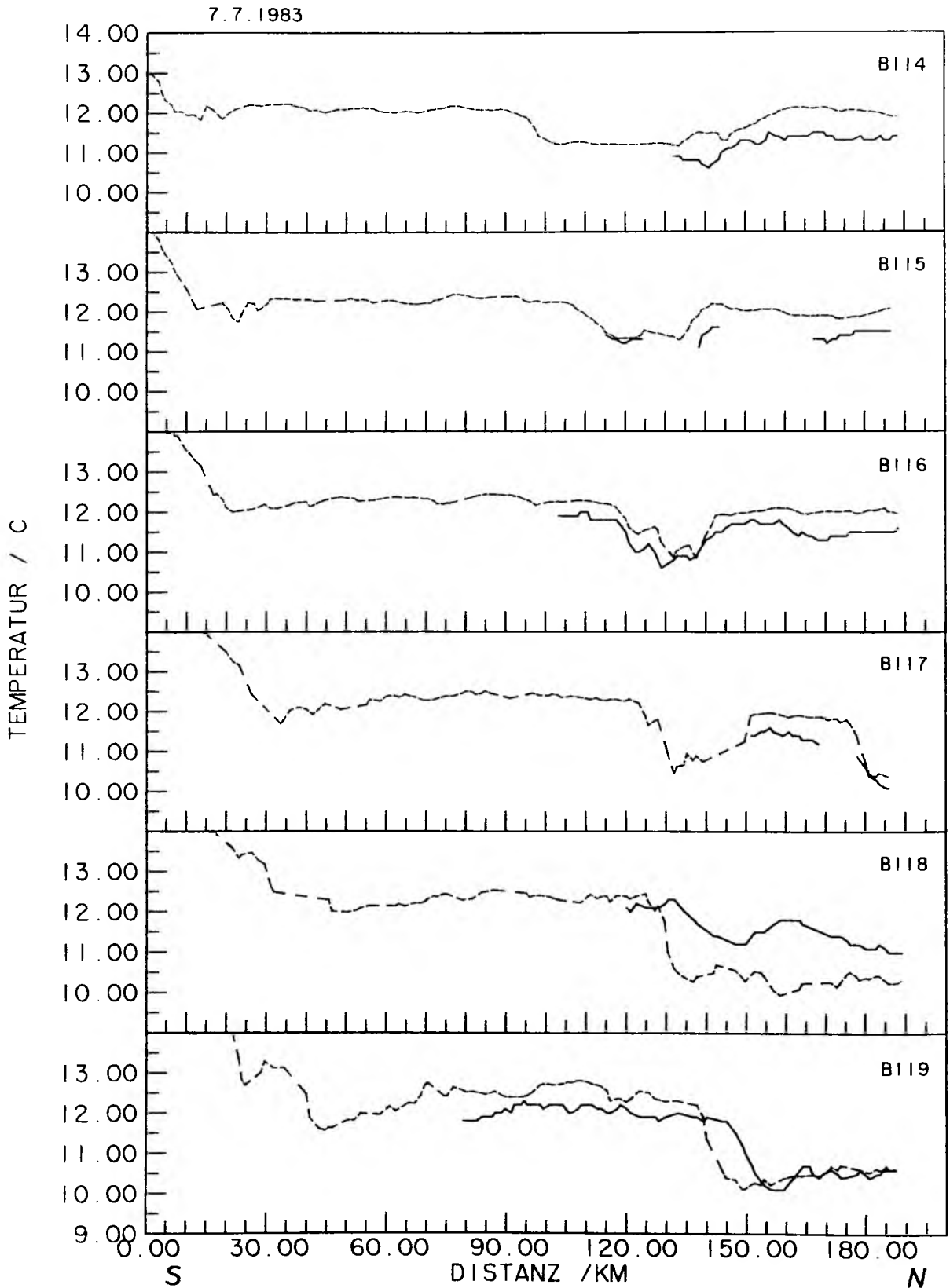


Abb. 7-20 Deckschichttemperatur (gestrichelt) und Oberflächentemperatur (durchgezogen) am 7.7. entlang der Schnitte B114-B119



Abb. 7-21 Ausschnittsvergrößerungen der Abb 7-17 (a) und 7-18 (b) bei 52°30'N, 32°30'W

wärmeren Wassers deutlich, die in den Daten vom 1.7. nicht anzutreffen sind. Gleichzeitig hat sich die Südwest-Nordost Orientierung der Hauptachse der Antizyklone in eine Nord-Süd-Lage geändert. Macht diese strukturelle Änderung der Antizyklone eine Aussage über die Verlagerung der gesamten Struktur der Polarfront auch schwierig, so ist doch ein eindeutiger ostwärtiger Versatz festzustellen, bei der sich das Zentrum der Antizyklone in 6 Tagen um etwa 20 km verschoben hat. Dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von 4 cm s^{-1} mit maximalen Unsicherheiten in dieser Bestimmung von $\pm 1.5 \text{ cm s}^{-1}$. Die oben bereits diskutierte ostwärtige Verlagerung des meridionalen Teils der Hauptfront (Schnitte B110 - B112) unterstreicht die Aussage eines ostwärtigen Versatzes der Gesamtstrukturen.

Das Schleppfischsystem war 1983 erstmals in der Lage auch die Attenuation des Seewassers bei 500 nm zu messen (Horch, 1987). Dies gestattet den Vergleich der so gemessenen diffusen Attenuationskoeffizienten mit den Albedobestimmungen des Kanal 1 des AVHRR. Unglücklicherweise existieren für den Zeitraum der NOA-83 Expedition keine CZCS-Daten für dies Gebiet. Der Kanal 1 ist aufgrund seiner spektralen Breite und Lage nicht besonders geeignet, um Variationen der optischen Eigenschaften des Ozeans zu erkennen. Nach der Korrektur atmosphärischer Streuanteile und der direkten Reflektion an der Oberfläche gemäß Kap. 3.5.10. zeigte die Albedoverteilung dennoch deutliche Strukturen (Abb. 7-22). Danach ergeben sich im Bereich starker thermischer Fronten teilweise deutliche Erhöhungen der Albedo, was einer erhöhten Streuung in Ozean bei 570 nm bis 685 nm entspricht. Bemerkenswert ist dabei vor allem, daß die erhöhten Albedowerte zwischen 50°N , 36°W und 52°N , 35°W entlang des meridionalen Verlaufes eines Bandes kälterer Temperatur östlich des eigentlichen scharfen Temperaturgradienten auftreten (s. Abb. 7-17). Dieses Signal wird von den in-situ Bestimmungen des diffusen Attenuationskoeffizienten C_T bei 500 nm nicht mehr erfaßt (Abb. 7-23). Das gleiche gilt für die erhöhten Albedowerte bei 51°N , 32°W im kälteren Temperaturbereich. Dagegen können zumindest die erhöhten Werte für C_T entlang des östlichsten Schnittes B119 ($> 0.1 \text{ m}^{-1}$) in ihrer östlichen Fortsetzung den in der Albedoverteilung angetroffenen hohen Werten nördlich

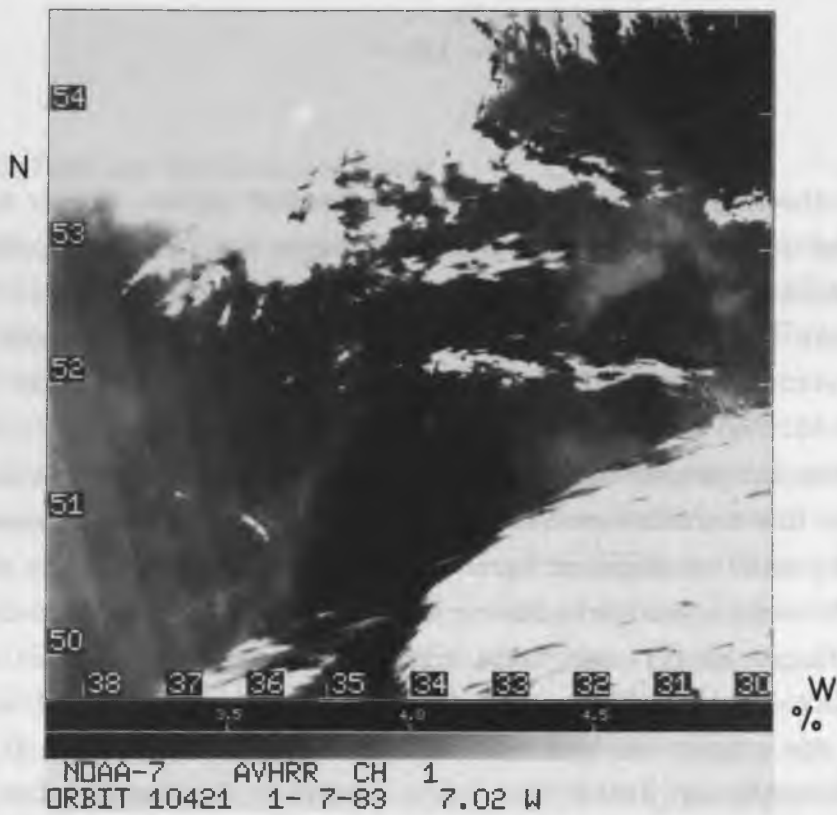


Abb. 7-22 Albedoverteilung des N-7 AVHRR Kanal 1

1.7.1983

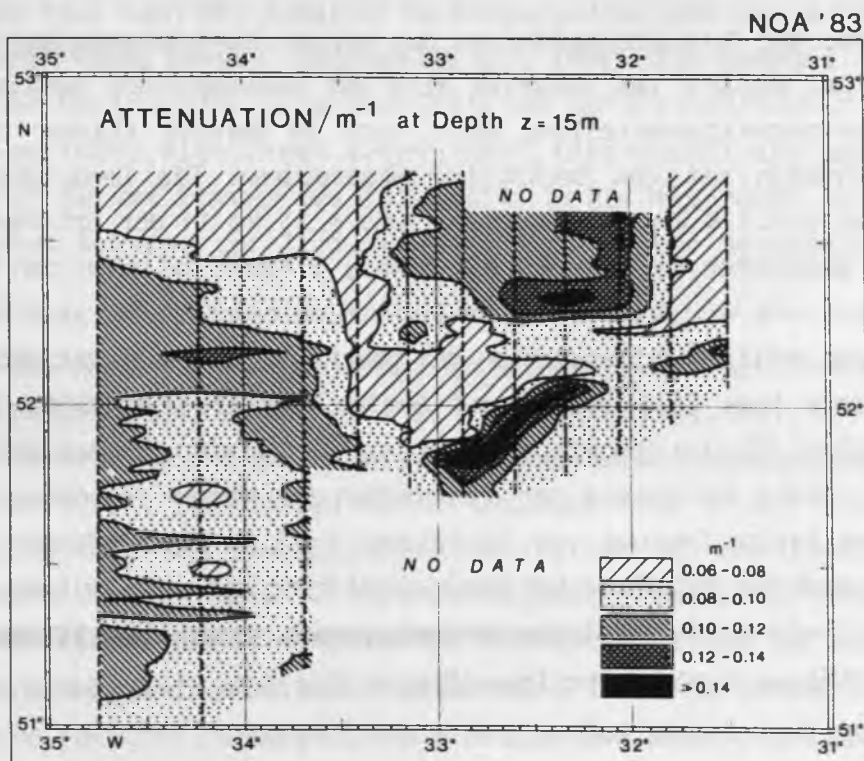


Abb. 7-23 Diffuser Attenuationskoeffizient c_T (500 nm) in der Tiefe $z = 15 m$ (vertikal gemittelt über $12.5 < z < 17.5 m$). (nach Horch (1987))

der oben diskutierten Temperaturfront zugeordnet werden. Dieser Bereich ist in den Albedowerten (Abb. 7-22) besonders deutlich ausgeprägt und zeigt starke Korrelationen mit den niedrigen Temperaturen (Abb. 7-17). Das schmale Band hoher in-situ C_T -Werte ($> 0.14 \text{ m}^{-1}$) südlich der Antizyklone wird in den Satellitendaten durch Wolken maskiert. Das Fehlen einer deutlichen Albedoerhöhung in den Kanal-1-Daten vom 1.7. in der Antizyklone ist der auffälligste Unterschied zwischen beiden Messungen. Da jedoch die thermischen Strukturen sich während des Zeitraumes der Vermessung deutlich geändert haben (s.o.), ist dies auch für die diffuse Attenuation nicht auszuschließen. Eine Einbeziehung der Kanal-1-Daten des Überfluges am 7.7. war nicht möglich, da die Korrektur der Streuteile von Ozeanoberfläche und Atmosphäre nur unzureichend war und überdies die prozentual hohe Wolkenbedeckung eine zusätzliche Streuung in den wolkenfreien Teilen der Szene bewirkte. Der Kanal 1 des AVHRR gestattet also bei entsprechender Korrektur einen groben Einblick in die Strahldichteverhältnisse an der Ozeanoberfläche, ohne das daraus quantitative Schlüsse gezogen werden können.

Als Resümee der Detailbetrachtungen der beiden Frontvermessungen kann festgehalten werden: Das relative Bild der radiometrisch bestimmten Oberflächentemperaturverteilung deckt sich im Bereich starker thermischer Fronten mit den Deckschichttemperaturen. Die Genauigkeiten liegen bei $\pm 0.5 \text{ K}$ in der Temperatur und $\pm 15 \text{ km}$ in der Ortsbestimmung bei zeitlichen Differenzen bis etwa ± 2 Tagen zwischen den Messungen. Die hohe Variabilität in den Deckschichttemperaturen verhindert jedoch eine zeitlich Extrapolation der Oberflächentemperaturstrukturen über mehrere Tage (4-5) hinaus auf Skalen kleiner etwa 25 km . Dies braucht nicht für die Temperaturverteilung in tieferen Niveaus gelten, wo eine größere Persistenz der thermischen Strukturen vorhanden ist. Eine zuverlässige Deutung von Strukturen $< 25 \text{ km}$ über mehrere Tage hinaus bedarf der detaillierten Berücksichtigung der mesoskaligen Verhältnisse sowie der meteorologischen Bedingungen. Mesoskalige Strukturen mit Skalenlängen $> 50 \text{ km}$ sind über längere Zeiträume hinweg (≈ 14 Tage) auch in den Deckschichttemperaturen wiederzufinden.

8. Analyse der Attenuationsfelder

Bislang veröffentlichte Untersuchungen über Pigmentverteilungen mittels des CZCS beschränkten sich auf küstennahe Regionen sowie die Freistrahlsregionen, wobei erwartungsgemäß die amerikanische Küste am stärksten vertreten ist (Gower, 1984). Im Golfstromgebiet wurde vor allem die Rolle der antizyklonalen warmen Wirbel in Bezug auf den Transport von Nährstoffen und Phytoplankton untersucht (Gordon et.al., 1983a, Yentsch und Phinney, 1985). Die Analyse von auftriebsbedingten Nährstoff- und Phytoplanktonvariationen und die Möglichkeit der Bestimmung der gesamten Primärproduktion sowie der direkten Steuerung der Fischereiaktivitäten wurden für die kalifornische Küste geprüft (Lauris et.al., 1984, Eppley et.al., 1985). Die europäischen Gewässer wurden mit Schwerpunkt auf der Adria (Barale et.al., 1984) und der Nordsee bzw. dem englischen Kanal untersucht (Singh et.al., 1983, Viollier und Sturm, 1984). Dabei standen die Analyse der Oberflächendynamik und der Separation der einzelnen Schwebstoffanteile in trüben Küstengewässern im Vordergrund. Stellvertretend für andere Untersuchungen küstennaher Strömungssysteme seien hier noch die Arbeiten im Benguelastrom und vor der südafrikanischen Küste genannt (Shannon et.al., 1984). Ein Großteil dieser Arbeiten ist in erster Linie deskriptiv und auf die Verifikation einzelner bio-optischer Algorithmen ausgerichtet. Dies erklärt sich aus der Tatsache, daß der Einsatz des CZCS erstmalig die Möglichkeit einer synoptischen Aufnahme der Trübungsverhältnisse in der Deckschicht gestattet.

Für die Region des Nordatlantischen Stromes zeigen mittlere Karten der Secchi-Disk-Tiefe Werte von < 10 m - 20 m (Dickson, 1972) mit zunehmender Tendenz nach Süden. Kontinuierliche Planktonvermessungen aus den Jahren 1948 - 1975 lassen darauf schließen, daß in den Sommermonaten südlich 47° N die Phytoplanktonkonzentration nährstofflimitiert ist, während nördlich davon das Nährstoffangebot zunimmt, die Phytoplanktonkonzentration jedoch aufgrund der erhöhten Freßrate des Zooplanktons nährungsweise konstant bleibt (Colebrook, 1982). Danach wären physikalische Faktoren im wesentlichen für die jährlichen Fluktuationen ver-

antwortlich, und nicht für die saisonalen Schwankungen der Planktonkonzentrationen.

Im folgenden soll ein qualitatives Bild des großräumigen Zusammenhanges von Attenuation und Temperatur an der Oberfläche aufgezeigt werden. Der CZCS besitzt zwar die Fähigkeit die Helligkeitstemperatur im infraroten Fenster bei $10.5 \mu\text{m}$ zu messen, doch ist dieser Kanal durch sein hohes Rauschniveau und den starken Alterungsprozeß nur bedingt verwendbar. Aus diesem Grund wurde das AVHRR/2 herangezogen. Eine derartige Kombination (jedoch mit dem NOAA-6-AVHRR) wurde für küstennahe Regionen vor Kalifornien bereits verwendet (Peleaz-Hudlet, 1984). Aus dem Quellgebiet des Nordatlantischen Stromes südlich der Grand Banks liegt lediglich eine Untersuchung über die Korrelation von Temperaturfronten und Trübungsfronten vor, wobei allerdings der Kanal 6 des CZCS verwendet wurde, der zum Zeitpunkt dieser Messung (1979) noch akzeptable Informationen lieferte (Mueller und LaViolette, 1981). Dabei wurden sowohl Regionen fast exakter Übereinstimmung beider Fronten gefunden, als auch Gebiete mit Differenzen der schärfsten Gradienten von bis zu 50 km. Die Feinstruktur der Trübungsdaten ließ dabei auf turbulente Diffusion schließen, während die Temperaturfronten Anzeichen von Scherungsinstabilitäten aufwiesen.

Der experimentelle Charakter der CZCS-Mission hatte zur Folge, daß dieses Radiometer nicht kontinuierlich registrierte, sondern aus energetischen Gründen von den Kontrollstationen nur begrenzte Zeit (~ 5 min/Orbit) eingeschaltet wurde. Daher war die räumliche Abdeckung vor allem über dem offenen Ozean gering, so daß eine Analyse analog zu den Temperaturdaten nicht möglich war. Generell liegen aus dem Bereich des Nordatlantischen Stromes nur sehr wenige wolkenfreie Szenen des CZCS bei der Empfangsstation in Dundee/Schottland vor. Die untersuchten Gebiete sind in Abb. 8-1 wiedergegeben, wobei sich die folgenden Betrachtungen auf die Gebiete A, B und C beschränken.

Tab. 8.1 Parameter zur Korrektur der atmosphärischen Streuanteile

Gebiet	Datum	$\epsilon(\lambda_1, \lambda_4)$	$\epsilon(\lambda_2, \lambda_4)$	$\epsilon(\lambda_3, \lambda_4)$	$\epsilon(\lambda_4, \lambda_4)$
A	3.7.81	1.9627	1.5357	1.3675	1.0000
B	19.7.81	1.6405	1.3760	1.2507	1.0000
C	12.7.82	1.5504	1.3142	1.2237	1.0000
		$\tau_a(\lambda_1)$	$\tau_a(\lambda_2)$	$\tau_a(\lambda_3)$	$\tau_a(\lambda_4)$
A	3.7.81	0.4702	0.3655	0.3249	0.2351
B	19.7.81	0.3754	0.3148	0.2861	0.2286
C	12.7.82	0.5422	0.4596	0.4280	0.3497

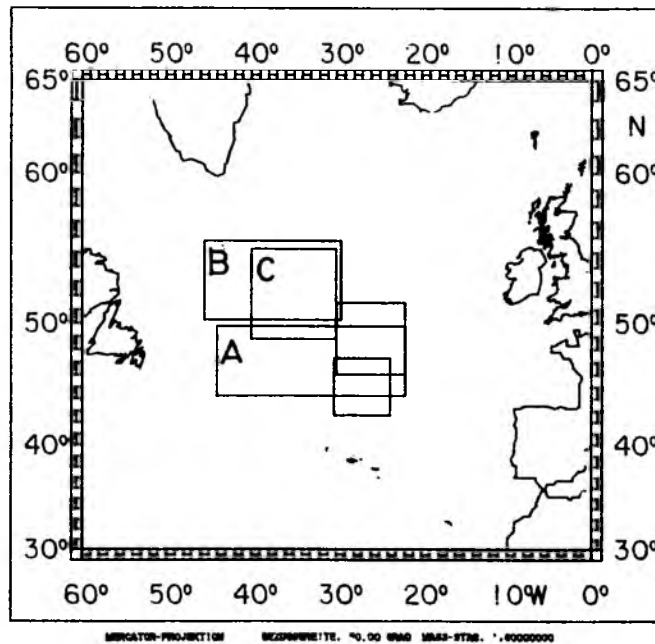


Abb. 8-1 Lage der Untersuchungsgebiete für die Kombination von AVHRR und CZCS.

8.1. Datenaufbereitung und Anpassung

Die Anpassung der Datensätze an reale geographische Landmarken erfolgte für den 3.7.81 (A) und den 12.7.82 (B) anhand der Azoren, für den 19.7. anhand der spanisch-portugiesischen Küste. Während für den ersten Datensatz eine befriedigende Anpassung vorgenommen werden konnte, da die Azoren sich im Bereich des Subsatellitenpunktes befanden und somit die Verzerrung aufgrund der Erdkrümmung minimal blieb, war dies für den 19.7. nicht gegeben. Die iberische Halbinsel findet sich nur am äußersten südöstlichsten Rand des Datensatzes. Daher ist die Anpassung mit einem größeren Fehler behaftet. Die zugehörigen NOAA-Überläufe konnten nahe dem Subsatellitenpunkt an den Azoren angepaßt werden.

Die Korrektur atmosphärischer Streustrahlung gemäß Kap. 3. wurde mit der "clearest-pixel" Methode durchgeführt, wobei jeweils über 3×3 Pixel gemittelt wurde. Mehrere über die Szenen verteilte Pixel wurden zur Bestimmung der endgültigen Korrekturparameter $\epsilon(\lambda_1, \lambda_4)$ und der aerosol-optischen Dicke $\tau_a(\lambda)$ herangezogen. Eine Zusammenstellung dieser Werte findet sich in Tab. 8.1.

Um einen quantitativen Vergleich der Attenuationsfelder mit der Oberflächentemperaturverteilung des AVHRR vornehmen zu können, wurden die Szenen aneinander angepaßt. Dabei wurden die Helligkeitstemperturverteilungen des Kanal 4 des AVHRR und des Kanal 6 des CZCS, die etwa gleiche spektrale Charakteristiken besitzen (s. Kap. 3.), verwendet. Hierfür wurde die zweidimensionale räumliche Kreuzkorrelationsfunktion nach Jenkins und Watt (1968) verwendet. Der NOAA-6 Überlauf vom 3.7.81 wurde aufgrund der geringen wolkenfreien Einblicke nicht für quantitative Vergleiche herangezogen, so daß eine Anpassung entfiel. Die Korrelation für den 19.7. besitzt bei einem Versatz von $\Delta x = -9.6$ km und $\Delta y = 16.8$ km einen Maximalwert. Dies entspricht exakt einem nordwärtigen Versatz der CZCS-Szene gegenüber der AVHRR-Szene von 19 km oder 2.88 Sekunden entlang der Subsatellitenbahn. Dieser zeitliche Fehler erklärt sich zum einen aus der schon angesprochenen Ungenauigkeit bei der Anpassung der CZCS-Szenen an Landkonturen und zum anderen aus den

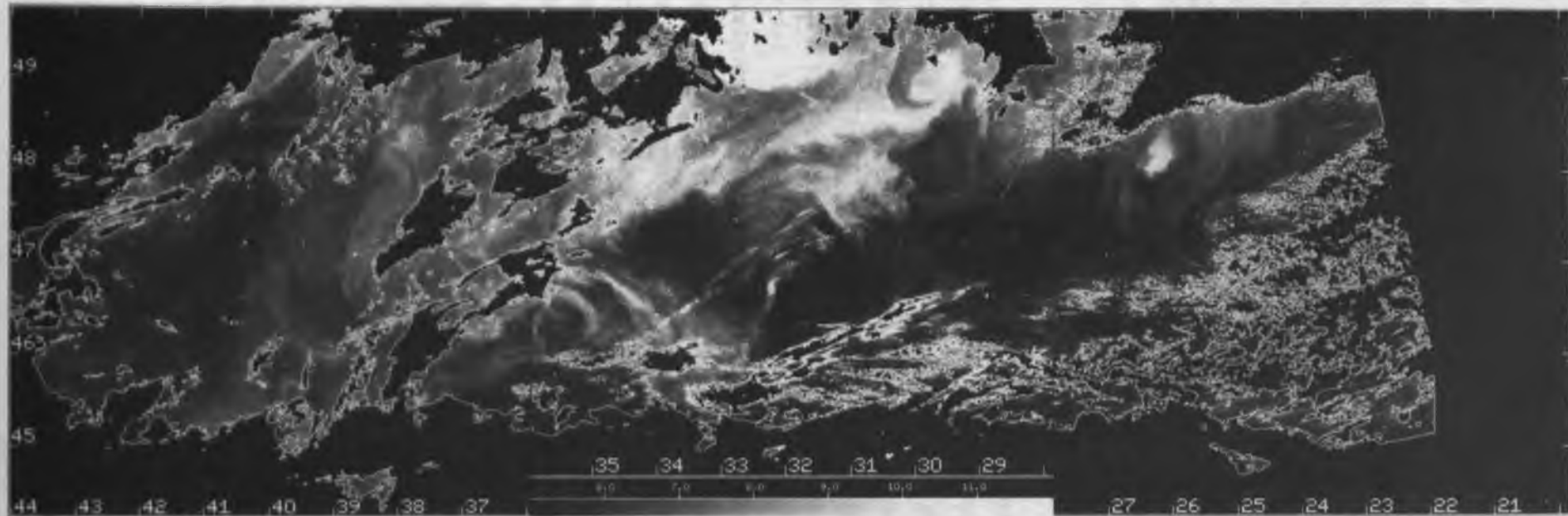
fehlenden "Two-Line" Daten für Nimbus-7 in dem Zeitraum Juli 1981. Advektive Prozesse scheiden aufgrund der Größe und Richtung des Versatzes als Erklärung aus. Bei den folgenden Korrelationen zwischen den Oberflächenfeldern wurde der obige Versatz jeweils korrigiert. Für die Überläufe vom 12.7.1982 ergab sich ein Versatz der CZCS-Szene gegenüber der AVHRR-Szene von jeweils 1 Pixel in x- und y-Richtung nach Westen bzw. Süden. Diese Werte liegen innerhalb der Genauigkeit der geographischen Anpassung und der Kartenprojektion.

8.2. Attenuationsverteilungen

Betrachtet man zunächst das südliche Gebiet A längs 47°N , so erkennt man eine generelle Zunahme des diffusen Attenuationskoeffizienten von Südosten nach Westen (Abb. 8-2). Im einzelnen gliedert sich der strukturelle Aufbau in eine Vielzahl mesoskaliger Bänder, die meist meridional orientiert sind und Gebiete höherer und niedrigerer Attenuation trennen. Diese Bänder finden sich vor allem östlich 36°W . Die zonale Wellenlänge beträgt etwa 40 - 60 km. Überlagert ist dem zwischen 30°W und 38°W ein wellenartiger Verlauf der Isolinien gleicher Attenuation, die eine Wellenlänge von ca. 400 km besitzt. Östlich von 38°W zeigt sich in der Gesamttendenz eine südwest-nordost Orientierung der Isolinien gleicher Attenuation. Als bemerkenswertes Einzelphänomen ist bei 48°N , $26^{\circ}10'\text{W}$ eine Linse höherer Attenuation erkennbar. Diese Linse hat einen Durchmesser von etwa 60 km in Nord-Süd Richtung. Westlich von 38°W zeigt sich eine meridional ausgerichtete Front bei $38^{\circ}30'\text{W}$ zwischen 46°N und 49°N . Sie trennt ein Gebiet mit Pigmentgehalten $\leq 0.30 \text{ mg m}^{-3}$ im Westen von einem Band mit Werten bis 0.45 mg m^{-3} östlich der Front. Die höchsten Attenuationswerte treten bei 32°W nördlich von 49°N auf.

Nördlich der oben beschriebenen Strukturen findet sich im Gebiet C am 12.7.82 eine deutlich zonal ausgerichtete Zunge hoher Attenuation bei $53^{\circ} - 54^{\circ}\text{N}$ (Abb. 8-3a). Zwei antizyklonale Wirbel sind bei 53°N , 37°W und 54°N , $35^{\circ}30'\text{W}$ erkennbar. Ihr Durchmesser liegt bei ca. 60 - 90 km, wobei die höchsten Werte jeweils an den Außenrändern gefunden wurden.

N



NIMBUS-G CZCS CH 13
ORBIT 13585 3- 7-81 15.58 W
DIFF. ATTENUATIONSKDEFF. 520 NM / 1/M (*100)

W

Abb. 8-2 Diffuser Attenuationskoeffizient c_T (520 nm) für den 3.7.1981
im Gebiet A; Darstellung in cm^{-1} .



Abb. 8-3a Diffuser Attenuationskoeffizient K_d (520 nm) für den 12.7.1982 im Gebiet C; Darstellung in cm^{-1} .

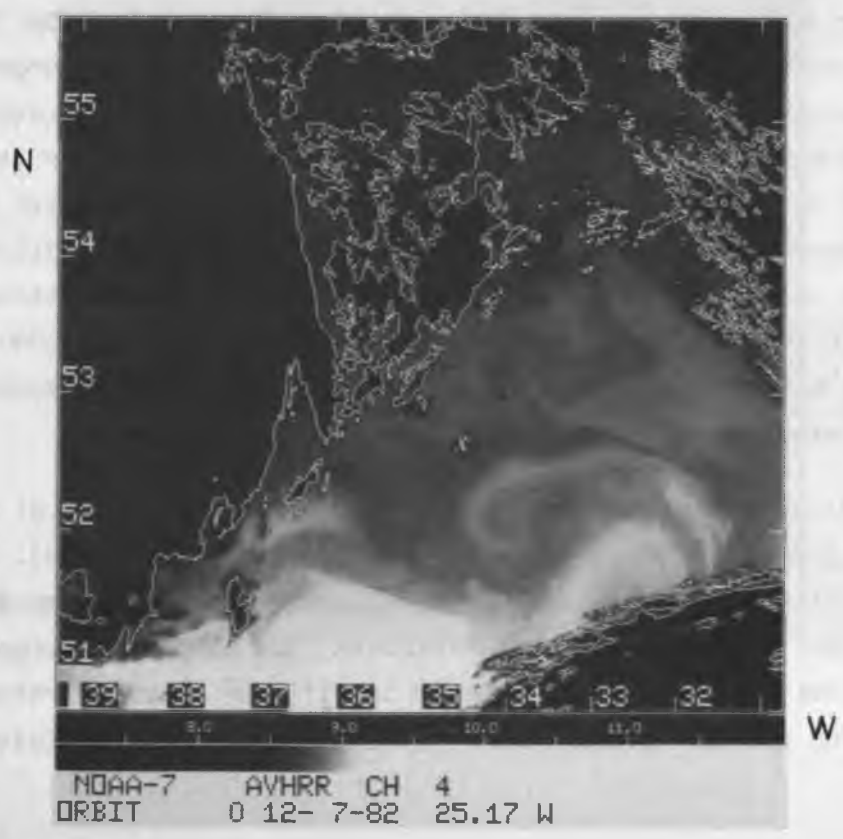


Abb. 8-3b Helligkeitstemperatur des N-7 AVHRR Kanal 4 für den 12.7.1982 im Gebiet C; Darstellung 0_C .

Die Wirbel werden gespeist von dem zonalen Band hoher Attenuation, das in Westen bis 38°W verfolgt werden kann und eine meridionale Ausdehnung von 100 - 140 km besitzt. Der östlich Teil der Szene ist durch Wolken maskiert, so daß eine Einordnung in die großräumigen Strukturen nicht vorgenommen werden kann. Nimmt man auch hier eine vertikal homogene Verteilung der Streuanteile im Ozean an, so stammen die integrierten Attenuationssignale aus Tiefen bis zu 20 m für die geringsten Werte und ca. 12 m im Kern der Zunge. Eingelagert ist ein schmales Band klaren Wassers bei 53°N , 34°W . Die Zunge hoher Attenuation liegt deutlich nördlich des maximalen Temperaturgradienten der Polarfront, wie aus dem zugehörigen NOAA-7-AVHRR Bild ersichtlich ist (Abb. 8-3b). Die zeitlich Differenz beider Daten von ca. $3\frac{1}{2}$ Stunden führte in diesem Fall zu einer deutlichen Änderung der Wolkenbedeckung, so daß nur einem Teil der CZCS-Szene Temperaturwerte zugeordnet werden können. Der maximale Temperaturgradient liegt danach zwischen 51°N und 52°N und charakterisiert die für diese Breite allgemein angenommene Lage der Polarfront. Der interessierende Teil der Szene ist der Bereich von 32°W - 35°W auf ca. 53°N . Die scharfe Attenuationsfront in Abb. 8-3a zwischen 32°W und 34°W , die klares Wasser im Süden von dem trüberen Wasser der Zunge trennt, erscheint in den Temperaturdaten ebenfalls als durchgehende Gradientenzone, wobei jedoch im Süden kälteres Wasser als im Norden angetroffen wird. Gleiches trifft auf den westlich davon gelegenen Verlauf der Front zu. Auch hier wird jeweils wärmeres Wasser den höheren Attenuationswerten zugeordnet. Im Gegensatz dazu zeigt sich südlich von 53°N eine deutliche Antikorrelation zwischen Temperatur und Attenuation im Bereich der zyklonal orientierten Warmwasserstruktur zwischen 31°W und $34^{\circ}30'\text{W}$. Hier können die hohen Temperaturen dem klareren Wasser zugeordnet werden.

Die Verteilung der diffusen Attenuation im Gebiet B am 19.7.81 zeigt großräumig eine Zunahme der Trübung nach Norden hin (Abb. 8-4). Diese erfolgt jedoch nicht kontinuierlich, sondern ist durch eine Anzahl mesoskaliger Frontalbereiche gekennzeichnet, die Längsausdehnungen von 80 - 140 km besitzen und Differenzen im diffusen Attenuationskoeffizienten von durchschnittlich $0.01 - 0.02 \text{ m}^{-1}$ aufweisen. Die Orientie-

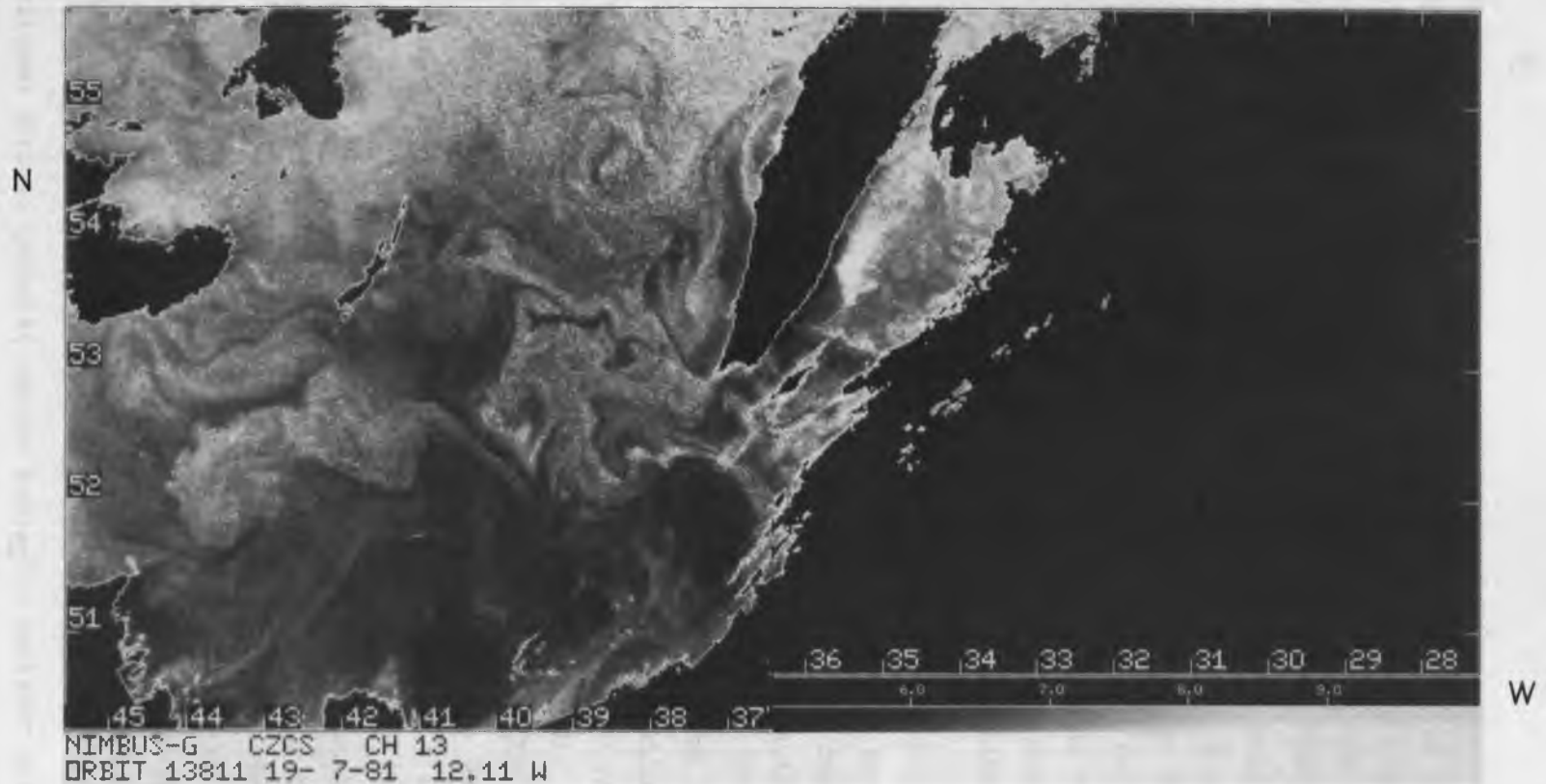


Abb. 8-4 Diffuser Attenuationskoeffizient c_T (520 nm) für den 19.7.1981 im Gebiet B; Darstellung in cm^{-1} .

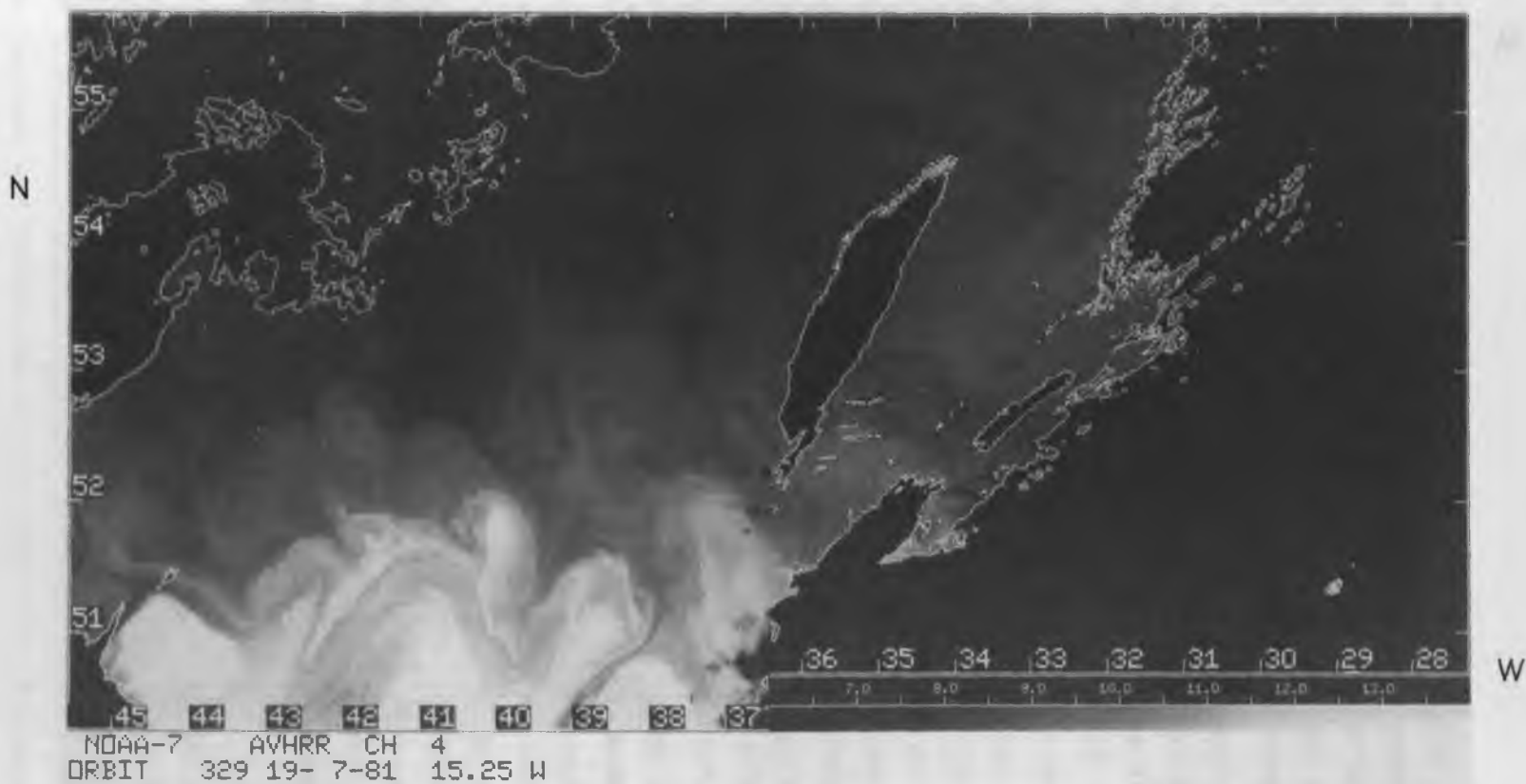


Abb. 8-5 Helligkeitstemperatur des N-7 AVHRR Kanal 4 für den 19.7.1981 im Gebiet B; Darstellung in °C.

rung dieser Fronten ist östlich von 41°W in der Regel von Nordwest nach Südost gerichtet, westlich von 41°W dagegen mehr zonal. Die niedrigen Werte an den Ostseiten der Wolken, vor allem im nordwestlichen Teil der Szene, beruhen auf dem elektronischen Nachzieheffekt der Sensoren und sind daher nicht real. Eine erste qualitative Betrachtung zeigt, daß die Polarfront in der Trübung weniger durch klare Gradienten als vielmehr durch eine Vielzahl kleinskaliger Variationen mit Längenskalen bis ca. 100 km gekennzeichnet ist. Auffällig sind in diesem Zusammenhang drei getrennte Gebiete mit jeweils ca. 120 - 140 km Durchmesser bei 52°N , $44^{\circ}30'\text{W}$, 53°N , 41°W und, teilweise von einer Wolke verdeckt, bei 54°N , 37°W . Diese Gebiete weisen Attenuationskoeffizienten von $C_T < 0.07 \text{ m}^{-1}$ auf, die ansonsten typisch für die Verhältnisse südlich 52°N sind.

Das Feld der Helligkeitstemperatur in Kanal 4 des AVHRR ist in Abb. 8-5 wiedergegeben. Es entspricht strukturell weitestgehend dem zugehörigen Oberflächentemperaturfeld und ist hier nur des geringen Rauschniveaus wegen wiedergegeben. Der Nordatlantische Strom schwenkt in diesem Bereich von seinem meridionalen Verlauf entlang des Schelfes in einen zonalen Verlauf längs 52°N nach Osten. Die Temperaturverteilung zeigt eine stufenartig ausgebildete Polarfront, an der Mäander von ca. 140 km Wellenlänge beobachtet werden. Die stufenartigen Fronten sind am deutlichsten im Südwesten ausgebildet, wo Gradienten in der Oberflächentemperatur (nicht gezeigt) von bis zu 0.7 K km^{-1} auftreten. Nach Osten hin schwächen sich diese Gradienten ab und erreichen bei 37°W lediglich Werte bis 0.1 K km^{-1} . Nördlich von 53°N ist eine Anzahl von Ablöseprozessen antizyklonaler Wirbel erkennbar, die sich in Südwest-Nordost Richtung etwa parallel der 3000 m Tiefenlinie anordnen. Am deutlichsten ist der zentrale Wirbel bei $54^{\circ}30'\text{N}$, $38^{\circ}30'\text{W}$ erkennbar, der sowohl einen antizyklonal orientierten Aufspulvorgang zeigt, als auch eine typische Amboss-Struktur, wie sie sich auch bei dem östlich davon gelegenen Wirbel bei 36°W zeigt. Südwestlich dieses zentralen Wirbels zeigt sich eine westwärts orientierte Zunge wärmeren Wassers, die als Beginn eines weiteren Wirbels gedeutet werden kann. Ein weiterer Wirbel ist westlich des zentralen Wirbels bei 55°N , 42°W erkennbar (teilweise

durch Wolken verdeckt). Schließlich sind auch im Osten der Szene bei 54°N , 33°W Anzeichen eines Wirbels erkennbar. Der Durchmesser der Wirbel liegt bei 100 - 125 km. Südlich von 53°N zeigen sich längs der mäandrierenden Temperaturfront eine Reihe von zyklonalen Aufspulvorgängen, die Durchmesser zwischen 25 km und 40 km besitzen. Sie sind nördlich des scharfen Gradienten (bzw. nördlich der 12°C -Isotherme), der sich bei etwa $51^{\circ}30'\text{N}$ zonal erstreckt, angeordnet. Die Strukturen zeigen untereinander Temperaturdifferenzen von 1 K - 1.5 K. Ein solches Verhalten ist aus der Zunahme der relativen Vorticity am Nordrand einer zonal orientierten Strömung erklärbar. Südlich des obigen scharfen Temperaturgradienten sind im wesentlichen einzelne bänderartige Strukturen erkennbar, die den mäandrierenden Verlauf der Front kennzeichnen. Lediglich zwischen 38°N und 39°N ist ein schmaler Einbruch wesentlich kälteren Wassers sichtbar, das sich bis 49°N verfolgen läßt.

Der Vergleich von Temperatur und Attenuation liefert eine Vielzahl von Unterschieden beider Felder. Zunächst ist jedoch die großräumige Trübungszunahme nach Norden hin mit einer Temperaturabnahme verbunden. Dies ist mit dem größeren Nährstoffangebot im kalten Wasser und dem Absinken des Phytoplanktonmaximums in größere Tiefen (unterhalb der täglich durchmischten Deckschicht) im warmen Wasser erklärbar (Wolf, 1985). Allerdings gibt es auch südlich der Front (mit der hier die 11.5°C -Isotherme bezeichnet wird) deutliche Abweichungen. So sind die absoluten Minima der Attenuation bei $50^{\circ}30'\text{N}$, 41°W und 52°N , 37°W mit sehr hohen Helligkeitstemperaturen verbunden ($\geq 13^{\circ}\text{C}$), während umgekehrt das meridionale Band ebenso hoher Temperatur bei 51°N - 52°N , 40°W lokal höhere Attenuationswerte aufweist als die (kältere) Umgebung. Die Region maximaler großräumiger Änderung der Attenuation weicht deutlich von der Temperaturfront ab. Dies wird besonders deutlich westlich des oben angesprochenen meridionalen Bandes hoher Temperatur, wo die Attenuationsfront wesentlich weiter westlich (41°W) liegt. Der sich daran anschließende Teil höherer Attenuation mit $0.075 \leq C_T \leq 0.085 \text{ m}^{-1}$ deckt sich im groben mit dem Helligkeitstemperaturbereich von $8.5 - 9.5^{\circ}\text{C}$ ($\hat{=}$ $10.5 - 11.5^{\circ}\text{C}$ Oberflächentemperatur). So liegt auch das schmale, nordwest-südost orientierte, Band hoher Attenuation zwischen 40°W und

41°W im warmen Teil der zugehörigen Temperaturfront, während das nord-östlich parallel laufende Kaltwasserband und das sich nördlich anschließende mesoskalige Gebiet kalten Wassers (7 - 8°C) anormal niedrige Attenuationswerte aufweisen. Die dort angetroffenen Werte sind in etwa mit denen südlich der Temperaturfront (> 12°C) vergleichbar. Ein ähnliches Phänomen findet sich im westlichsten Teil der Szene bei 52°N sowie bei 54°N, 37°W im Quellgebiet der Warmwasserfäden der oben diskutierten Wirbel. Der erstgenannte Fall ist jedoch mit Unsicherheiten behaftet, da die Daten beider Szenen aus den Scanrandbereichen stammen und dementsprechende Unterkorrekturen der atmosphärischen Extinktion möglich sind. Betrachtet man weiter die Region bei 53°N zwischen 41°W und 45°W, so kann in dem dort angetroffenen Kaltwasserband (~ 8°C) wiederum eine deutliche Differenzierung in der Attenuationsverteilung festgestellt werden. So ist einerseits im Süden des Bandes eine Zunge klareren Wassers sichtbar, das jedoch kälter als das noch weiter südlich sich anschließende, trübere 8.5 - 9.5°C Wasser ist. Andererseits ist das schmale Kaltwasserband an der nördlichen Begrenzung ebenfalls mit niedrigeren Attenuationswerten als die Umgebung verbunden. Dieses Kaltwasserband hat Verbindung zu dem oben angesprochenen kalten, klaren Gebiet im Zentrum der Szene. Östlich davon schließt sich in dem Temperaturbild ein Feld mesoskaliger turbulenter Strukturen an, die von dem amboßförmigen Wirbelpaar bei 53°N, 39°W beherrscht werden. In der Attenuationsverteilung dominieren schmale Bänder anormal hoher und niedriger Attenuation, die jeweils Längenausdehnungen von 70 - 140 km besitzen. Am deutlichsten erkennbar ist das Band niedriger Attenuation am Nordrand des Amboß-Wirbels, das relativ warm ist, und die Berandung der antizyklonalen Aufspulung bildet. Die westwärtige Abgrenzung des Amboß-Wirbels ist durch die Trübungsverteilung deutlicher markiert als durch die Temperatur. Östlich dieses ersten klaren Bandes bestimmt ein weiteres, meridionales Band klaren Wassers den relativ warmen Bereich, aus dem der antizyklonale zentrale Wirbel gespeist wird. Noch weiter östlich, bei 37°W, schließlich ist der analoge Prozess für den Wirbel bei 54°30'N, 36°W zu beobachten (teilweise wolkenbedeckt).

Der ostwärts gerichtete zyklonale Wirbel bei 52°N, 38°W, nordwestlich der Temperaturfront bei 12°C zeigt in der Temperatur ein dünnes Band

kalten Wassers, das von Norden her aufgespült wird und ein weiteres schmales Band mit NW-SO Orientierung. Diese kalten Bereiche sind jeweils mit relativ geringer Attenuation korreliert während die westlich und südlich angrenzenden wärmeren Gebiete deutlich höhere Attenuationswerte aufweisen, die denjenigen bei etwa 55°N entsprechen.

Die Korrelation von relativ trüben Wassers ($0.075 - 0.085 \text{ m}^{-1}$) mit Oberflächentemperaturen von $10.5 - 11.5^\circ\text{C}$ ist das auffälligste Signal in der Verteilung beider Größen. Dieses findet sich auch in der Situation des folgenden Jahres wieder (Abb. 8-3 a, b). Untersuchungen von Strass (1987) entlang des Schnittes B102 (s. Abb. 7-1) im Jahre 1984 zeigen, daß für sommerliche Verhältnisse das Fluoreszenzmaximum unterhalb der täglich durchmischten Deckschicht liegt und sich etwa auf der Isopykne $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ anordnet. Dies wurde auch von Fasham (1985) im Gebiet der Azorenfront festgestellt. Das tiefe Fluoreszenzmaximum kann durch die vollständige Verarmung der oberen Wassersäule an Nährstoffen bis hinunter zur 1% Lichttiefe erklärt werden (Wolf, 1985). Diese liegt für $C_T(520 \text{ nm}) = 0.07 \text{ m}^{-1}$ bei etwa 50 m, wenn man den entsprechenden Wassertyp II nach Jerlov (1976) zugrunde legt. Nimmt man die Fluoreszenzmessungen von Strass als typisch für sommerliche Situation, so bedeutet dies, daß eventuell vorhandene, tiefliegende Phytoplanktonmaxima von den Strahldichtmessungen an der Oberfläche nicht mehr erfaßt werden, da sich bei Annahme vertikal homogener Verteilung der Streupartikel in der täglich durchmischten Deckschicht eine euphotische Tiefe z_{90} von ca. 20 m für die CZCS-Kanäle ergibt (südlich 51°N). Das zweite Minimum diffuser Attenuation bei Temperaturen $< 10^\circ\text{C}$ ($< 9^\circ\text{C}$ Helligkeitstemperatur) deckt sich mit den von Horch (1987) gemachten Beobachtungen der Vertikalverteilung der diffusen Attenuation während der NOAA-83 Frontvermessung (s. Abb. 7-23). Auch in diesem Fall war das Minimum der diffusen Attenuation in 15 m Tiefe mit Temperaturen $< 10^\circ\text{C}$ verbunden.

Die Lage des oben angesprochenen Maximums der diffusen Attenuation zwischen den beiden Maximumbereichen im Süden ($> 11.5^\circ\text{C}$) und im Norden ($< 10^\circ\text{C}$) macht eine einfache Temperaturabhängigkeit der Phytoplankton-

verteilung in der Deckschicht unwahrscheinlich. Die Korrelation von Trübungsmaximum und Temperatur läßt horizontale Advektion kälteren Wassers nördlich des stärksten Temperaturgradienten zu, wobei die Ausbreitungsrichtung nach Westen zu deuten scheint. Die starke Konzentration der Trübung im "Rücken" der jeweiligen Temperaturmäander läßt jedoch auch Austriebsphänomene als Ursache zu. So ist der fragliche Temperaturbereich mit einer Dichte von $\sigma_t = 26.4 - 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ verbunden, wie aus der Tiefenverteilung der Isopyknen längs des Schnittes B102 hervorgeht (Abb. 8-6). Im Ausschnitt der Abbildungen 8-4 und 8-5 liegt dieser Schnitt etwa zwischen 51°N , 36°W und 55°N , 37°W . Die Vermessung lag etwa 6 Tage nach Aufnahme der Szenen. Nach Abb. 8-7 tritt dieser Dichtehorizont zwischen 52°N und 53°N an die Oberfläche. Im Bereich der eigentlichen Polarfront ($50^\circ 30' \text{N}$) wurde er bei 40 - 50 m angetroffen und fällt südlich 40°N auf ca. 70 m Tiefe ab. Diese Tiefenverteilung deckt sich mit den von Strass (1984) gemessenen Fluoreszenzmaxima, so daß eine isopyknische Ausbreitung des Planktons eine entsprechende aufwärtsgerichtete Tendenz nördlich der Polarfront und einen Kontakt mit der täglich durchmischten Schicht bei $52^\circ\text{N} - 53^\circ\text{N}$ zur Folge hätte. Dies deckt sich in erster Näherung mit den Oberflächendaten. Eine isopyknische Aufwärtsbewegung des Planktons auf so großen Skalen ist jedoch unwahrscheinlich. Dagegen hat die zeitliche Verzögerung der Ausbildung einer saisonalen Deckschicht nach Norden hin, bedingt durch die Breitenabhängigkeit der solaren Einstrahlung, zur Folge, daß die Frühjahrsblüte entsprechend später einsetzen kann und demnach auch die Verarmung der Deckschicht an Nährstoffen sich später einstellt. Als Folge davon liegt das Phytoplanktonmaximum mit zunehmender geographischer Breite bei geringeren Tiefen. Dieser Prozess ist als Ursache für die höheren Attenuationswerte nördlich des maximalen Temperaturgradienten denkbar. Die Korrelation zwischen Dichteflächen und Fluoreszenzmaximum ist unter diesem Aspekt aus der zeitlichen Entwicklung der Phytoplanktonpopulationen und der resultierenden Tiefenverlagerung des zugehörigen Maximums erklärbar. Da für das untersuchte Gebiet keine in-situ-Messungen der Trübung o.ä. vorliegen, können diese Aussagen nur hypothetischen Charakter behalten.

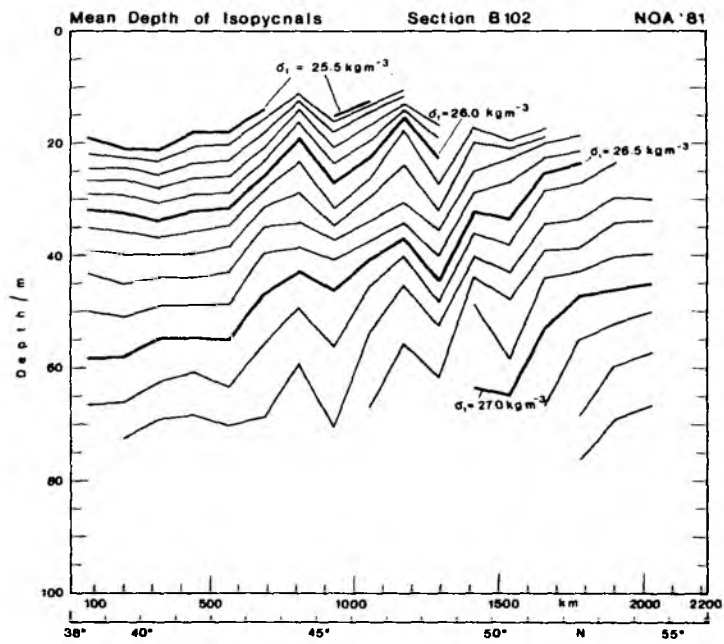
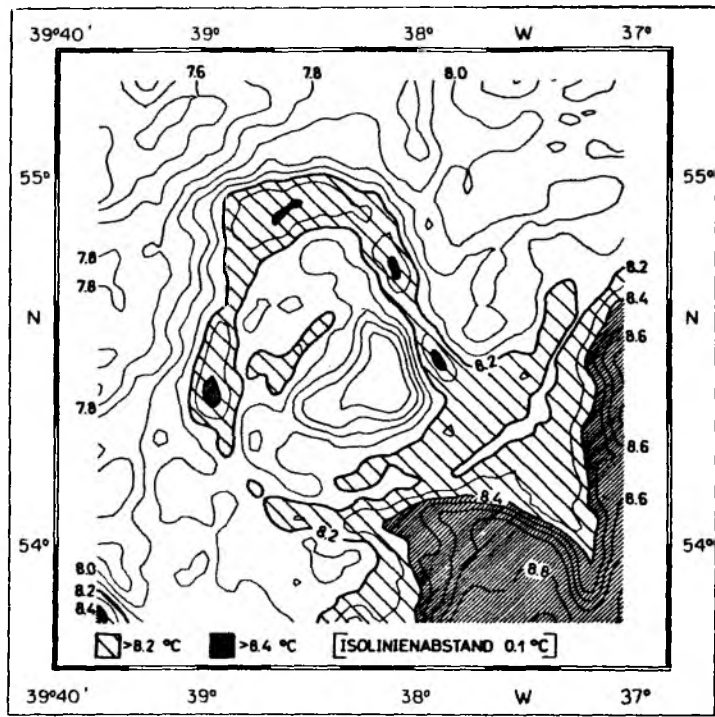


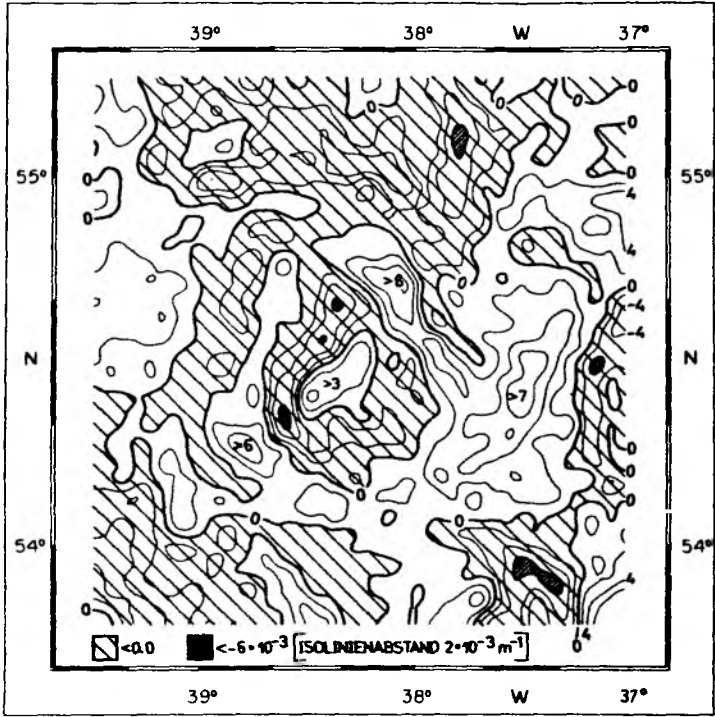
Abb. 8-6 Tiefenverteilung der Isopyknen entlang des Schnittes B102; auf 2° Abstände gemittelt (aus: Bauer (1987)).

Die extrem hohen Trübungswerte nördlich der Temperaturfronten bei 52°N , 40°W und 52°N , $37^{\circ}30'\text{W}$ können unter der Annahme der Indikatorfunktion der Temperatur für die oberflächennahe Dynamik durch ageostrophische Geschwindigkeitskomponenten erklärt werden. Diese Strömungen bewirken quer zur Front bzw. in Richtung des horizontalen Dichtegradienten periodische Auftriebsvorgänge. Dabei ist die Neigung der Dichteflächen das entscheidende Kriterium für die vertikale Bewegung entlang der Dichteflächen. So würden die transportierten Phytoplankter im antizyklonalen Teil des Mäanders eine aufwärtsgerichtete Geschwindigkeitskomponente erfahren (Onken, 1986). Horch (1987) hat diesen Prozess als eine Erklärung für die von ihm beobachtete Attenuationsverteilung entlang der Polarfront bei 33°W herangezogen. Die fehlenden Informationen über das Dichtefeld lassen auch hier eine endgültige Klärung nicht zu.

Der zentrale Wirbel bei $54^{\circ}30'\text{N}$, $38^{\circ}30'\text{W}$ findet sich auch in der Trübungsverteilung wieder. Dieser zentrale Wirbel soll stellvertretend für die anderen Einzelphänome näher betrachtet werden. So sind in Abb. 8-7 Ausschnitte der Gesamtszene wiedergegeben, wobei für die Attenuation die Anomalie des mittleren Feldes gezeigt ist. Diese Darstellung wurde aufgrund des Trends in den Daten gewählt, der nach Norden hin zu höheren Attenuationswerten führt. So wurde ein linearer Trend in Nord-Süd-Richtung eliminiert und der Mittelwert der Szene abgezogen. In der Helligkeitstemperaturverteilung ist deutlich das warme Band mit $T > 8.2^{\circ}\text{C}$ (9°C Oberflächentemperatur) zu verfolgen, daß sich im Südostteil pilzförmig verbreitert. Im Kern der Antizyklone liegen warmes Wasser (8.2°C) und kaltes Wasser ($< 7.8^{\circ}\text{C}$) noch nebeneinander vor. Der Kern ist dabei insgesamt etwas kälter als das ringförmige Warmwasserband. Gespeist wird dieses anscheinend aus der südöstlich gelegenen Warmwasserzunge, die auch den östlicher gelegenen Wirbel versorgt (am rechten Rand des Ausschnittes angedeutet). Die Trübungsverteilung zeigt hingegen ein differenzierteres Bild. So sind in den westlichen Bereichen der Warmwasserbänder diese mit niedrigen Attenuationswerten ($0.072 - 0.075 \text{ m}^{-1}$) korreliert, während die östlichen Teile hohe Attenuationswerte aufweisen ($0.08 - 0.086 \text{ m}^{-1}$). Besonders deutlich ist dies für den pilzförmigen Südostteil des Warmwasserbandes. Im Zentrum der Antizyklone liegt das



MERCATOR-PROJEKTION BEZUGSBREITE: 53 00 GRAD MASS-STAB 1.750000



MERCATOR-PROJEKTION BEZUGSBREITE: 53 00 GRAD MASS-STAB 1.750000

Abb. 8-7 Ausschnittsvergrößerungen der N-7 AVHRR Kanal 4 Helligkeitstemperaturen (oben) und der Anomalie des diffusen Attenuationskoeffizienten c_T (520 nm) (unten). Hohe Temperaturen und negative Anomaliewerte sind schraffiert hervorgehoben.

trübere Wasser im Grenzbereich zwischen dem warmen und dem kalten Wasser. Die Verbindung zu dem südlichen Quellgebiet des Warmwasserbandes ist in der Trübung nicht so deutlich sichtbar. Dagegen ist dies für den östlichen Wirbel klar ersichtlich. Generell zeigen die Strukturen eine höhere kleinskalige Variabilität für das Trübungsfeld als für das Temperaturfeld. Die oben beschriebenen Verteilungen decken sich wiederum mit den Messungen von Temperatur und Attenuation in dem antizyklonalen Wirbel während der NOA-83 Frontvermessung (Horch, 1987). Auch in diesem Fall lagen die höchsten Trübungswerte am Ostrand der Antizyklone vor (s. Abb. 7-23). Obige Diskrepanzen zwischen Temperatur und Trübung lassen den Schluß zu, daß mit zunehmender Dauer des Aufspulvorganges planktonreiches Wasser an die Oberfläche kommt und sich mit dem wärmeren Wasser vermischt. Diese These wird vor allem durch die klare positive Korrelation von hohen Temperaturen und Trübungswerten im pilzförmigen Teil gestützt. Da über die Vertikalstruktur keine Aussagen möglich sind, kann auch ein ostwärtiger Versatz des Warmwasserbandes innerhalb einer dünnen Deckschicht (~ 10 m) nicht ausgeschlossen werden. Dadurch würden sich die Diskrepanzen im östlichen Teil des Wirbels erklären. Eine Analyse der zeitlichen Entwicklung zwischen dem 19.7. und dem 27.7. zeigt keine markanten Änderungen in der Struktur des Wirbels (nicht gezeigt). Schließlich kann auch eine Änderung der Korrelation beider Größen im Quellgebiet der Spule während des Zeitraumes der Ausbildung der Antizyklone als Ursache möglich sein. So zeigt beispielsweise die südwestlich der Spule gelegene Warmwasserzunge eine deutlich erhöhte Attenuation (s. Abb. 8-4, 8-5). Dagegen spricht jedoch der Streifen klaren Wassers im Zentrum des Wirbels, der in seinen Attenuationswerten mit dem Quellgebiet im Süden vergleichbar ist. Die Einbeziehung biologischer Prozesse, etwa lokaler Blüten, erscheint für diese Jahreszeit als unwahrscheinlich.

Zusammenfassend bleibt zu vermerken, daß nur für einzelne beobachtete Phänomene schlüssige Erklärungen gefunden werden können, die keine parallelen Messungen der dynamischen Strukturen und der Phytoplanktonverteilung erfordern. Deutliche Zuordnungen, wie sie etwa für die Wirbel des Golfstromsystems beobachtet wurden (Bishop und Joyce, 1986), sind

nur teilweise möglich. Die wesentlich größere Variabilität der Attenuation im Übergangsbereich nördlich der Polarfront kann jedoch nicht losgelöst von den Folgeerscheinungen der Frühjahrsblüten betrachtet werden. Diese saisonalen Variationen sind bislang jedoch nur unzureichend bekannt. Unter der Annahme des CASE-I-WATER und dem näherungsweise passiven Verhaltens der Phytoplankter im Sommer läßt sich eine differierende Reaktion passiver Skalare gegenüber der dynamisch geprägten Temperatur feststellen.

9. Mesoskalige Variabilität

Im folgenden Abschnitt soll aus den Horizontalverteilungen von Temperatur und diffuser Attenuation auf die vorherrschenden räumlichen Skalen der Variationen beider skalarer Größen geschlossen werden. Dazu wurden insgesamt 37 einzelne Szenen von 16 Überläufen der Satelliten NOAA-6, NOAA-7 und NIMBUS-7 aus dem Zeitraum von 1981 bis 1984 verwendet. Neben dem in den Kapiteln 6. und 7. schon behandelten Bereich des Nordatlantischen Stromes wurden auch einige Szenen aus dem Gebiet des Kanarenbeckens analysiert um eine größere geographische Abdeckung zu erlangen. Die Szenen stammen im wesentlichen aus den Sommermonaten Juli und August. Lediglich zwei Überläufe aus dem Januar sowie jeweils einer aus dem März und November wurden zudem verwendet. Eine Zusammenstellung der Daten findet sich in Tab. 9.1 und die zugehörige geographische Verteilung in Abb. 9-1. Die Auswahl wurde im wesentlichen von der Forderung nach möglichst großen, wolkenfreien und zusammenhängenden Gebieten geprägt.

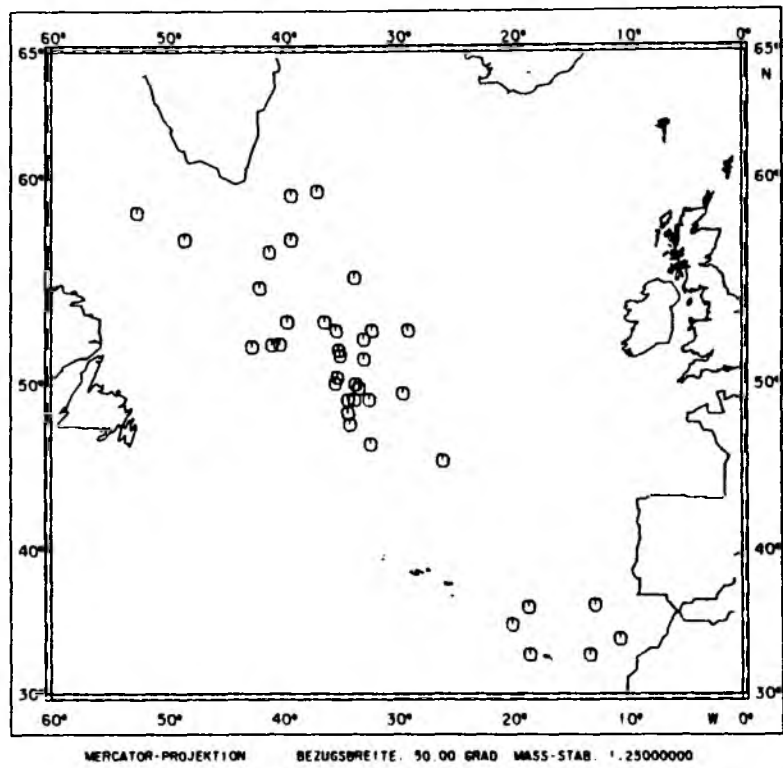


Abb. 9-1 Lage der Gebiete, an denen die Strukturfunktionen bestimmt wurden.

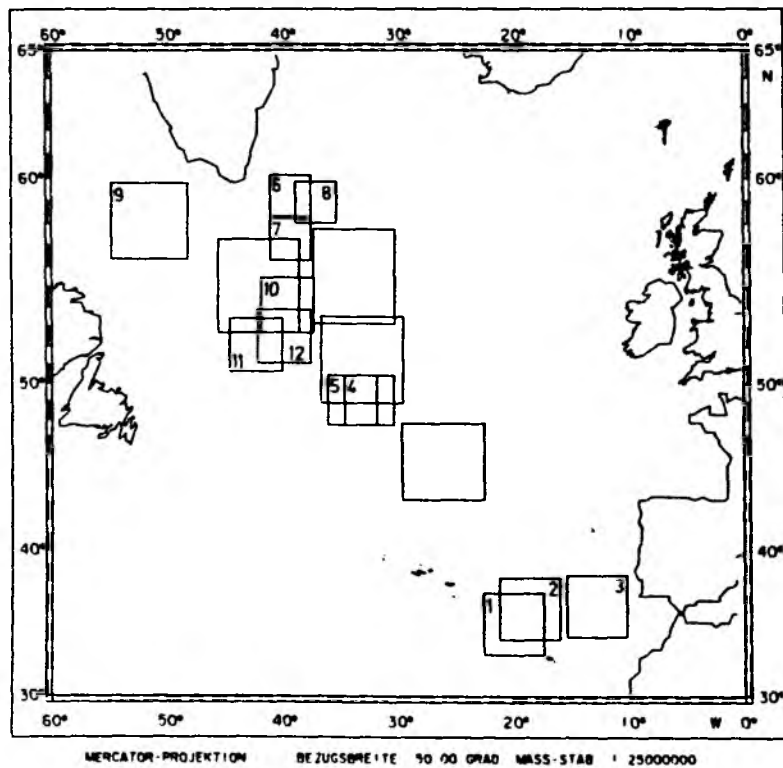


Abb. 9-2 Lage und Größe der Gebiete zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktionen. Die Gebiete sind gemäß Tab. 9.2 bezeichnet.

Tab. 9.1

Datum	Breite / Grad	Länge /Grad	Satellit	Radio- meter	Mess- größe	Gebiet
19. 7. 1981	52.169	40.175	NOAA-7	AVHRR	TEMP	7
19. 7. 1981	52.040	42.596	NOAA-7	AVHRR	TEMP	8
19. 7. 1981	53.335	39.530	NOAA-7	AVHRR	TEMP	9
19. 7. 1981	52.169	40.175	NIMBUS-7	CZCS	ATTENU	7
19. 7. 1981	52.040	42.596	NIMBUS-7	CZCS	ATTENU	8
19. 7. 1981	53.335	39.530	NIMBUS-7	CZCS	ATTENU	9
26. 7. 1981	56.725	41.105	NOAA-7	AVHRR	TEMP	3
26. 7. 1981	59.264	39.217	NOAA-7	AVHRR	TEMP	4
26. 7. 1981	57.294	39.217	NOAA-7	AVHRR	TEMP	5
26. 7. 1981	59.436	36.950	NOAA-7	AVHRR	TEMP	6
27. 7. 1981	48.399	34.170	NOAA-7	AVHRR	TEMP	14
27. 7. 1981	52.140	40.886	NOAA-7	AVHRR	TEMP	15
27. 7. 1981	49.140	33.614	NOAA-6	AVHRR	TEMP	17
27. 7. 1981	49.140	32.338	NOAA-7	AVHRR	TEMP	18
27. 7. 1981	49.496	29.412	NOAA-7	AVHRR	TEMP	25
30. 7. 1981	50.058	35.326	NOAA-7	AVHRR	TEMP	19
3. 8. 1981	57.300	48.407	NOAA-7	AVHRR	TEMP	2
3. 8. 1981	58.514	52.598	NOAA-7	AVHRR	TEMP	1
15. 8. 1981	46.565	32.212	NOAA-7	AVHRR	TEMP	16
19. 8. 1981	50.381	35.142	NOAA-6	AVHRR	TEMP	20
20. 8. 1981	49.140	34.185	NOAA-7	AVHRR	TEMP	21
20. 8. 1981	47.734	34.030	NOAA-7	AVHRR	TEMP	13
23. 8. 1981	51.568	34.890	NOAA-7	AVHRR	TEMP	22
25. 8. 1981	50.004	33.563	NOAA-7	AVHRR	TEMP	23
28. 8. 1981	49.788	33.261	NOAA-7	AVHRR	TEMP	24
19. 3. 1982	35.000	19.943	NOAA-7	AVHRR	TEMP	26
8. 4. 1982	33.995	10.580	NOAA-7	AVHRR	TEMP	31
12. 7. 1982	53.313	36.276	NIMBUS-7	CZCS	ATTENU	10
12. 7. 1982	52.406	32.868	NOAA-7	AVHRR	TEMP	11
12. 7. 1982	51.845	35.034	NOAA-7	AVHRR	TEMP	12
17. 1. 1983	52.868	35.252	NOAA-7	AVHRR	TEMP	32
17. 1. 1983	52.868	32.119	NOAA-7	AVHRR	TEMP	33
17. 1. 1983	52.868	28.985	NOAA-7	AVHRR	TEMP	34
27.11. 1983	32.841	18.398	NOAA-7	AVHRR	TEMP	27
27.11. 1983	32.858	13.182	NOAA-7	AVHRR	TEMP	29
10. 1. 1984	36.190	18.520	NOAA-7	AVHRR	TEMP	28
10. 1. 1984	36.354	12.755	NOAA-7	AVHRR	TEMP	30

9.1. Horizontalskalen

Die Abschätzung typischer Horizontalskalen wurde mit Hilfe der zweidimensionalen räumlichen Autokorrelationsfunktion durchgeführt. Dabei wurden insgesamt 12 Datensätze der Temperaturverteilung und 3 Datensätze der diffusen Attenuation analysiert. Die Größe und Lage der hierfür ausgesuchten Gebiete ist in Abb. 9-2 wiedergegeben. Vor der Berechnung der Autokorrelationsfunktion wurde eine Trendelimination vorgenommen. Dazu wurde an insgesamt 400, über das jeweilige Feld gleichverteilte Stützstellen ein Polynom zweiter Ordnung angepaßt. Die verwendete Autokorrelationsfunktion ergibt sich nach Jenkins und Watt (1968) als

$$(9.1) \quad C(n,m) = \frac{1}{N^2 C(0,0)} \sum_{i=0}^{N-n-1} \sum_{j=0}^{N-m-1} X(i,j) X(i+n,j+m)$$

Diese Schreibweise enthält zwar einen Bias bei der Schätzung der Autokorrelationsfunktion, gibt jedoch gerade für einen großen räumlichen Versatz bessere Ergebnisse und glaubhaftere Werte der Nulldurchgänge. Die Rechnungen wurden mit einer Schrittweite von 5 Pixeln in beiden Dimensionen durchgeführt, entsprechend einem Abstand von 6 - 10 km, abhängig von der jeweiligen geometrischen Auflösung der Daten in der Kartenprojektion. Der maximale räumliche Versatz lag bei 150 Pixeln. In Abb. 9-3 a - j sind die resultierenden zweidimensionalen Autokorrelationsfunktionen für die 12 Gebiete dargestellt. Bis auf einige Ausnahmen zeigen die Funktionen einen raschen Abfall bis zum ersten Nulldurchgang und danach ein Schwingen um den Nullwert mit Amplituden bis zu 0.15, in Ausnahmen bis zu 0.3. Für die Gebiete 2, 3, 8 wird in einer Vorzugsrichtung kein Nulldurchgang erreicht. Die Gründe hierfür sind nicht eindeutig, jedoch ist eine unvollständige Elimination des Trends als Ursache denkbar. Für die Abschätzung der Horizontalskalen wurde der erste Nulldurchgang als Kriterium verwendet. In den Fällen, wo kein Nulldurchgang erreicht wurde, die Funktion aber unter 0.05 fiel, wurde dieses relative Minimum für die Abschätzung verwendet. In Tab. 9.2 sind die Orientierung der Hauptachsen sowie der zugehörige Abstand des ersten Nulldurchganges aufgelistet.

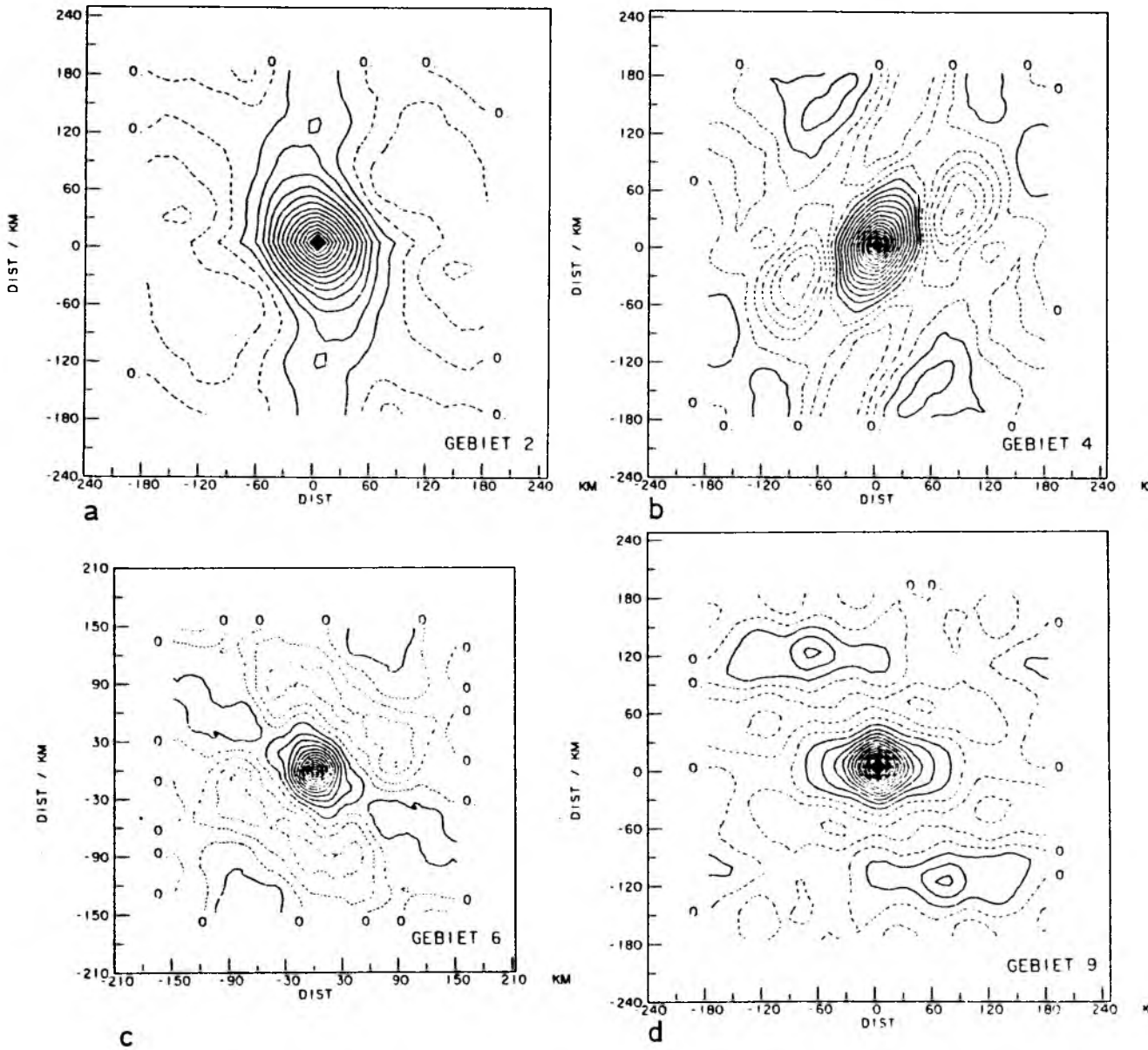


Abb. 9-3 a-d Autokorrelationsfunktionen für die Gebiete 2,4,6,9; Iso-
linienabstand: 0.05; X-Koordinate: Ost-West Verschiebung;
Y-Koordinate: Nord-Süd Verschiebung.

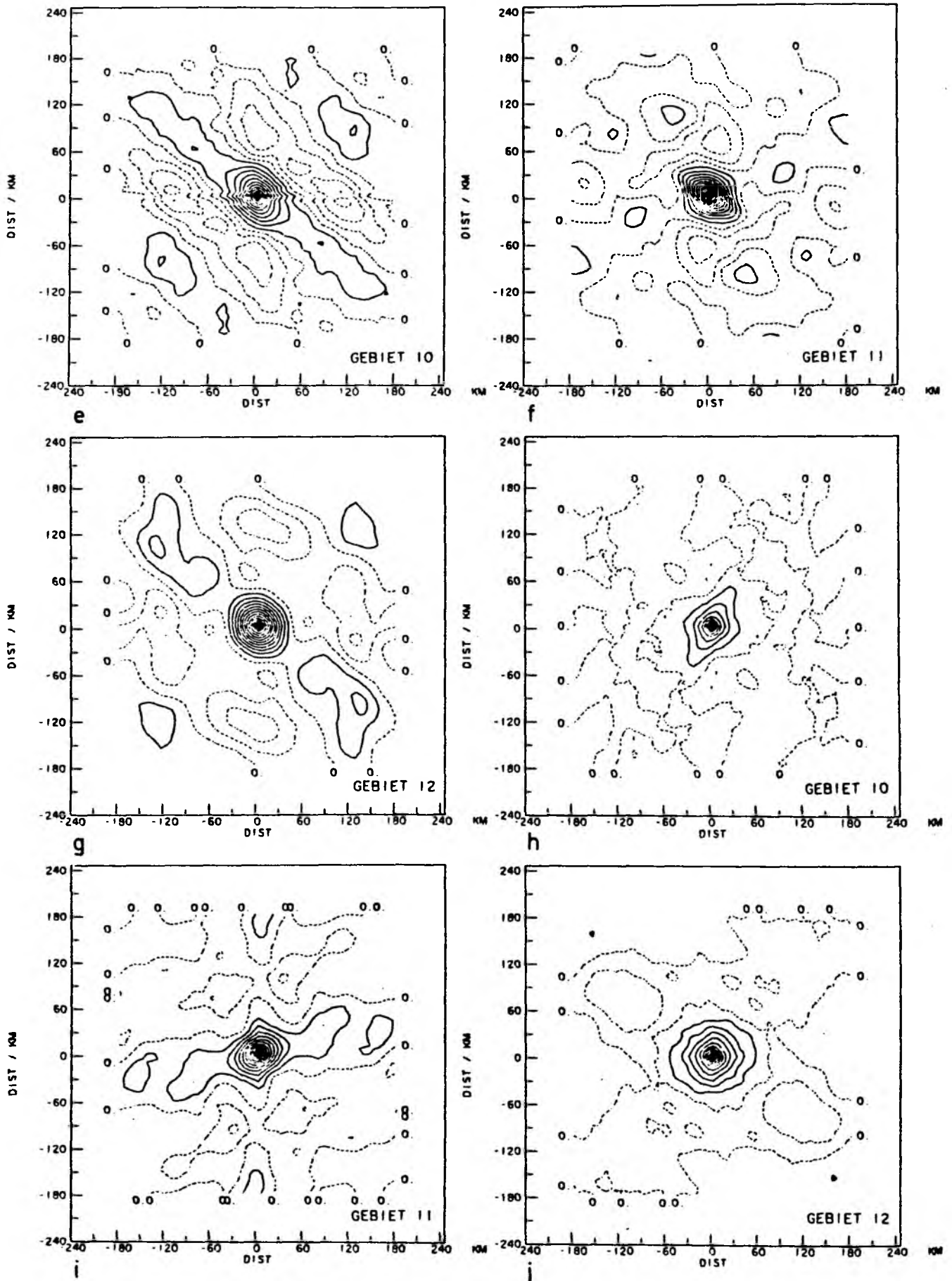


Abb. 9-3 e-j Fortsetzung von Abb. 9-3 a-d für die Gebiete 10-12;
e-g: Temperaturfelder; h-j: diffuse Attenuationsfelder.

Tab. 9.2 Lage der Hauptachsen der Autokorrelationsfunktionen und Abstand des ersten Nulldurchganges.

Gebiet	Skalar	Orientierung der großen Halbachse	Nulldurchgang große/ kleine Halbachse /km
1	Temp	N - S	135 x 90
2	Temp	N - S	150 x 72
3	Temp	N - S	126 x 100
4	Temp	NNO - SSW	75 x 45
5	Temp	NNO - SSW	93 x 48
6	Temp	NW - SO	63 x 41
7	Temp	(NW - SO)	53 x 51
8	Temp	NW - SO	75 x 45
9	Temp	W - O	90 x 51
10	Temp	NW - SO	75 x 41
11	Temp	NW - SO	54 x 42
12	Temp	(NW - SO)	51 x 44
10	Attenu	NO - SW	69 x 48
11	Attenu	NO - SW	150 x 36
12	Attenu	-----	75 x 72

Die eingeklammerten Werte stehen für nur schwach ausgeprägte Anisotropie der Funktion.

Die Autokorrelationsfunktionsfunktionen der Gebiete 1 - 3 im Kanarenbecken zeigen die größten Werte der ersten Nulldurchgänge sowie der Abstände der folgenden Nulldurchgänge. Im Gebiet des Nordatlantischen Stromes bei 50°N ist die Orientierung der großen Halbachse von NNO nach SSW gerichtet, die ersten Nulldurchgänge liegen bei 75 - 93 km bzw. 45 - 48 km für die kleine Halbachse (Gebiet 4 und 5). Nördlich des Nordatlantischen Stromes zwischen 55°N und 60°N, in einem sehr wirbelreichen Gebiet, liegen die Werte der großen Halbachse bei 53 - 75 km, diejenigen der kleinen Halbachse bei 45 - 51 km. Die Vorzugsrichtung liegt hier NW - SO orientiert (Gebiete 6 - 8). Westlich davon im Labradorbecken ist dagegen eine klare W - O Orientierung erkennbar (Gebiet 9). Die Gebiete 10 - 12 sind vor allem in Bezug auf den Vergleich der Horizontalverteilungen dieser Skalare von Interesse. Die Horizontalverteilungen dieser Skalare sind für diese Gebiete bereits in Kap. 8. diskutiert worden. Die Autokorrelationsfunktionen der Attenuationsverteilungen zeigen dabei einen asymptotischen Verlauf in Bezug auf das

Nullniveau der Korrelation. Dies gilt vor allem für die Gebiete 10 und 12 (Abb. 9-3 h, j). Betrachtet man nur das Gebiet 12, so zeigt die zugehörige Autokorrelationsfunktion der Temperaturverteilung ein deutliches Schwingen um das Nullniveau (Abb. 9-3 g). Der unterschiedliche Verlauf der Funktionen führt dazu, daß die Nulldurchgänge bei dem Attenuationsfeld bei größeren Abständen liegen. Bis zum ersten Nulldurchgang zeigen beide Funktionen keine ausgeprägten Vorzugsrichtungen (Abb. 9-3 g, i). Die in Kap. 8. angesprochene deutliche zonale Struktur der Attenuationsverteilung im Gebiet 11 (s. Abb.8-4)(41°W - 44°W) äußert sich auch in der deutlichen Vorzugsrichtung der Autokorrelationsfunktion (Abb. 9-3i). Im Gegensatz dazu zeigt die Temperaturverteilung deutliche Meridionalstrukturen. Dies schlägt sich auch in der isotropen Form der Autokorrelationsfunktion nieder (Abb. 9-3f).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß typische Horizontalskalen im Bereich des Nordatlantischen Stromes und im Kanarenbecken in der gleichen Größenordnung wie die von anderen Autoren gemachten Beobachtungen liegen. So fanden Barnett et.al. (1977) im subtropischen Pazifik bei 35°N, 155°W typische Horizontalskalen der Temperatur von 195 x 56 km, während van Woert (1982) südlich davon bei 30°N Skalen von 85 x 32 km feststellte. Dabei beruht nur letztere Veröffentlichung auf dem gleichen Meßprinzip wie die hier vergestellten Werte, da Barnett et.al. sich auf eine Reihe von XBT-Messungen stützten.

9.2. Varianzspektren

Horizontalverteilungen passiver Skalare können neben der beschreibenden Analyse der sichtbaren Phänomene auch durch die statistische Analyse der Varianzverteilung auf einzelne Wellenzahlen beschrieben werden. Damit können sowohl die signifikanten Raumskalen der Verteilungen bestimmt werden als auch Informationen über den statistisch zufällig anzusehenden Teil der Horizontalfelder gewonnen werden. Im folgenden werden daher die theoretischen Vorstellungen turbulenter Prozesse kurz erläutert und die bisherigen Beobachtungen diskutiert. Im Anschluß daran werden die Ergebnisse der Spektralanalyse von Temperatur und At-

tenuationsfeldern vorgestellt und in Bezug auf die theoretischen Modellvorstellungen analysiert.

9.2.1. Theoretische Modelle

Um die beobachteten Varianzspektren mit bestehenden Turbulenztheorien vergleichen zu können, ist es notwendig, die Voraussetzungen der Theorien zu betrachten.

Alle Turbulenztheorien gehen von der Existenz eines Trägheitsbereichs aus, in dem es keine nennenswerten Quellen und Senken der Energie gibt. Im vorliegenden Fall wird von den Daten ein Skalenbereich von ca. 2.5 - 250 km abgedeckt. Typische Horizontalskalen der Quellen der kinetischen Energie liegen im Bereich der winderzeugten Oberflächenwellen (~100 m) und der großräumigen meteorologischen Windsysteme (≥ 1000 km) und befinden sich damit außerhalb des hier betrachteten Skalenbereiches. Das gleiche gilt für die Nettowärmeflüsse, die ebenfalls nur bei sehr kleinen Wellenzahlen als Quelle barokliner Energie anzusehen sind. Der Bereich von 10 - 400 km kann nach Freeland, Rhines und Rossby (1975) durch ein absolutes Energiemaximum dominiert werden, welches aufgrund energiereicher mesoskaliger Wirbel zustande kommt. Dabei kann durch nichtlineare Mechanismen Energie durch die Prozesse der baroklinen bzw. barotropen Instabilität umgewandelt werden. Typische Skalen für diese Prozesse liegen für mittlere Breiten bei dem ein- bis sechsfachen des internen Deformationsradius $L_D = \sqrt{g' D} / f$, der für den offenen Ozean bei ca. 40 - 50 km liegt. g' bezeichnet hier die reduzierte Schwerebeschleunigung, D die typische vertikale Ausdehnung der betrachteten Schicht und f den Coriolisparameter. Spielen diese Prozesse eine entscheidende Rolle in dem jeweiligen Untersuchungsgebiet, so ist die Voraussetzung eines Trägheitsbereiches für das Varianzspektrum nicht mehr erfüllt. Die minimale Längenskala von 2.5 km liegt oberhalb der Mikroskala des Turbulenzspektrums, welche durch die dreidimensionale isotrope Turbulenz charakterisiert ist. Die langwellige Begrenzung ist von den jeweiligen Schichtungsparametern abhängig, liegt aber für dreidimensionale Wirbel zwischen 0.1 m (stabile Schichtung) und 10 m (instabile

Schichtung, doppeldiffusive Prozesse)(Woods, 1980). Die endgültige Energiedissipation erfolgt erst unterhalb der Kolmogorov-Skala (~ 1 mm) durch molekulare Dissipation. Durch das Brechen von Oberflächenwellen und internen Wellen kann ebenfalls Energie dissipiert werden. Typische Längenskalen interner Wellen liegen am unteren Rand des hier betrachteten Skalenbereichs und können demzufolge ebenfalls zu einer Modifikation des Trägheitsbereiches führen. Weiterhin können nach Hasselmann (1971) diese Wellen aufgrund nichtlinearer Prozesse Bewegungen auf größeren Skalen induzieren. Jedoch sind die physikalischen Prozesse der Wechselwirkungen von internen Wellen und mesoskaligen Wirbelfeldern noch unklar. So wird sowohl ein Energietransfer von internen Wellen zum Wirbelfeld (Müller, 1974) als auch der entgegengesetzte Transfer prognostiziert (Ruddick, 1980).

Das Verhältnis der hier betrachteten Horizontalskalen mit den zugehörigen Vertikalskalen gestattet in erster Näherung die Beschränkung auf zweidimensionale physikalische Prozesse für die Beschreibung der beobachteten Varianzen. Dies bedeutet aber, daß die grundlegenden Betrachtungen von Kolmogorov (1941) der dreidimensionalen isotropen Turbulenz hier keine Anwendung finden können. Die großen Horizontalskalen und der daraus resultierende Einfluß der Erdrotation lassen die Theorien der zweidimensionalen mesoskaligen Turbulenz von Kraichnan (1967) sowie der geostrophischen Turbulenz für die Atmosphäre von Charney (1971) und Blumen (1978) am sinnvollsten erscheinen. Diese Theorien sollen im folgenden kurz erläutert werden.

Die Theorie der zweidimensionalen Turbulenz geht von der Vorticity ω als Erhaltungsgröße für ein homogenes, inkompressibles und reibungsfreies Medium aus:

$$(9.2) \quad \frac{d\omega}{dt} = 0$$

Dabei wirken weder Gezeiten- noch Gravitationskräfte. Aus Gl. (9.2) ergibt sich, daß neben der Energie E auch die Enstrophie η als quadratische Invariante des Systems erhalten bleibt:

$$(9.3) \quad E = \frac{1}{2} \rho \iint v^2 dx dy = \text{konstant}$$

$$\eta = \frac{1}{2} \iint \omega^2 dx dy = \text{konstant}$$

Während sich hiernach im Wellenzahlspektrum ein Fluß von Enstrophie hin zu höheren Wellenzahlen einstellt, wird gleichzeitig ein entgegengesetzter Fluß turbulenter kinetischer Energie zu kleineren Wellenzahlen erforderlich. Für das Energiedichtespektrum gilt nach dieser Theorie

$$(9.4) \quad E(k) \sim \eta^{2/3} k^{-3}$$

und für die Temperaturvarianzdichte

$$(9.5) \quad E_T(k) \sim x_T \eta^{-1/3} k^{-1}$$

wobei x_T die Temperaturvarianz und k die Wellenzahl darstellt. Der unterschiedliche Verlauf von $E(k)$ und $E_T(k)$ erklärt sich daraus, daß Kraichnan die Temperatur als rein passiven Skalar betrachtet, und $E_T(k)$ somit nur von k und der Dissipationsrate der Enstrophie und der Temperaturvarianz selber abhängt. Aus der Dimensionsanalyse ergibt sich dann der k^{-1} Abfall für die Temperaturvarianzdichte.

Die Theorie der quasi-geostrophischen Turbulenz bezieht die Schichtung sowie Divergenzen im Strömungsfeld mit ein, die zu vertikalen Abhängigkeiten der Strömung führen. Dies jedoch bedeutet die Möglichkeit von Streckung und Stauchung von Wirbelelementen, d.h. die Vorticity ω ist keine individuelle Erhaltungsgröße mehr. Bei reibungsfreien, adiabatischen Bewegungsvorgängen auf einer rotierenden Erde ist jedoch die potentielle Vorticity q eine individuelle Erhaltungsgröße. Bei quasi-geostrophischen Bewegungsvorgängen existiert nach Charney (1971) neben der totalen Energie die Varianz der potentiellen Vorticity η' ("potentielle Enstrophie") als quadratische Invarianten des Systems. Die Erhaltung der potentiellen Vorticity gilt streng genommen nur für geschichtete Medien, ansonsten wird die pseudo-potentielle Vorticity erhalten. Nimmt man den Prozess der baroklinen Instabilität als Ursache für die Entstehung mesoskaliger Wirbelfelder an, so erfordert die Erhaltung der oben genannten Größen einen Fluß turbulenter kinetischer Energie,

der hauptsächlich zu kleineren Wellenzahlen hin gerichtet ist, während die potentielle Enstrophie nur zu höheren Wellenzahlen fließt (s. Onken, 1986). Für das Energiedichtespektrum gilt nach dieser Theorie:

$$(9.6) \quad E(k) \sim \eta^{2/3} k^{-3}$$

und für die Temperaturvarianzdichte

$$(9.7) \quad E_T(k) \sim \eta^{2/3} N^2 (g \alpha)^{-2} k^{-3}$$

wobei g die Schwerebeschleunigung darstellt, α den Wärmeausdehnungskoeffizient und N die Brunt-Väisälä-Frequenz. Die identischen spektralen Abfälle für $E(k)$ und $E_T(k)$ ergeben sich aus der Verwendung der hydrostatischen Relation und der Annahme eines idealen Gases. Nach Angaben von Charney kann diese Theorie auch für Gebiete mit starker barokliner Anregung Anwendung finden.

Als dritter Punkt soll noch die Theorie von Saunders (1972b) erwähnt werden, der ebenfalls von der geostrophischen Annahme ausgehend für das Energiedichtespektrum

$$(9.8) \quad E(k) \sim \eta^{2/3} k^{-3}$$

und unter Verwendung der thermischen Windgleichung für die Temperaturvarianzdichte

$$(9.9) \quad E_T(k) \sim \eta^{2/3} f^2 (g \alpha)^{-2} H^{-2} k^{-5}$$

prognostiziert. Dabei ist H die (atmosphärische) Skalenhöhe.

Die quasi-geostrophischen Annahmen der obigen Theorien führen dazu, daß der Einfluß der oberen und der unteren Ränder nicht berücksichtigt wird, d.h. sie gelten streng genommen nur für das Innere eines Mediums. Der Einfluß der Ränder wird hingegen in der zweidimensionalen Theorie nach Blumen (1978) mit einbezogen. Danach verschwindet die potentielle Vorticity q im inneren des Mediums und als Invarianten des Systems ergeben sich die totale Energie und die verfügbare potentielle Energie an der Oberfläche der Flüssigkeit, für die dann gilt

$$(9.10) \quad E_{\nu p}(k) \sim k^{-5/3}$$

Eine gleiche spektrale Abhängigkeit ergibt sich nach dieser Theorie auch für die Varianzdichte eines passiven Skalars.

Aus den oben diskutierten Turbulenztheorien ergeben sich jeweils auch die Spektren der Temperaturvarianz. Dabei wird die Temperatur nicht streng als passiver Skalar betrachtet. Daher ist es nicht ohne weiteres möglich, das Varianzspektrum eines passiven Skalars, wie es etwa das Phytoplankton in bestimmten Wellenzahlbereichen ist, mit demjenigen der Temperatur gleichzusetzen (Lesieur und Sadourny, 1981). Zwei Punkte müssen dazu betrachtet werden. Zum einen muß eine Definition gefunden werden, unter welchen Voraussetzungen das Phytoplankton als passiver Skalar angesehen werden kann und zum anderen muß die Varianzdichte eines passiven Skalars bestimmt werden. Dazu wird im folgenden im wesentlichen die Arbeit von Denman und Platt (1976) als Quelle verwendet. Danach können zwei Regime unterschieden werden: Ist die typische Zeitskala der turbulenten Bewegungsvorgänge τ_t um ein vielfaches kleiner als die Zeitskala der Phytoplanktonreproduktion τ_p , so kann das Phytoplankton als passiver Skalar angesehen werden. Ist jedoch $\tau_p \ll \tau_t$, so muß die Reproduktionsrate berücksichtigt werden. Während z.B. die Temperaturvarianz von niedrigen Wellenzahlen zu hohen Wellenzahlen transportiert wird, fließt hier, bedingt durch die Reproduktion, Varianz bei allen Wellenzahlen in das Spektrum ein. Für die Varianzdichte des Phytoplanktons bedeutet dies:

$$(9.11) \quad E_p(k) \sim x_p \epsilon^{-1/3} k^{-5/3}$$

für $\tau_p \gg \tau_t$ bei lokaler isotroper Turbulenz und

$$(9.12) \quad E_p(k) \sim x_p r^{-1} k^{-1}$$

für $\tau_p \ll \tau_t$. Dabei ist r der Wachstumsparameter, ϵ die Dissipationsrate und x_p die Phytoplanktonvarianz. Die Grenze zwischen beiden Regimen liegt für ozeanische Verhältnisse nach Denman und Platt (1976) bei einer kritischen Wellenzahl $k_c \approx 0.2 - 20 \text{ km}^{-1}$. Für $k < k_c$ gilt demnach

$E_p(k) \sim k^{-1}$, für $k > k_c$ entsprechend $E_p(k) \sim k^{-5/3}$. Abschließend sei nochmals bemerkt, daß diese Betrachtung streng genommen nur für dreidimensionale isotrope Turbulenz gilt. Einem weiteren Ausbau dieser Theorie zufolge soll das Varianzspektrum ein absolutes Maximum bei $k = 0.25 k_c$ besitzen und zu kleineren Wellenzahlen schnell abfallen (Denman et.al, 1977). Der Einfluß unterschiedlicher Wachstumsparameter für verschiedene Phytoplanktonarten führt zu Differenzen in den Absolutwerten der Varianzdichten, nicht jedoch zu unterschiedlichen Formen der Spektren.

Die Form des Varianzdichtespektrums eines passiven Skalars im Fall zweidimensionaler horizontaler Turbulenz, d.h. bei Vernachlässigung barokliner Effekte, ist nach Lesieur und Saudourny (1981) im Enstrophie-Trägheitsbereich proportional der Enstrophie und nicht der Energie. Dies bedeutet einen k^{-1} Abfall im Falle zweidimensionaler Turbulenz und ist demnach identisch mit dem spektralen Abfall der Temperaturvarianzdichte (Gl. 9.5). Betrachtet man die quasi-geostrophische Turbulenztheorie nach Blumen (1978), so ergibt sich für einen passiven Skalar ein gleicher spektraler Abfall wie für die Energiedichte, d.h. eine Proportionalität zu $k^{-5/3}$.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die unterschiedlichen Ansätze der theoretischen Behandlung großskaliger turbulenter Prozesse keine einheitlichen spektralen Formen in den Trägheitsbereichen ergeben. Für die Temperaturvarianzdichte folgen hiernach Abfälle proportional k^{-1} bis k^{-3} bzw. bis k^{-5} , für passive Skalare Abfälle proportional k^{-1} bis k^{-3} .

9.2.2. Bisherige Beobachtungen

Messungen der Turbulenzspektren von Temperatur und Phytoplankton wurden in der Vergangenheit vor allem vom Schiff und vom Flugzeug aus durchgeführt. Dabei sollen im folgenden nur die reinen Oberflächenmessungen der Temperaturvarianz mittels Radiometer behandelt werden. Eindimensionale Analysen für Skalen von 100 m - 10 km von McLeish (1970) ergaben einen spektralen Abfall zwischen -2 und -1.5 im Bereich von 500 m - 10 km. Saunders (1972a) ermittelte mittels flugzeuggetragener Radiometermessungen im Mittelmeer einen -2.2 Abfall für eindimensionale Temperaturvarianzspektren bei Wellenzahlen zwischen $5 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}$ und $2 \cdot 10^{-1} \text{ km}^{-1}$. Den isotropen Teil des zweidimensionalen Wellenzahlspektrums bestimmten Holladay und O'Brien (1975) für den Bereich von 4 - 20 km proportional zu k^{-3} . Ihre Untersuchung erstreckte sich auf das Auftriebsgebiet vor der Küste Oregons. Alle diese Spektren beruhen auf flugzeuggetragenen Messungen, wobei die Daten jeweils auf gleichabständige horizontale Gitter interpoliert werden mußten. Direkte Schiffsmessungen von Fieux et.al. (1978) ergaben für den Skalenbereich von 1 - 64 km einen -2 Abfall. Die Bestimmung der mesoskaligen Variabilität von satellitengetragenen Radiometern wurden von Deschamps et.al. (1981) erstmals durchgeführt. Dabei verwendeten sie die in Kapitel 9.3. noch näher beschriebene Strukturfunktion zur Beschreibung der statistischen Variabilität. Für eine Reihe von Untersuchungsgebieten im Mittelmeer und dem östlichen Nordatlantik fanden sie einen mittleren spektralen Abfall von entsprechend -1.8 und -1.9 für Skalenbereiche von 3 - 30 km sowie 40 - 100 km. Für Seegebiete in der Biskaya fanden Deschamps et.al. (1984) einen -2 Abfall für eindimensionale Temperaturvarianzspektren bei Längenskalen bis 100 km.

Varianzspektren der Phytoplanktonverteilung wurden bislang vor allem durch fluorometrische Messungen auf Skalen kleiner als 10 km vermessen. Die erste derartige Bestimmung wurde von Platt (1972) durchgeführt, der für Skalen von 1 m - 1 km eine Varianzdichte proportional $k^{-5/3}$ feststellte. Temperatur- und Phytoplanktonspektren aus dem Gebiet des St. Lorenz-Stromes aus 5 m und 8 m Tiefe zeigten nach Denman (1976) einen

-2 Abfall im Skalenbereich 100 m - 10 km. Beide Messgrößen waren danach über das gesamte Spektrum signifikant kohärent. Dennoch zeigten sich bei Wellenzahlen zwischen $k = 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ und 10^{-2} m^{-1} deutliche Unterschiede, die auf biologische Mechanismen schließen lassen. Messungen vom driftenden Schiff in der Biskaya und im tropischen Atlantik zeigten für Temperatur und Phytoplankton einen -2 Abfall für Wellenlängen von 10 m bis 100 m, darüberhinaus bis 1 km einen -1 Abfall (Fasham und Pugh, 1976). Die Messungen wurden zwischen 15 m und 100 m Tiefe durchgeführt. Unterschiede ergaben sich danach auch in der Kohärenz beider Meßreihen, was die Autoren auf unterschiedliche kritische Wellenzahlen k_c (s. Kap. 9.2.1.) zurückführen. Signifikante Kohärenz herrschte zur Zeit der Planktonblüte auch bei größeren Wellenlängen (bis 1 km), während dies für sommerliche Verhältnisse nicht zutraf. Bei Messungen in den oben angeführten Längenskalen muß der Einfluß interner Wellen auf die Kohärenz von Temperatur und Phytoplankton mit berücksichtigt werden. Eine umfassende Darstellung der statistischen Behandlung von Phytoplanktonvariabilitäten findet sich bei Fasham (1978). Alle bisher diskutierten Messungen liegen an der unteren Grenze der in dieser Arbeit behandelten Längenskala. Die erste und bislang einzige Arbeit, bei der Varianzspektren direkt aus Satellitendaten gewonnen wurden, stammt von Gower et.al. (1980). Die Autoren benutzten LANDSAT-MSS-Daten aus dem Jahre 1976, um für ein Gebiet südlich Islands das Varianzspektrum aus der aufwärtsgerichteten Strahldichte bei 500 - 600 nm zu bestimmen. Dabei ergab sich für den isotropen Teil der zweidimensionalen Varianzdichte ein mittlerer Abfall von -2.92 zwischen 2 und 60 km. Auf diesen Skalen muß die wachstumsbedingte Eigendynamik der Phytoplanktonpopulationen jedoch schon berücksichtigt werden, so daß die Annahme eines passiven Skalars für die Interpretation der Daten nicht mehr ohne weiteres zutrifft.

9.2.3. Eindimensionale Varianzspektren

Für die Analyse der Verteilung der Temperatur- bzw. Trübungsvarianz auf einzelne Wellenzahlen wurde die Fouriertransformation verwendet. Danach kann die Varianz einer Meßgröße Ψ dargestellt werden als

$$(9.13) \quad E(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x) e^{-ikx} dx$$

wobei k die Wellenzahl und x eine beliebige Koordinatenrichtung darstellt. Die Varianzspektren geben Aufschluß darüber, wie die Varianz eines stochastischen Prozesses über die Wellenzahlen verteilt ist (Jenkins und Watts, 1968). Voraussetzung hierfür ist die Stationarität der betrachteten Meßreihe. Der abgedeckte Wellenzahlbereich wird beschränkt durch die Länge L der Meßreihe selber sowie durch den Abstand ΔL der einzelnen Meßwerte voneinander.

$$(9.14) \quad k_{\max} = 1/2\Delta L \quad \text{Nyquist-Wellenzahl}$$

$$k_{\min} = 1/L$$

Eine effektive Methode zur Berechnung der Spektren bietet die von Cooley und Tukey (1965) eingeführte Fast-Fourier Transformation (FFT), die im folgenden bei der Berechnung der Spektren verwendet wurde.

Die Betrachtung mehrerer Meßreihen gestattet es weiterhin, die Kovarianzen derjenigen Komponenten zu bestimmen, die in Phase bzw. außer Phase sind. Dies geschieht durch Berechnung der Kospektren E_{K0} und Quadraturspektren E_Q . Das resultierende Kreuzspektrum hat dann die Form

$$E_{KR} = E_{K0} - i E_Q$$

Daraus ergeben sich das Phasenspektrum

$$\Phi_P(k) = \arctan (- E_Q(k) / E_{K0}(k))$$

und das Kohärenzspektrum

$$E_{KS}(k) = \left(\frac{(E_{KT})^2}{E_1(k) E_2(k)} \right)^{\frac{1}{2}}$$

wobei $E_1(k)$ und $E_2(k)$ die Wellenzahlspektren nach Gl. (9.13) für die Einzelmeßreihen sind.

Neben der Methode der Fourier-Transformation wurde auch die Analyse mittels der Strukturfunktion verwendet. Allgemein ergibt sich diese Funktion für isotrope Zufallsprozesse als

$$(9.15) \quad D_T(h) = \frac{1}{N - \eta} \sum_{n=1}^{N-\eta} [\tau(n+h) - \tau(n)]^2$$

wobei N die Gesamtlänge der gleichabständigen Meßreihe T ist und h der räumliche Versatz der Meßreihe. Der Vorteil der Strukturfunktion gegenüber der Varianzdichte besteht vor allem darin, daß aufgrund der Verwendung von Differenzen zufällige Variationen eine geringere Rolle spielen und die Bestimmung der Funktion exakter ist. Der Zusammenhang zwischen Strukturfunktion und Varianzdichtespektrum $E(k)$ und Autokorrelationsfunktion $C(h)$ läßt sich nach Panchev (1971) für homogene und isotrope Zufallsprozesse darstellen als

$$(9.16) \quad D_T(h) = \int_0^{\infty} (1 - \cos 2\pi kh) E(k) dk$$

$$D_T(h) = C(0) - C(h)$$

Nimmt man für das Varianzdichtespektrum einen Trägheitsbereich an, bei dem gilt

$$(9.17) \quad E(k) \sim k^{-n}$$

so kann für $D_T(h)$ nach Gl. (9.16) gelten

$$(9.18) \quad D_T(h) \sim h^{-p} \quad , \quad p = n+1$$

sobald $n > 1$ ist. Der spektrale Abfall des Varianzdichtespektrums kann somit direkt aus dem Verlauf der Strukturfunktion abgeleitet werden.

Die Homogenität der Felder ist von besonderer Bedeutung, da durch Verletzung dieser Voraussetzung fehlerhafte spektrale Abfälle zustande kommen können. So ergeben sich für Frontalzonen -2 Abfälle in den Spektren, was den theoretisch vorhergesagten Werten nahe kommt (Kap. 9.2.1.). Die Strukturfunktion verläuft dagegen proportional h^2 . Daher wurde für alle in Abb. 9-1 gezeigten Gebiete eine Trendelimination vorgenommen. Im Falle vollkommener Isotropie würden die 4 Strukturfunktionen für alle Richtungen einen identischen Verlauf besitzen. Anisotrope Komponenten hingegen schlagen sich in der Verschiebung der einzelnen Funktionen nieder, wobei die Form der Funktion jedoch unbeeinflusst bleibt.

9.2.3.1. Datenaufbereitung

Für die Berechnung der Strukturfunktionen wurden jeweils quadratische Gebiete mit 128 bzw. 256 Pixeln Kantenlänge ausgewählt. Die geographische Auflösung der Daten liegt zwischen 1.2 km und 2 km und ist abhängig von der Lage des Datenausschnittes in Bezug auf den Lotfußpunkt des Satelliten (s. Kap. 4.). Die Funktion wurde für vier Richtungen, entsprechend 0° , 45° , 90° , 135° aufgestellt. Die Lage der Mittelpunkte der einzelnen Gebiete ist in Abb. 9-1 wiedergegeben. Der räumliche Versatz h variiert zwischen 1 Pixel und 64 bzw. 128 Pixeln. Ein Teil der Daten wurde mit einem 3×3 Medianfilter geglättet. Bei der Mehrheit der Datensätze wurden die Oberflächentemperaturen verwendet, bei einigen Ausnahmen jedoch auch die Helligkeitstemperatur des Kanal 4 des AVHRR, da das Rauschniveau dieser Daten deutlich geringer ist. Für diese Fälle muß geprüft werden, ob Fluktuationen in der atmosphärischen Transmission und in der mittleren Atmosphärentemperatur existieren. Bei der "Split-Window"-Methode (Kap. 3.3.) zeigten sich jedoch auch auf Skalen < 300 km Variationen von bis zu 1 K in dem atmosphärenbedingten Temperaturanteil. Daher ist in solchen Fällen die Verwendung der korrigierten Oberflächentemperaturen notwendig. Bei den Daten des CZCS wurde jeweils der diffuse Attenuationkoeffizient als Eingabegröße verwendet.

Die Glättung der Daten mittels Medianfilterung bewirkt einen Bias bei der Bestimmung der Strukturfunktion wie des Varianzdichtespektrums.

Nach Deschamps et.al. (1984) gilt dies jedoch im wesentlichen für kleine Werte von h . Danach ist der Bias bei $h > 3a$ geringer als 10%, wobei a die Seitenlänge des verwendeten Filters ist. Für größere Werte von h kann der Einfluß der Glättung vernachlässigt werden.

Bei der Trendelimination wurden an 400 über das Gebiet gleichverteilten Stützstellen ein zweidimensionales Polynom erster bzw. zweiter Ordnung angepaßt. Für alle Strukturfunktionen mußte gemäß Deschamps et.al. (1984) außerdem gelten

$$(9.19) \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 h^2 \ll D(h)$$

wobei T wiederum die Meßgröße darstellt. In keinem Fall wurde ein Anstieg der Strukturfunktion > 1.3 beobachtet, was dafür spricht, daß die Homogenitätsforderung erfüllt wurde.

Für die in Abb. 9-2 dargestellten Gebiete wurden eindimensionale Temperatur- und Attenuationsspektren sowohl für meridionale Richtung (Spalten) als auch für zonale Richtung (Linien) berechnet. Um eine statistische Absicherung der Spektren zu gewährleisten, ist es notwendig, eine genügend große Zahl von Freiheitsgraden, d.h. Einzelrealisationen zu bekommen. Dies ist für eindimensionale Spektren in diesem Fall nur möglich, indem räumlich parallele Meßreihen genommen werden. Dabei wurden jede 4. Spalte bzw. Zeile des jeweiligen Datenausschnittes verwendet, wobei jede einzelne Linie/Spalte als Einzelrealisation betrachtet wurde. Diese Einzelrealisationen setzen sich aus je 256 bzw. 128 Werten zusammen. Ein Teil der Datensätze wurde vorher mit einem 3×3 Medianfilter geglättet. Analog zu dem Einfluß auf die Strukturfunktion erzeugt diese Glättung einen Bias im Wellenzahlbereich $k > 1/3a$, entsprechend 0.11 m^{-1} für eine geographische Auflösung von 1.2 km. Vor der Berechnung der Spektren wurde ein linearer Trend mittels der Methode der kleinsten Quadrate eliminiert und die Daten wurden mit einem Hanning-Filter der Form $\Psi(t) = [\sin(\pi t/M)]^2$ behandelt. Dabei ist M die Länge der Meßreihe. Die so gewonnenen Varianzdichtespektren geben Aufschluß über die mittlere Verteilung der Varianz in zonaler bzw. meri-

dionaler Richtung. Nur im Falle totaler Isotropie des Feldes wird dadurch auch die Gesamtvarianz erfaßt.

Die Spektren und Strukturfunktionen werden im langwelligen Bereich durch die Größe des Meßgebietes beschränkt. Das kurzwellige Ende dagegen ist durch das Auflösungsvermögen der Sensoren bestimmt. Zufällige Fluktuationen durch das Instrumentenrauschen erzeugen eine spektrale Varianzdichte der Form

$$E_n = \tau_n \Delta p$$

$$D_{Tn} = \tau_n$$

wobei τ_n die Varianz des Rauschniveaus und Δp die geometrische Auflösung der Daten ist. Dieser Effekt führt zu einer Abflachung des Spektrums bei den größten Wellenzahlen. Signifikante Informationen können daher erst bei Werten $E > E_n$ gewonnen werden. Nimmt man ein NEAT von 0.1 K für den Kanal 4 des AVHRR und von 0.3 K für die Oberflächentemperaturfelder, so ergibt sich für die größte verwendete Auflösung von 1.2 km ein E_n von 0.017 bzw. 0.108 C^{-2} km. Aus den in Tab. 3.1 aufgelisteten Signal/Rauschverhältnissen des CZCS folgt ein entsprechender Wert für E_n von 0.027 m^{-2} km. Die Lage von E_n im Spektrum des Gebietes 15 (Tab. 9.1) ist in Abb. 9-4 beispielhaft verdeutlicht. Es zeigt sich, daß bei einer geographischen Auflösung von 1.2 km signifikante Informationen erst für Wellenlängen ≥ 10 km gewonnen werden können.

Die Glättung der Daten führt zwar zu einer Verminderung der instrumentenbedingten Varianz, jedoch ist durch den gleichzeitig eingeführten Bias bei großen Wellenzahlen die Interpretation der Spektren in diesem Bereich unsicher. Generell werden daher im folgendem nur die Wellenzahlen $< 0.1 \text{ km}^{-1}$ betrachtet. Bei geringeren geographischen Auflösungen (bis 2 km) liegen die Grenzen für den signifikanten Teil der Spektren entsprechend bei kleineren Wellenzahlen (0.06 km^{-1}).

Der Vergleich von Spektren aus 10 Linien/Spalten und der Strukturfunktion zeigt einen deutlich den glatteren Verlauf letzterer (Abb. 9-4c).

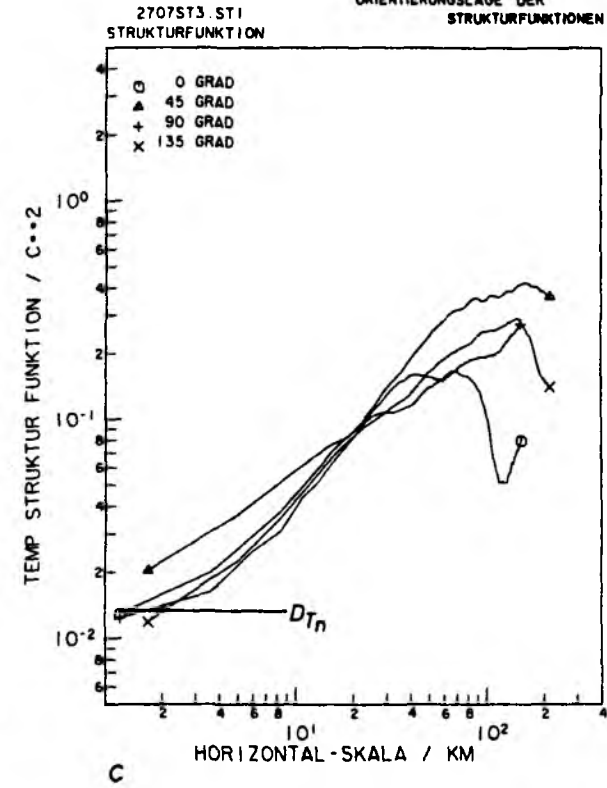
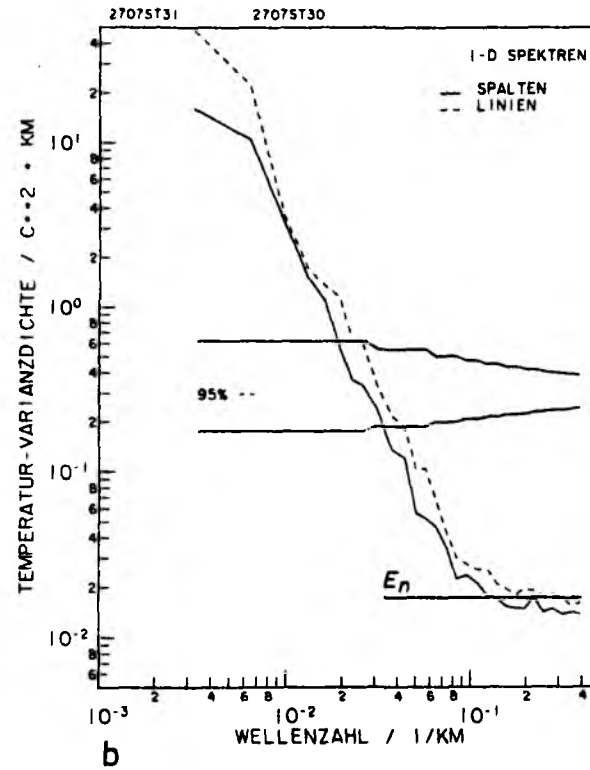
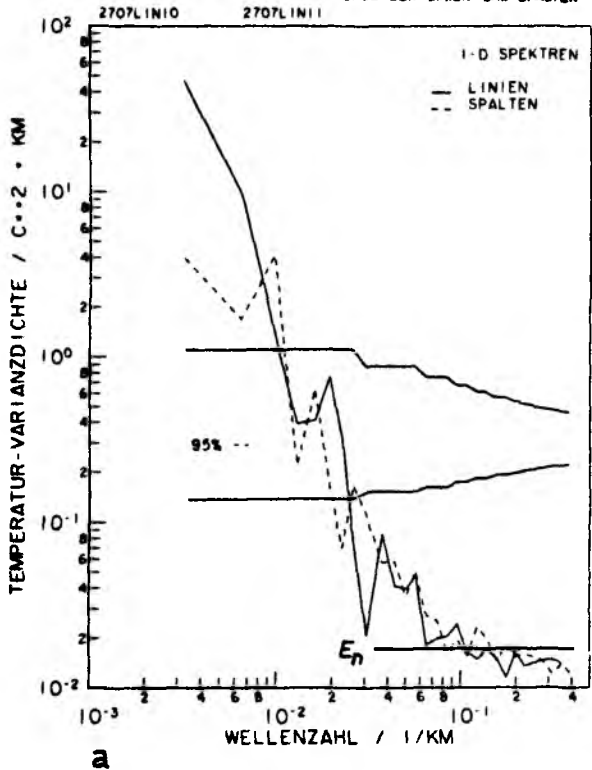
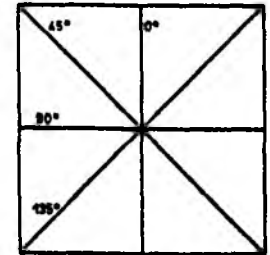
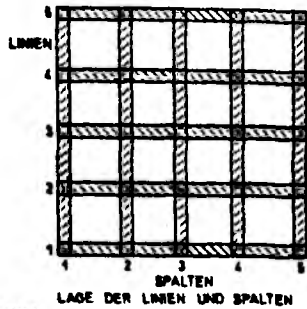


Abb. 9-4 a-c Varianzdichtespektrum der Temperatur für Ensemble aus 10 benachbarten Linien/Spalten (a) und 64 Linien/Spalten im Abstand von jeweils 5 km (b) sowie Strukturfunktionen für 4 unterschiedliche Orientierungen (c). Die 95%-Konfidenzintervalle und die Niveaus des Instrumentenrauschens sind eingezeichnet.

Die Verwendung von 64, über das Gebiet gleichverteilten Linien/Spalten im Abstand von jeweils ca. 5 km, zeigt ein deutlich glatteres Spektrum (Abb. 9-4b) als bei der Verwendung von nur 10 benachbarten Linien/Spalten (Abb. 9-4a). Das eingezeichnete 95%-Konfidenzintervall ist auch für alle folgenden eindimensionalen Spektren gültig.

Die Korrelation der parallelen Einzelmessungen entlang der Linien und Spalten zueinander gibt Aufschluß über das Isotropieverhalten des jeweiligen Feldes. Im Idealfall sollten für alle Wellenzahlen signifikante Kohärenzen zwischen den Parallelmessungen herrschen, d.h. die Varianzverteilung auf die einzelnen Wellenlängen ist für das gesamte Feld gleich. Dies ist im allgemeinen nicht der Fall. Zur Prüfung dieses Sachverhaltes wurden für einzelne Gebiete 5 Varianzdichtespektren aus jeweils 4 benachbarten Linien/Spalten berechnet. Dabei wurde zusätzlich zu dem oben genannten Verfahren auch noch eine logarithmische Mittelung im Spektralbereich durchgeführt, bei der ca. 20 Spektralwerte pro Dekade erzeugt werden. Diese Spektren wurden im Abstand von jeweils 64 Linien/Spalten, entsprechend etwa 77 km erstellt. Phase und Kohärenz zwischen den Spektren ist für ein Gebiet (9) in Abb. 9-5 wiedergegeben. Die Durchnummerierung der Meßnummer im Kopf der Graphiken von 1 bis 5 gibt die Lage der Meßreihe wieder. Ebenso ist gekennzeichnet, ob es sich um Linien (zonal) oder Spalten (meridional) handelt. In den Kohärenzspektren ist sowohl die 95% Signifikanzschwelle der Nullkohärenz als auch der 95% Vertrauensbereich der Werte, die oberhalb der Schwelle liegen eingezeichnet. Es zeigt sich, daß parallele Einzelrealisationen in der Regel für Wellenzahlen $< 0.02 \text{ km}^{-1}$ signifikant kohärent sind und erst ab 0.11 km^{-1} ein deutliches Absinken unter die 95% Signifikanzschwelle der Nullkohärenz stattfindet. In diesem Teil des Spektrums dominiert jedoch schon das Signal des Instrumentenrauschens. Allerdings sind Einbrüche auch bei kleineren Wellenzahlen vorhanden und können als Indiz für Anisotropie des Feldes gedeutet werden. Meridional- und Zonalkomponenten der Spektren sind in der Regel ebenfalls über den oben genannten Wellenzahlbereich signifikant kohärent und sind aus der Isotropie der Felder erklärbar. Das ist anhand zweier Beispiele für die Gebiete 1 und 9 in Abb. 9-6 verdeutlicht.

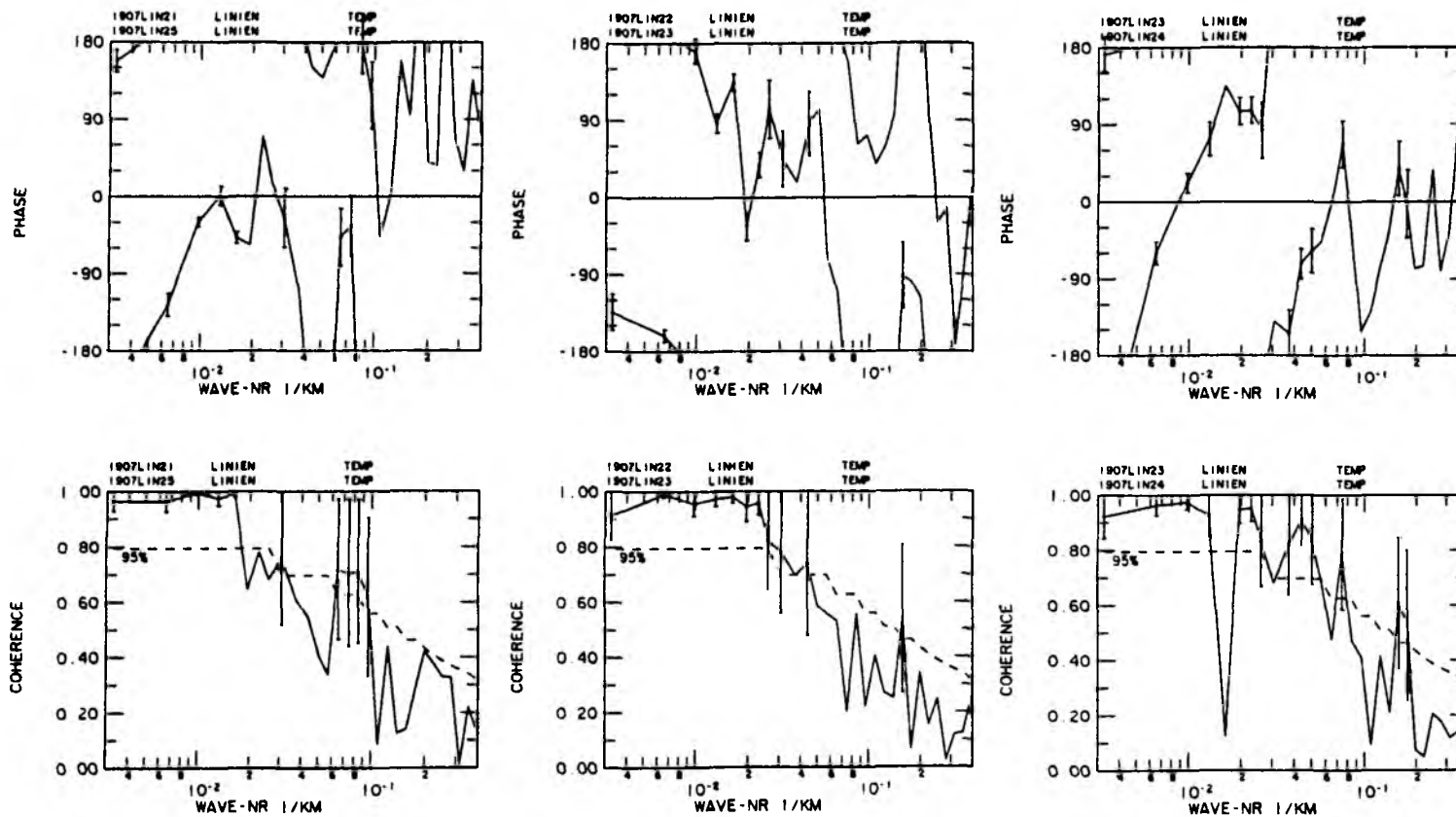


Abb. 9-5 Phasen- und Kohärenzspektren der Temperatur zwischen unterschiedlichen Linien (1+5, 2+3, 3+4) des Gebietes 9.

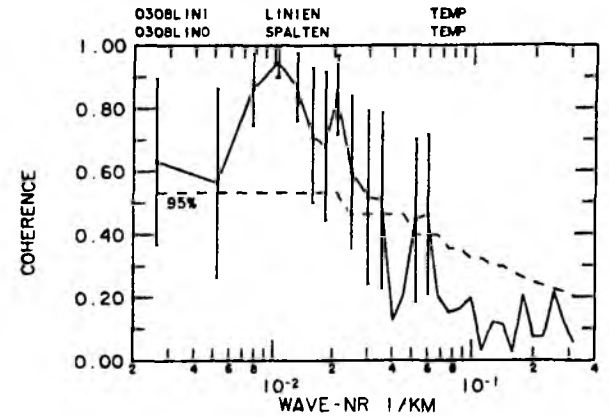
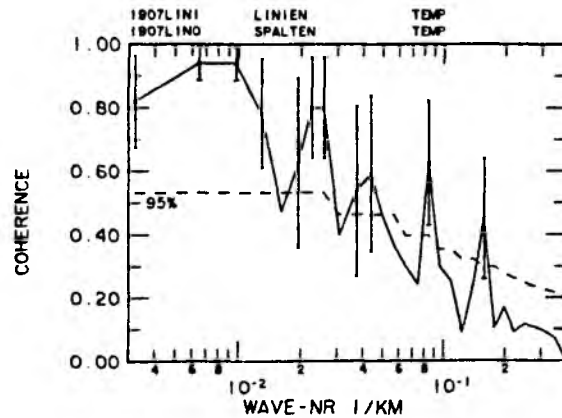
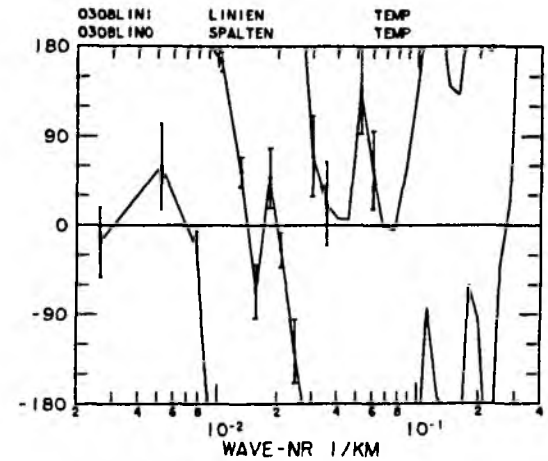
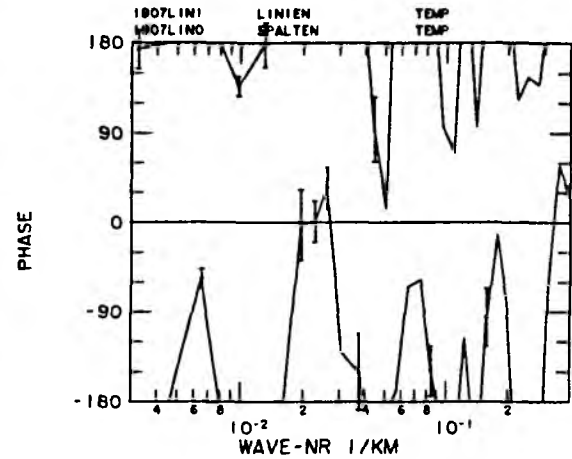
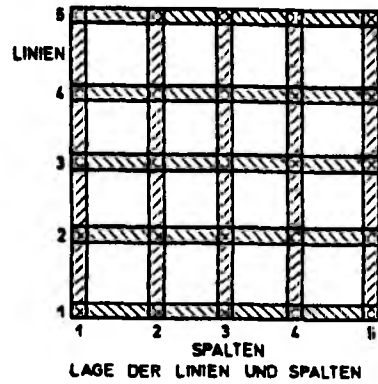


Abb. 9-6 Phasen- und Kohärenzspektren der Temperatur zwischen Linie 3 und Spalte 3 des Gebietes 9 (links) und 1 (rechts), sowie Schemabild der Lage von Linien und Spalten.

9.2.3.2. Temperaturspektren

Für die Analyse der Temperaturstrukturfunktion kamen 29 Gebiete in Frage, bei denen die in Kap. 9.2.3. diskutierten Voraussetzungen zutrafen. Dabei stellte sich heraus, daß monoton ansteigende Funktionsverläufe in der Regel nur für Horizontalskalen von $h \leq 70$ km vorhanden sind. Die Werte für die Strukturfunktion liegen zwischen $5 \cdot 10^{-3}$ und 0. In Abb. 9-7 a-d sind für vier ausgewählte Gebiete, die den gesamten betrachteten geographischen Bereich abdecken, die Strukturfunktionen wiedergegeben. Sie repräsentieren in etwa die vorkommenden Verläufe der Funktionen. Existieren signifikante varianzreiche Skalen, so zeigt die Strukturfunktion ein Abflachen zu konstanten Werten hin, wie aus Abb. 9-7a ersichtlich ist, wo für die Zonalkomponente (90°) bereits für Horizontalskalen ab 10 km ein Abflachen auftritt. Die zugehörige Autokorrelationsfunktion zeigt entsprechend eine deutliche zonale Orientierung (Abb. 9-3d) und schon für geringe Horizontalskalen den Übergang in einen flacheren Funktionsverlauf. Gleiches gilt für das Gebiet südöstlich Grönlands (Abb. 9-7b) und die zugehörige Autokorrelationsfunktion (Abb. 9-3c). Für Gebiete zwischen dem stufenförmig angeordneten Frontensystem der Polarfront, die eine relativ homogene Temperaturverteilung besitzen, zeigen die Strukturfunktionen konstante Anstiege bis zu Horizontalskalen $h \approx 100$ km mit Werten für $p \approx 0.9 - 1.2$ (Abb. 9-7c). Das Abflachen der Kurven bei kleinem h ist durch das höhere Rauschniveau des NOAA-6-AVHRR gegenüber dem NOAA-7-AVHRR erklärbar. Generell führt der Einfluß des Instrumentenrauschens zu niedrigeren Werten für p , da für das gleichverteilte Rauschen eine konstante Strukturfunktion ($p = 0$) resultiert. Ein Beispiel der Strukturfunktionen im Kanarenbecken ist in Abb. 9-7d wiedergegeben. Der Exponent p ist hier mit 0.5 sehr klein, was jedoch nicht für alle berechneten Strukturfunktionen dieses Gebietes gilt. Nimmt man alle 29 Gebiete zusammen, so ergibt sich für Horizontalskalen bis 70 km eine Verteilung der Exponenten p gemäß Abb. 9-8. Dabei sind jeweils mittlere p -Werte für die 4 Strukturfunktionen eines Gebietes angepaßt worden. In einigen Fällen zeigten nicht alle 4 Komponenten ein stetiges Verhalten bis $h = 70$ km. Die abweichende Komponente wurde dann bei der Anpassung von p nicht beachtet. Das Histogramm zeigt eine

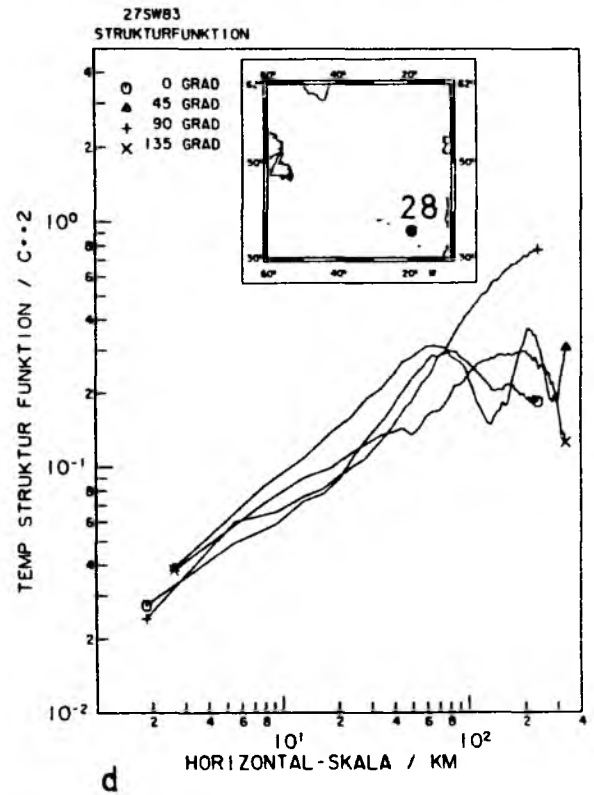
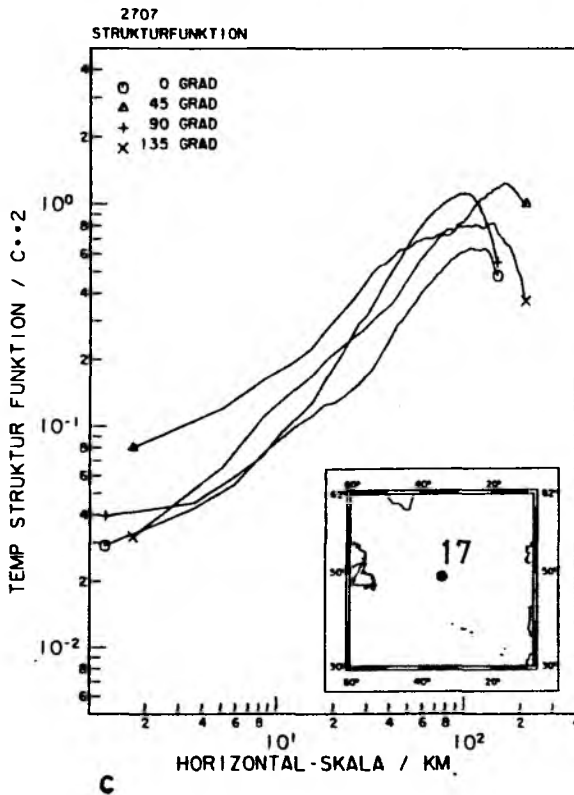
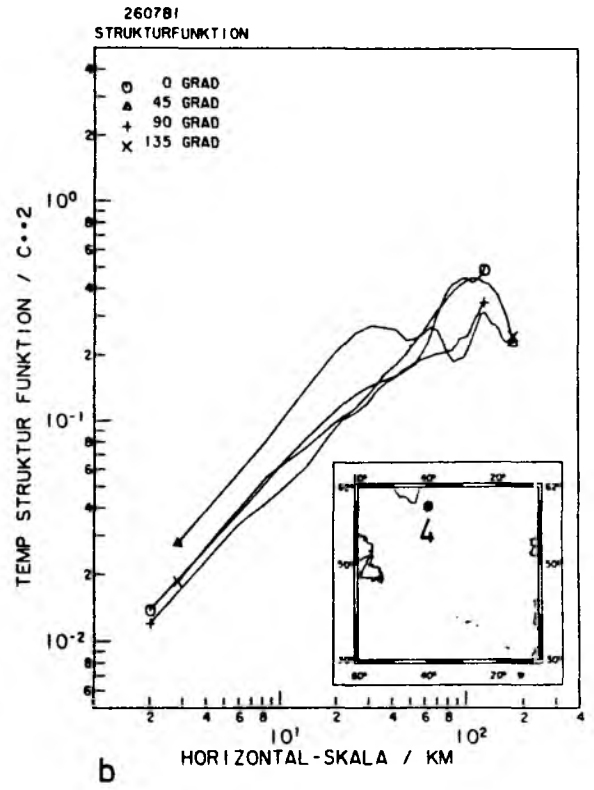
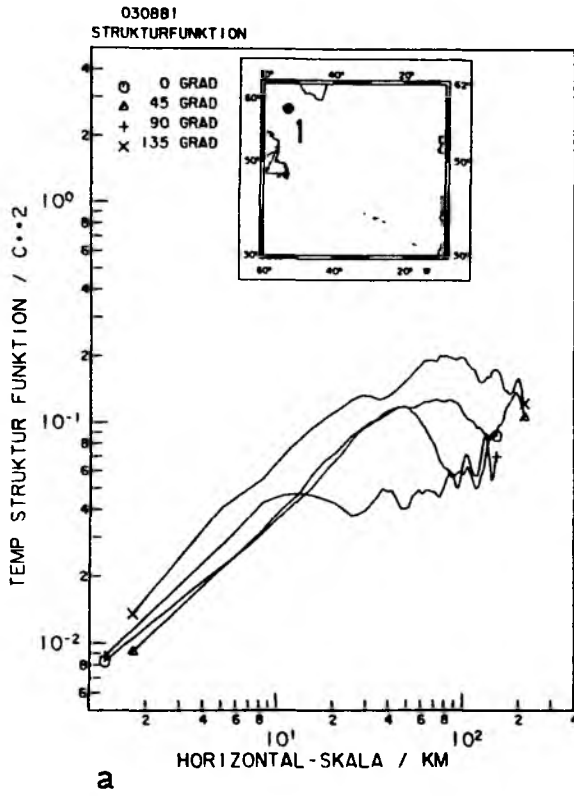


Abb. 9-7 a-d Strukturfunktionen der Temperatur für 4 verschiedene Gebiete.

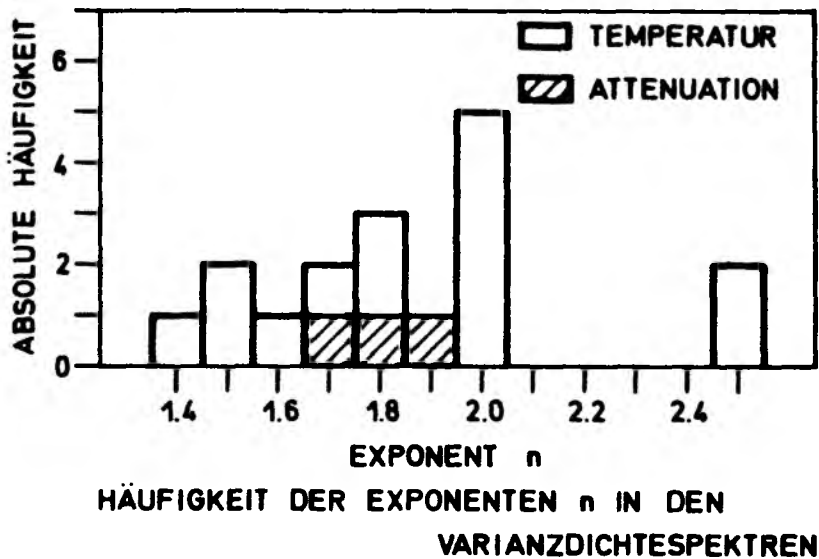
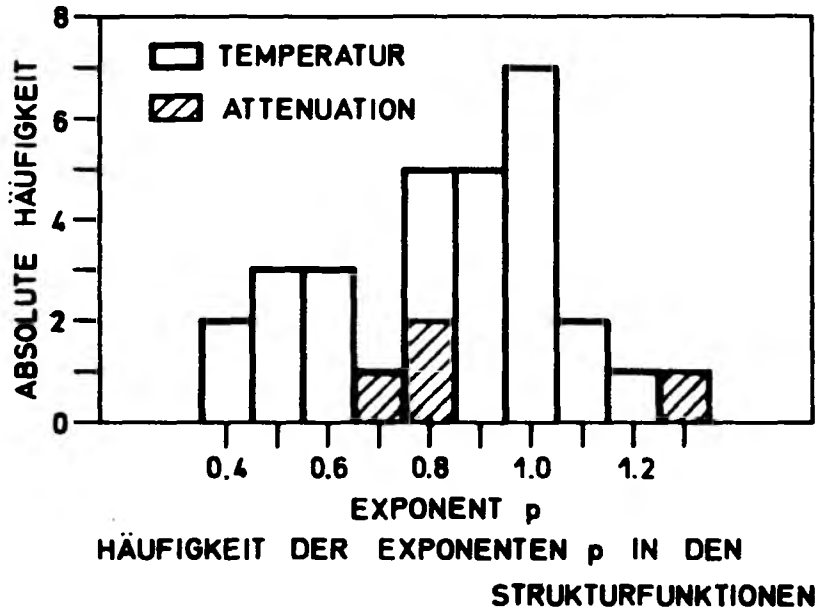


Abb. 9-8 Häufigkeitsverteilungen des Exponenten p in den Strukturfunktionen (oben) und des Exponenten n in den Varianzdichtespektren (unten).

Verteilung der p-Werte von 0.4 - 1.3 mit deutlicher Häufung bei 0.8 - 1.0. Als Gründe für diesen weiten Bereich können das Rauschniveau und mögliche mittlere Temperaturgradienten gelten, die zu künstlicher Erniedrigung bzw. Erhöhung von p führen. Eine Korrelation bestimmter p-Werte zu geographischen Bereichen konnte nicht festgestellt werden. Dies deckt sich mit den von Deschamps et.al. (1984) gemachten Beobachtungen für Skalen von 3 - 100 km. Auch in ihrem Fall lagen die p-Exponenten bei 0.5 - 1.3 mit einer deutlichen Häufung bei $p = 1$. In Abb. 9-8 ist als weiteres Histogramm die Verteilung der eindimensionalen Varianzdichtespektren bezüglich des Exponenten n wiedergegeben. Auch für diesen Exponenten zeigt sich eine Verteilung der Realisationen über einen weiten Bereich von 1.4 - 2.5 mit einer Häufung bei 2.0. Dies ist bei Voraussetzung homogener und isotroper Zufallsprozesse nach Gleichungen 9.16 - 9.18 auch zu erwarten. Während die Strukturfunktion auch bei Datensätzen berechnet werden kann, bei denen die Wolkenbedeckung keine quadratischen freien Felder zulässt, ist dies für die Varianzspektren nicht möglich (es sei denn, man beschränke sich auf die gleichen Daten, was aber nur eine unzureichende Anzahl von Freiheitsgraden bei der Spektralanalyse und dementsprechend große statistische Unsicherheiten zur Folge hätte). Aus diesem Grunde ist die Anzahl der Gebiete, für die Spektren berechnet wurden, geringer. Eine Auswahl von 4 Varianzdichtespektren aus Daten einzelner Überflüge ist in Abb. 9-9 a - d wiedergegeben. Dabei sind auch die zugehörigen varianzerhaltenden Darstellungen gezeigt. Neben den spektralen Abfällen sind (in Klammern gesetzt) die zugehörigen p-Exponenten aus den Strukturfunktionen angegeben. Die Gebiete 1 und 5 im Labradorbecken zeigen spektrale Abfälle von -2.0 und -1.7 für Wellenzahlen von $0.008 - 0.08 \text{ km}^{-1}$ mit geringen Variationen im Verlauf der Spektren, die nur selten signifikant sind. Bei kleineren Wellenzahlen gehen die Spektren in ein Plateau über. Die varianzerhaltenden Darstellungen zeigen deutliche Maxima zwischen 0.006 km^{-1} und 0.013 km^{-1} , wobei zonale und meridionale Komponenten voneinander differieren. Die Spektren aus Gebiet 21 südlich der Polarfront zeigen einen Abfall von -1.8 zwischen 0.008 km^{-1} und 0.08 km^{-1} mit angedeuteten Satteln bei 0.045 km^{-1} und 0.02 km^{-1} . Maximale Varianzwerte liegen bei

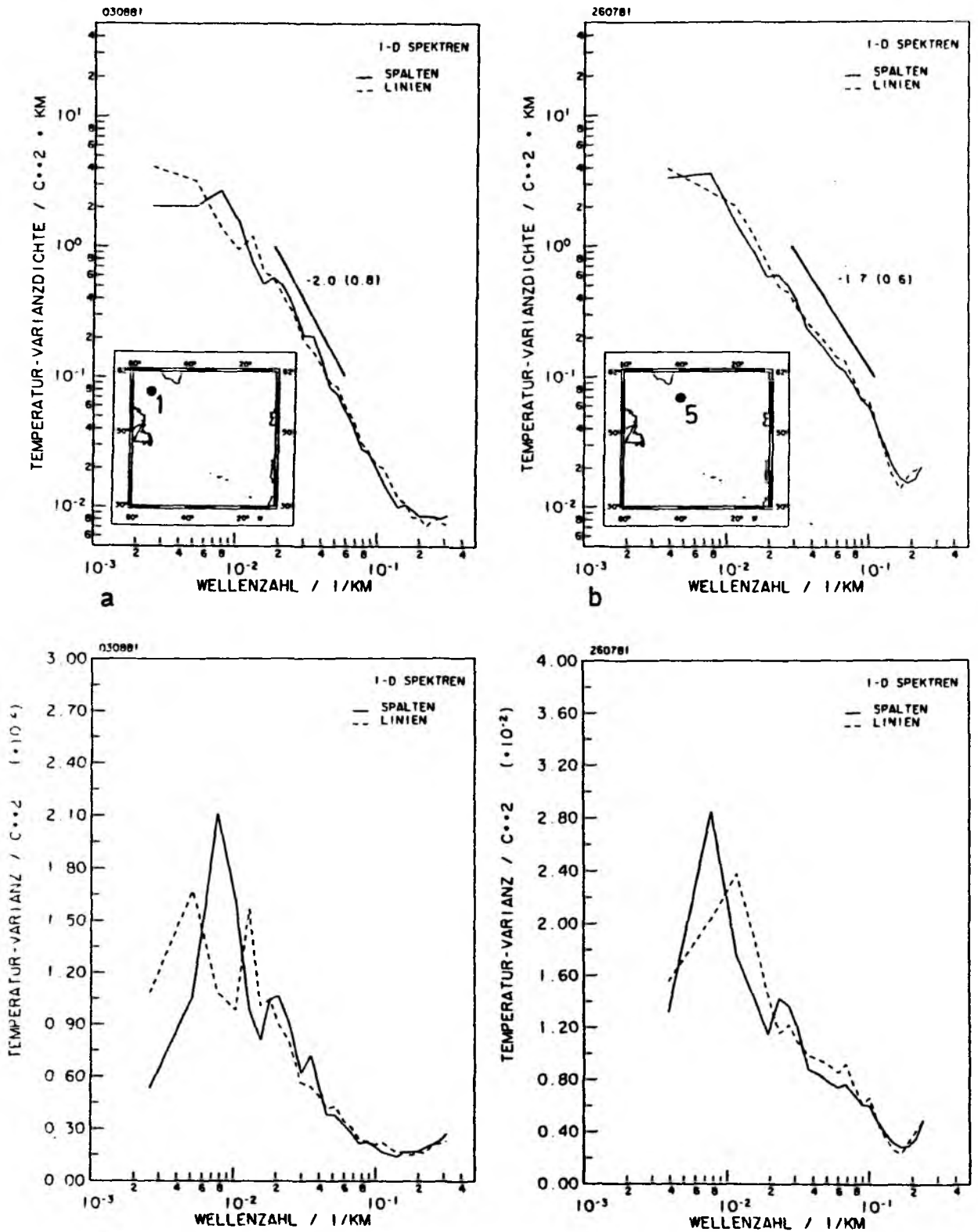


Abb. 9-9 a-b Eindimensionale Varianzdichtespektren und varianzerhaltende Darstellungen der Temperatur für die Gebiete 1 (a) und 5 (b). Die Zahlenwerte in Klammern geben den Exponenten p der zugehörigen Strukturfunktionen an.

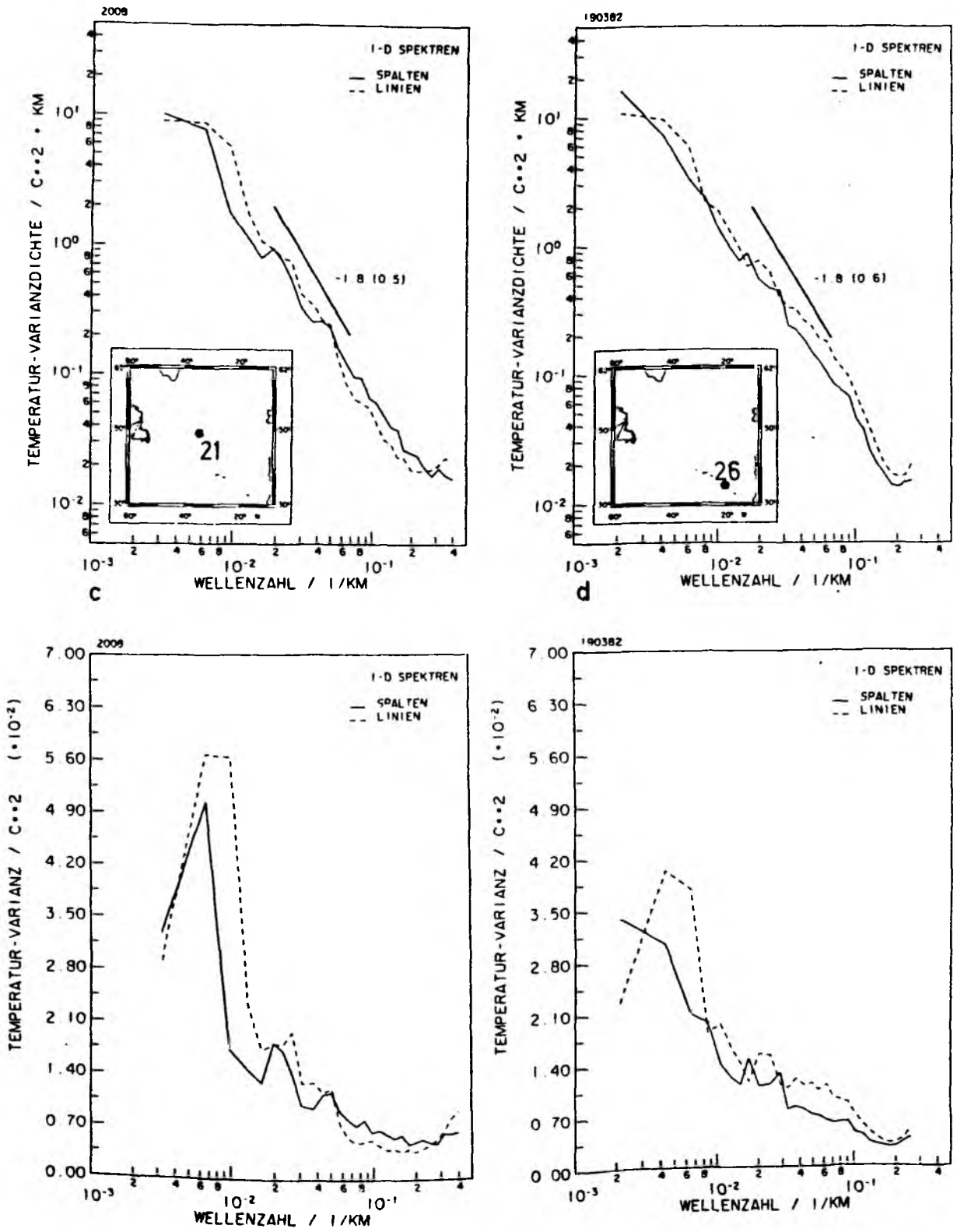


Abb. 9-9 c-d analog zu Abb. 9-9 a-b, für die Gebiete 21 (c) und 26 (d).

0.007 km^{-1} und sind deutlich größer als die Maxima der nördlich gelegenen Gebiete 1 und 5, ebenso wie diejenigen des Gebietes 26 im Kanarenbecken. In letzterem Fall wird für die Meridionalkomponente kein Maxima erreicht, vielmehr liegt die maximale Varianz bei der größten Wellenlänge. Neben den Szenen einzelner Überflüge sind auch die zusammengesetzten Temperaturfelder vom Juli 1981 gemäß Kap. 6. analysiert worden. Die kleinskaligen Fluktuationen sind aufgrund des Prozesses der Mittelung mehrerer Datensätze nur schwer interpretierbar, jedoch können die Spektren im langwelligen Teil Informationen über die vorherrschenden Skalen liefern. In Abb. 9-10 sind die Gebiete 36 und 38 aus dem in Abb. 6-3 gezeigten Temperaturfeld analysiert. Dabei sind die Spektren für $k \leq 0.04 \text{ km}^{-1}$ signifikant. Im Gebiet 36 sind zwei Regime mit Abfällen von -2 und -1 erkennbar, die bei ca. 0.015 km^{-1} getrennt sind. Das südöstlichere Gebiet zeigt dagegen einen -1.5 Abfall. Maximale Varianzen ergeben sich bei etwa 50 - 125 km in meridionaler und 100 - 250 km in zonaler Richtung für die Polarfrontregion, während im südlichen Teil eine Verteilung der hohen Varianzwerte auf ein breites Band von 50 - 500 km zu erkennen ist.

9.2.3.3. Attenuationsspektren

Die Spektren der diffusen Attenuation wurden vor allem in Bezug auf die Korrelation mit den zugehörigen Temperaturspektren untersucht. Der zeitliche Versatz von Temperatur- und Attenuationsmessung und die veränderten Wolkenbedeckungen führen dazu, daß teilweise die Lage der Untersuchungsgebiete nicht vollkommen übereinstimmt. Ein typisches Beispiel für die Strukturfunktionen beider skalarer Größen ist in Abb. 9-11 wiedergegeben. Die Funktionen zeigen Steigungen von $p = 0.7$ bzw. 0.9 für Skalen bis 70 km bzw. 40 km und darüberhinaus Oszillationen, die für die Attenuation ausgeprägter sind, was auf eine klare Verteilung varianzreicher Prozesse auf einzelne Wellenzahlen schließen läßt. Diese Wellenzahlen differieren für die verschiedenen Orientierungen der Strukturfunktion voneinander. Auch für die zonalen und meridionalen Varianzdichtespektren können analoge Verläufe gefunden werden (Abb. 9-12).

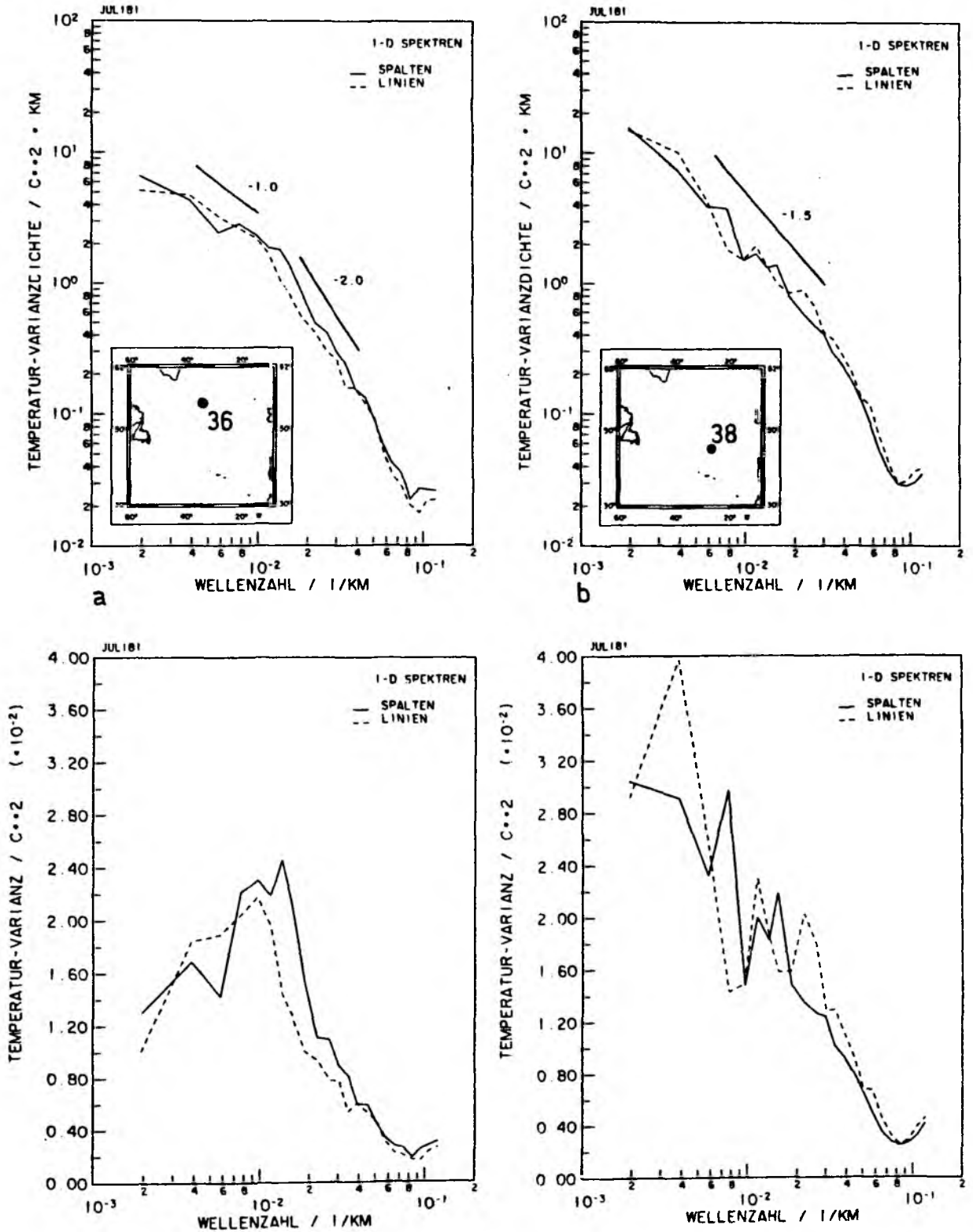


Abb. 9-10 a-b Eindimensionale Varianzdichtespektren und varianzerhaltende Darstellungen der mittleren Oberflächentemperatur (19.7.-30.7.1981) für die Gebiete 36 (a) und 38 (b).

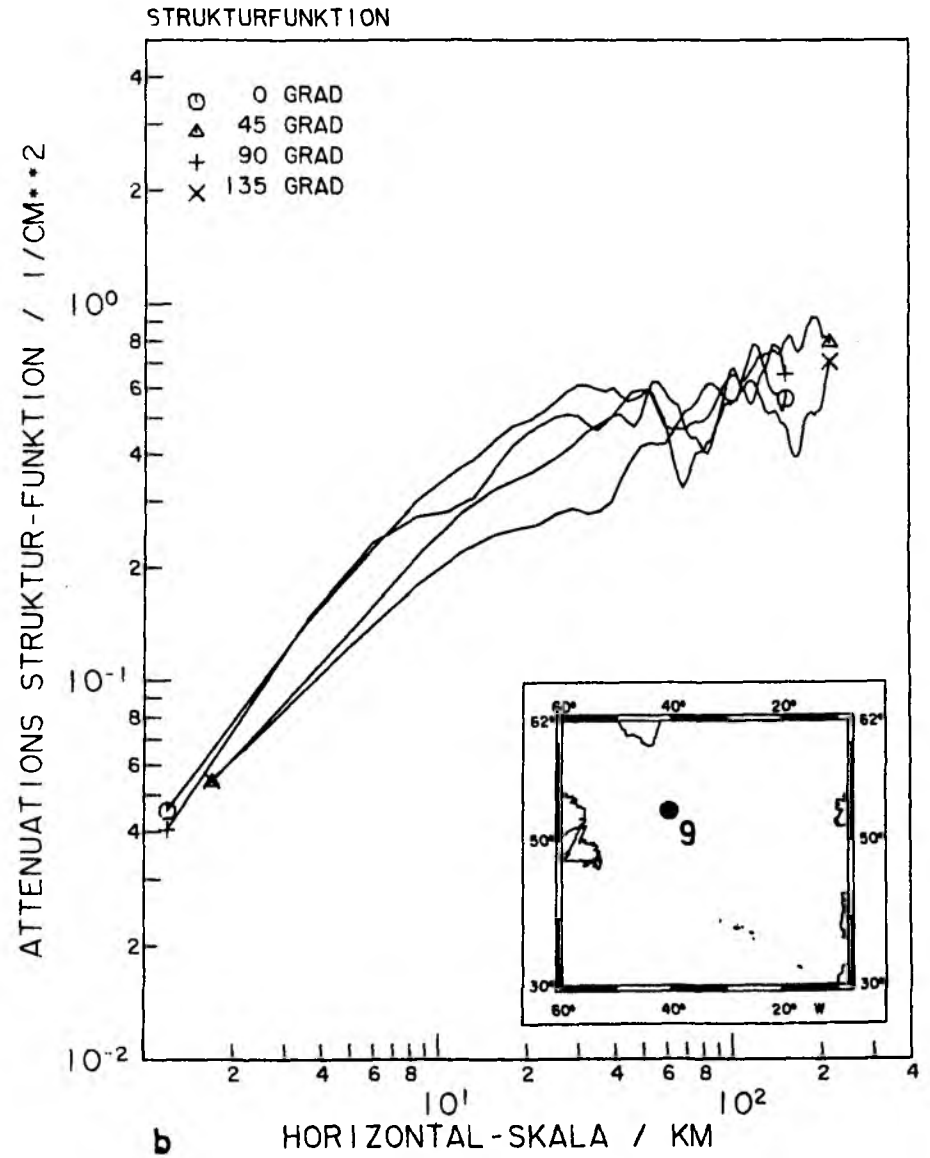
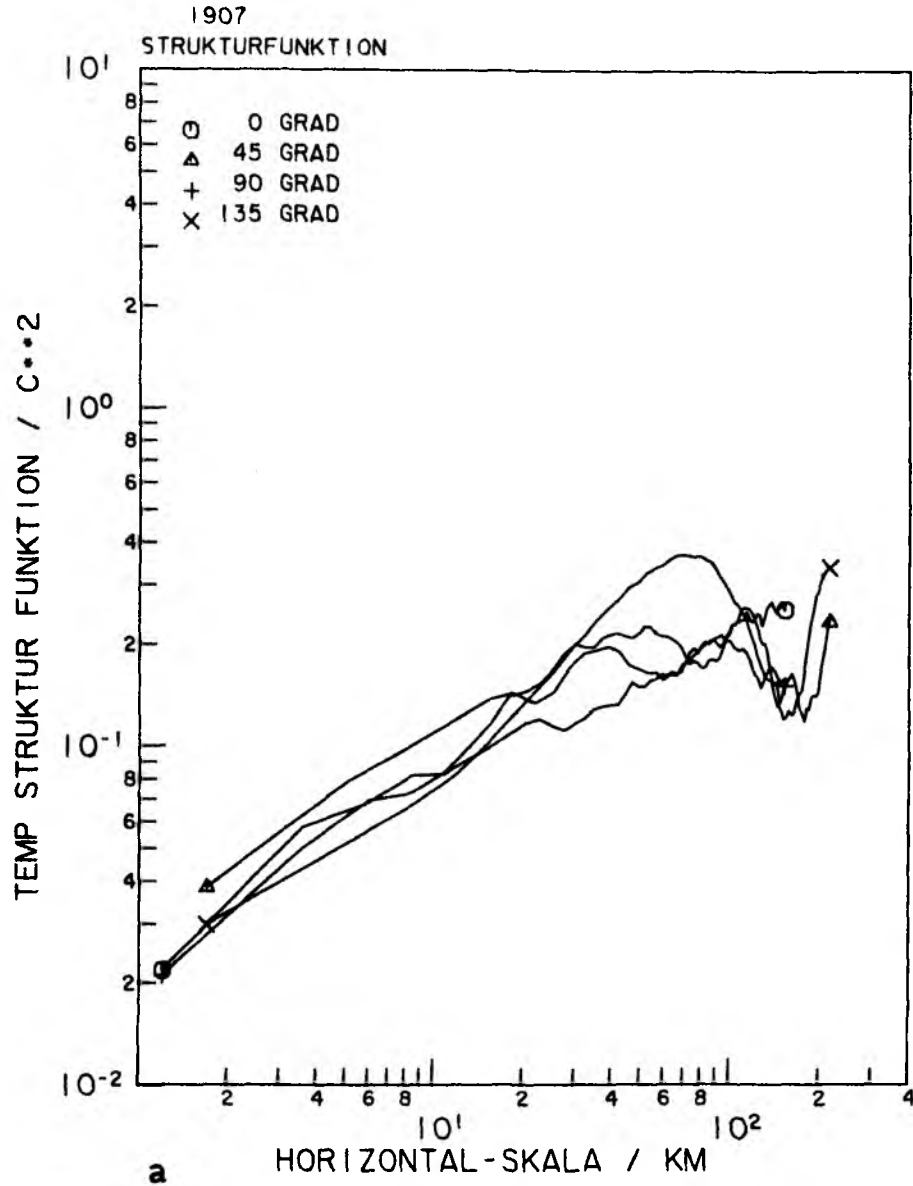


Abb. 9-11 a-b Strukturfunktionen der Temperatur (a) und der diffusen Attenuation (b) für des Gebiet 9.

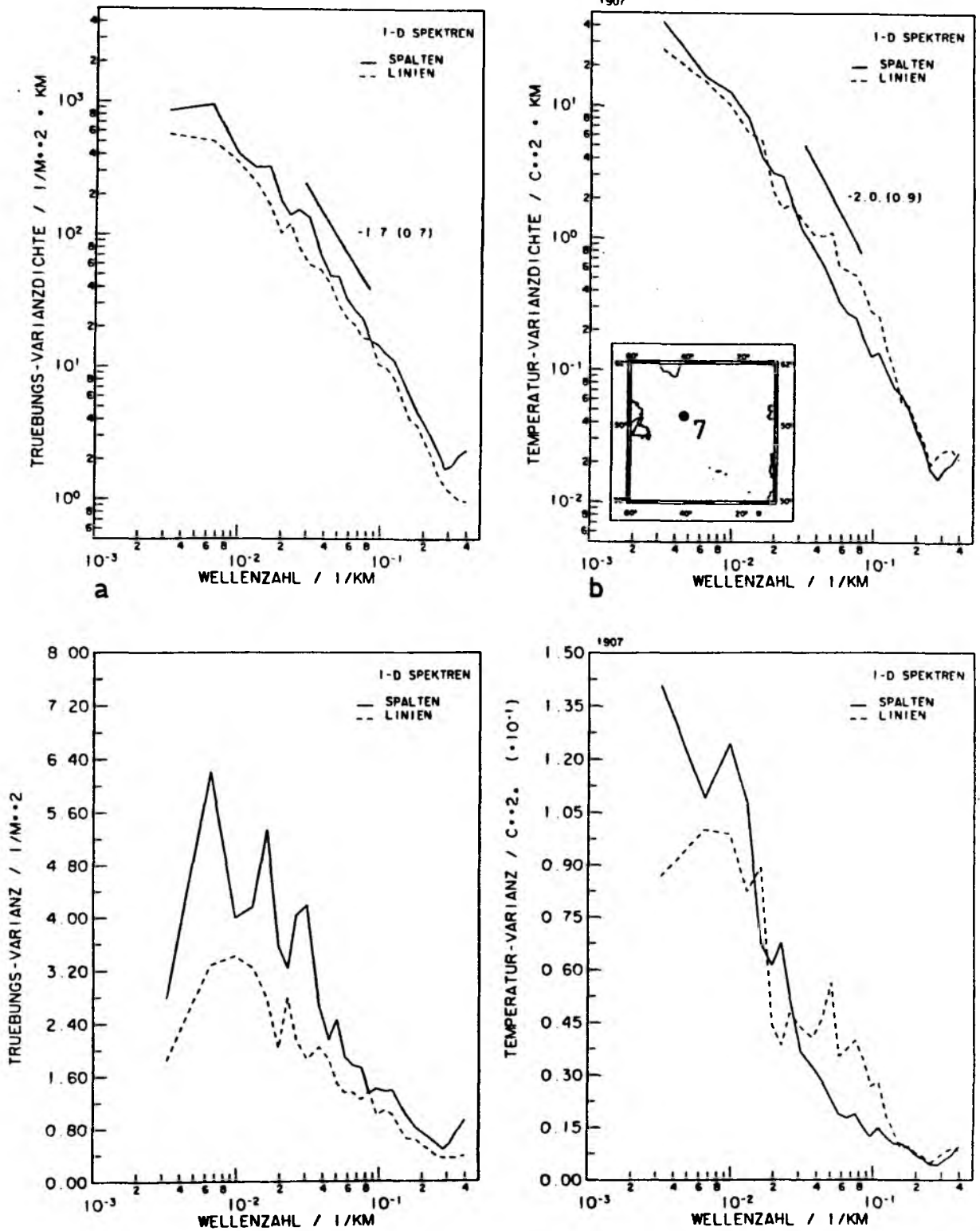


Abb. 9-12 Eindimensionale Varianzdichtespektren und varianzerhaltende Darstellungen der diffusen Attenuation (a) und der Temperatur (b) für das Gebiet 7.

Während das varianzerhaltende Spektrum für die Temperatur meist nur ein ausgezeichnetes Maximum im langwelligen Wellenzahlband besitzt, können für die diffuse Attenuation mehrere Maxima unterschieden werden. Auch in diesem Fall stimmen die Lage der Maxima nicht überein.

Das Maß der Korrelation beider Meßgrößen läßt sich über das Kohärenzspektrum bestimmen. Dazu sind am Meßpunkt 9 nördlich der Polarfront bei 54.5°N , 38°W Kohärenz und Phasenbeziehung für 10 einzelne Meßstrecken von je 256 Pixeln ($\hat{=} 307 \text{ km}$) bestimmt worden. Analog zu der schon oben erwähnten Methode wurden dabei jeweils 4 benachbarte Linien/Spalten zu einem Ensemblemittel zusammengefaßt. Kohärenz und Phasenbeziehung beider Größen sind in Abb. 9-13 a - b wiedergegeben. Im Mittel ergeben sich signifikante Kohärenzen für Wellenzahlen $< 0.03 \text{ km}^{-1}$, wobei jedoch auch im langwelligen deutliche Abfälle unter die Signifikanzschwelle auftreten. Diese sind lokal verschiedenen Wellenzahlen zugeordnet. Bei Wellenzahlen $> 0.03 \text{ km}^{-1}$ zeigen sich größere Fluktuationen in der Korrelation der beiden Meßreihen. Auffallend ist der Fall der meridionalen Spektren entlang der Spalte 1, wo auch für die kleinsten Wellenzahlen ein Absinken unter die Signifikanzschwelle zu beobachten ist. Die Elimination einzelner Wolken im Temperaturfeld kann hier zu einer Verfälschung der resultierenden Spektren geführt haben. Analoges gilt für die Spektren entlang der Linie 4.

Obige Ergebnisse decken sich mit den in Kap. 8. gemachten Aussagen über die visuelle Ähnlichkeit der Felder. Geht man davon aus, daß für den offenen Ozean die diffuse Attenuation im wesentlichen von der Phytoplanktonkonzentration bestimmt wird, so geben die obigen Rechnungen Aufschluß über den Zusammenhang von Chlorophyll a und Temperatur. Für die hier betrachteten Skalen sind bislang keine Beobachtungen bekannt, die obige Ergebnisse stützen könnten. Die Horizontalskalen der typischen in-situ-Messungen liegen bei $\leq 10 \text{ km}$ und damit unterhalb der kritischen Grenze, ab der die wachstumsbedingte Eigendynamik der Phytoplanktonpopulationen wichtig wird .

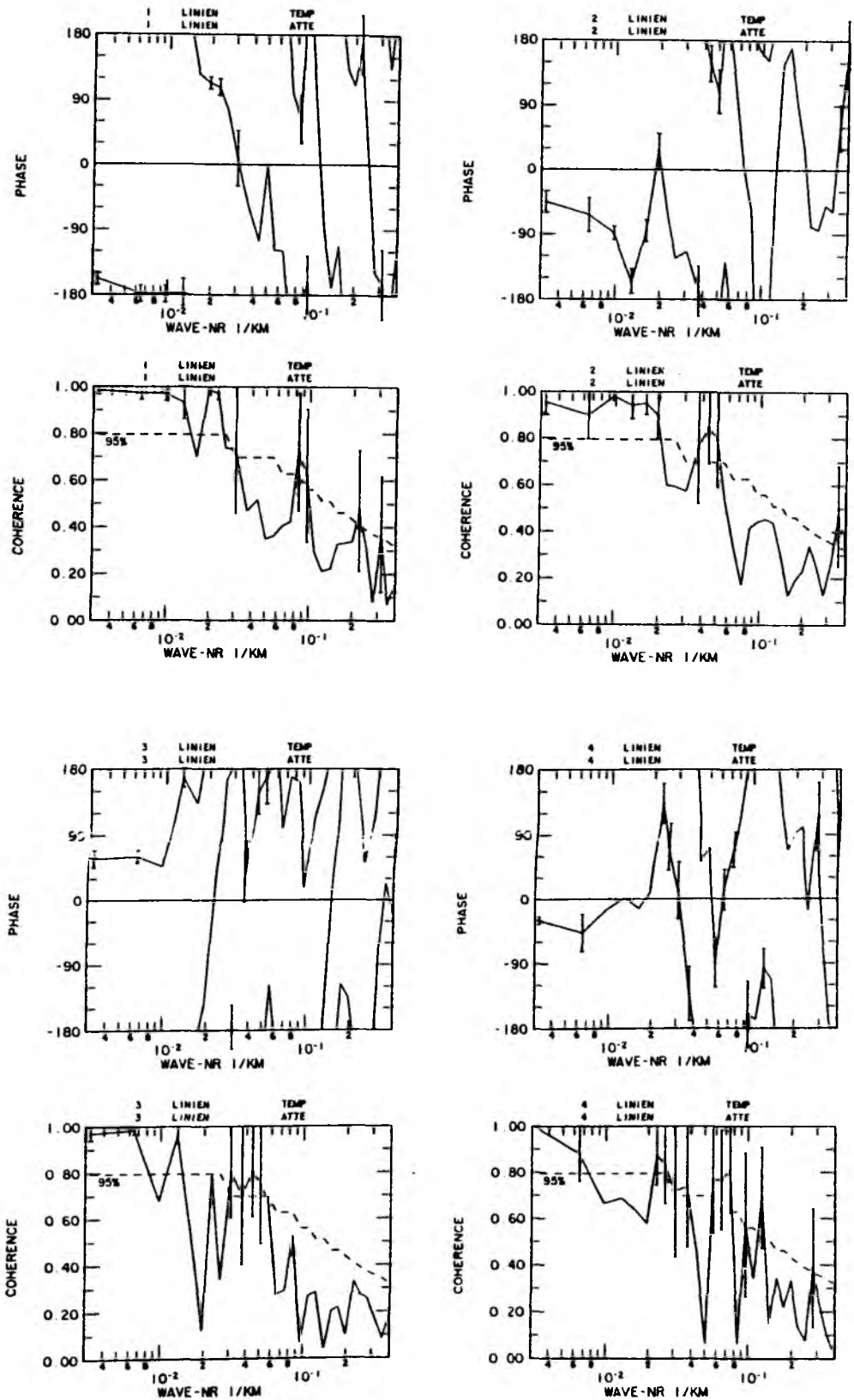


Abb. 9-13a Phasen- und Kohärenzspektren zwischen Temperatur und diffuser Attenuation für 4 verschiedene Linien (1,2,3,4) für des Gebiet 9.

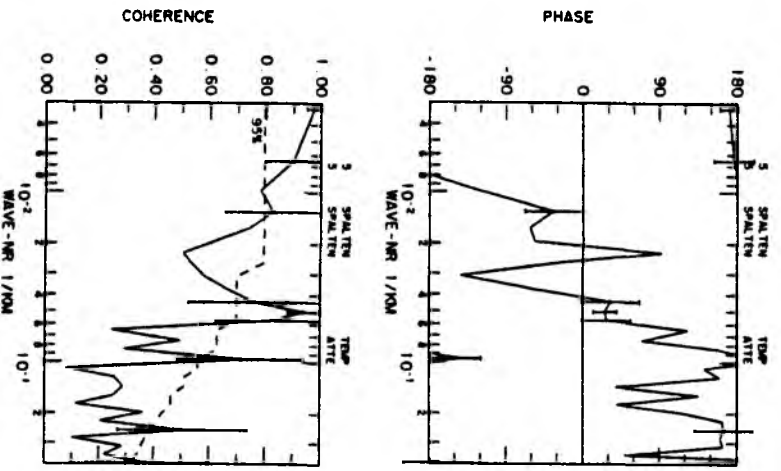
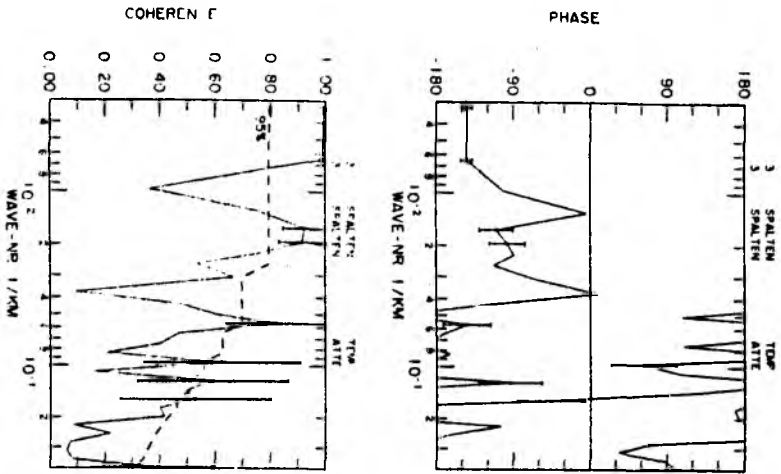
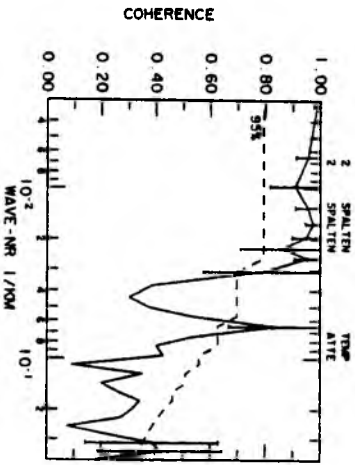
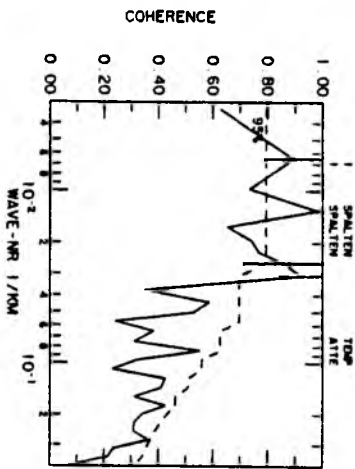
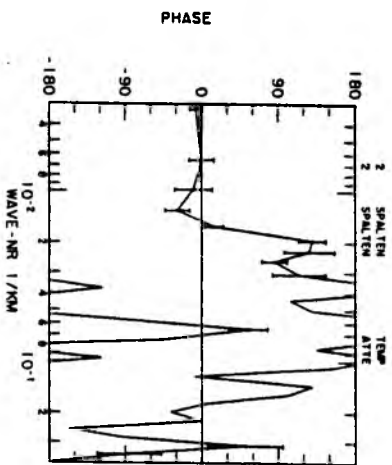
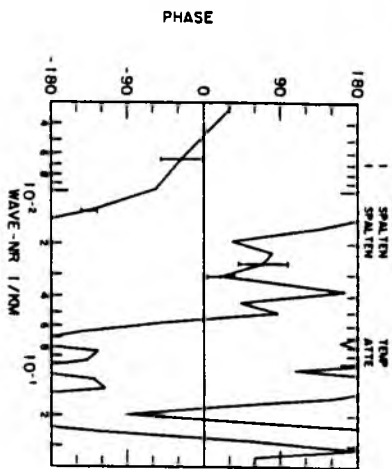


Abb. 9-13b analog zu Abb. 9-13a, für 4 verschiedene Spalten (1,2,3,5) für das Gebiet 9.



9.2.4. Zweidimensionale Varianzspektren

Für die Bestimmung des reinen isotropen Teils der Varianzen wurden die Felder gemäß Abb. 9-2 einer zweidimensionalen Spektralanalyse unterzogen. Die diskrete Formulierung der zweidimensionalen Fouriertransformierten T eines komplexen Feldes $x(m,n)$

$$(9.20) \quad T(k,l) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} x(m,n) W_M^{km} W_N^{ln} \quad \begin{array}{l} k = 0,1,\dots,M-1 \\ l = 0,1,\dots,N-1 \end{array}$$

mit $W_J = \exp(2\pi i/J)$

läßt sich separieren, da $W_M^{km} W_N^{ln}$ das Produkt zweier Funktionen ist, die jeweils nur von m und n abhängen (Eklundh, 1981). Das Feld kann daher erst bezüglich der Zeilen transformiert werden:

$$(9.21) \quad T_y(m,l) = \sum_{n=0}^{N-1} x(m,n) W_N^{ln}$$

und danach kann die Transformation der resultierenden Matrix $T_y(m,l)$ bezüglich der Spalten durchgeführt werden:

$$(9.22) \quad T(k,l) = \sum_{m=0}^{M-1} T_y(m,l) W_M^{km}$$

Das resultierende Varianzspektrum in der Wellenzahlebene k_x, k_y kann in zwei Teile aufgespalten werden, die jeweils den isotropen und den anisotropen Anteil der Varianz beinhalten:

$$(9.23) \quad E(\hat{k}) = E_i(|\hat{k}|) + E_a(\hat{k})$$

Der isotrope Teil $E_i(|\hat{k}|)$ ist dabei nur vom Betrag des Wellenzahlvektors abhängig, während für den anisotropen Teil auch der Phasenwinkel berücksichtigt werden muß. Bei der Integration von $E(\hat{k})$ über alle Phasenwinkel verschwindet der anisotrope Teil definitionsgemäß. Somit liefert die Summation über alle Varianzdichten, die in der Wellenzahlebene den gleichen Abstand $|\hat{k}| = |k_x + ik_y|$ vom Ursprung besitzen, den isotropen Teil des Varianzdichtespektrums:

$$(9.24) \quad E_i(|\hat{k}|) = \frac{1}{N} \sum_n \sum_m E_{nm}(\hat{k})$$

Dabei ist N die Anzahl der Summanden für einen bestimmten Abstand. Diese Methode wurde für radiometrische Oberflächentemperaturen erstmals von Holladay und O'Brien (1975) verwendet.

Wenn das isotrope zweidimensionale Varianzspektrum eine Form proportional zu k^{-n} besitzt, so sollten auch die eindimensionalen Spektren den gleichen spektralen Abfall zeigen (Freilich und Chelton, 1986). Die nach Gl. (9.24) berechneten Spektren können daher auch als Maß für die Güte der eindimensionalen Varianzspektren verwendet werden.

9.2.4.1. Datenaufbereitung und Spektren

Die Daten wurden analog zu der unter Kap. 9.2.3. und 9.2.3.1. beschriebenen Methode für die Berechnung der Strukturfunktion behandelt. Vor der Spektralanalyse wurden die Felder in beiden Dimensionen zusätzlich mit einem Cosinus-Fenster der Form

$$w(x) = 0.5 + 0.5 \cos \left(\pi \frac{x - x_0}{x - x_0} \right) \quad \text{für } x > x_0, x < -x_0$$
$$w(x) = 1 \quad \text{für } -x_0 < x < x_0$$

gewichtet, um Randeffekte zu reduzieren. Dabei ist x die halbe Kantenlänge des Feldes und x_0 wurde zu $0.78 x$ gewählt.

Die statistische Absicherung der Spektren ist naturgemäß gering, da sie nur 2 Freiheitsgrade besitzen. Kinsman (1965) gibt für zweidimensionale Spektren einen etwas differierenden Ausdruck, nach dem im vorliegenden Fall die Spektren 3.55 Freiheitsgrade besitzen. Die azimuthal gemittelten Spektren wurden logarithmisch geglättet, so daß ca. 20 Werte pro Dekade resultieren.

Die Varianzdichtespektren für die in Abb. 9-2 wiedergegebenen Gebiete sind in Abb. 9-14 gezeigt. Ausgenommen sind die großskaligen Gebiete

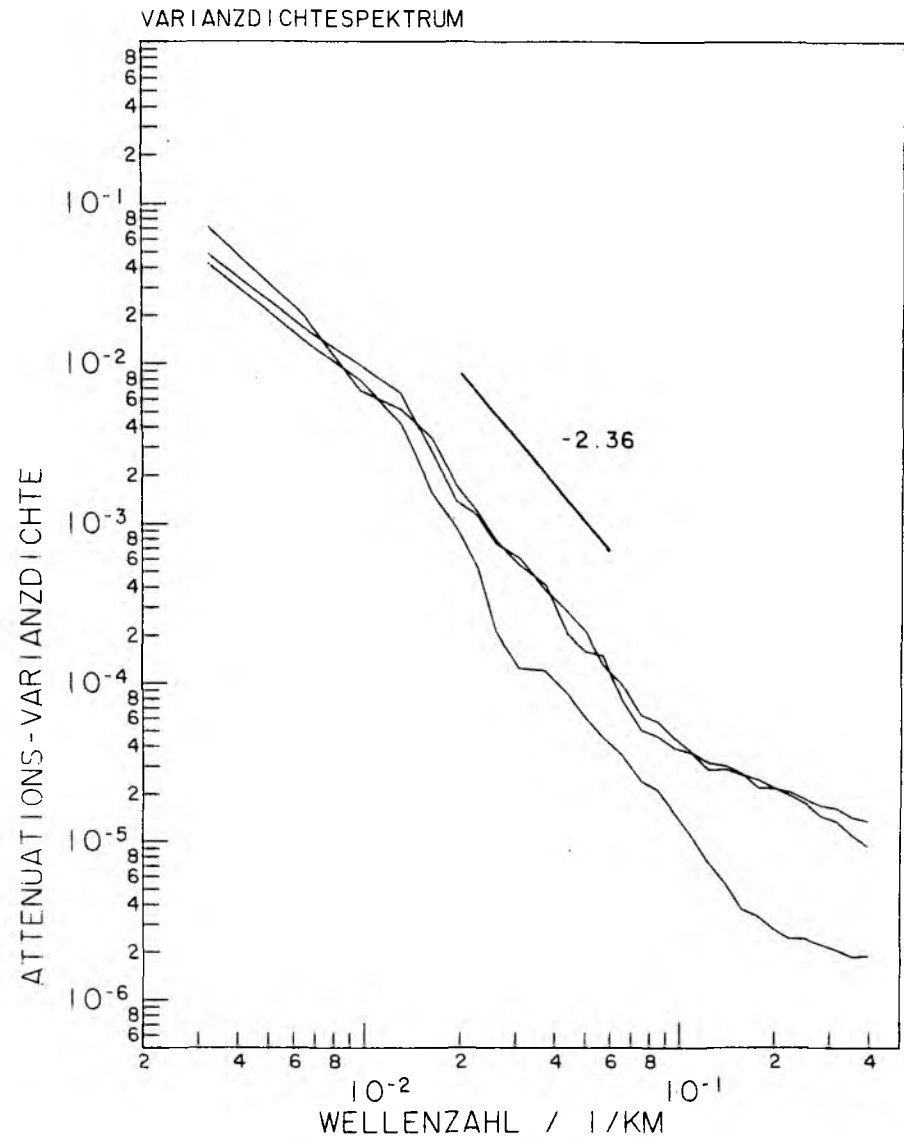
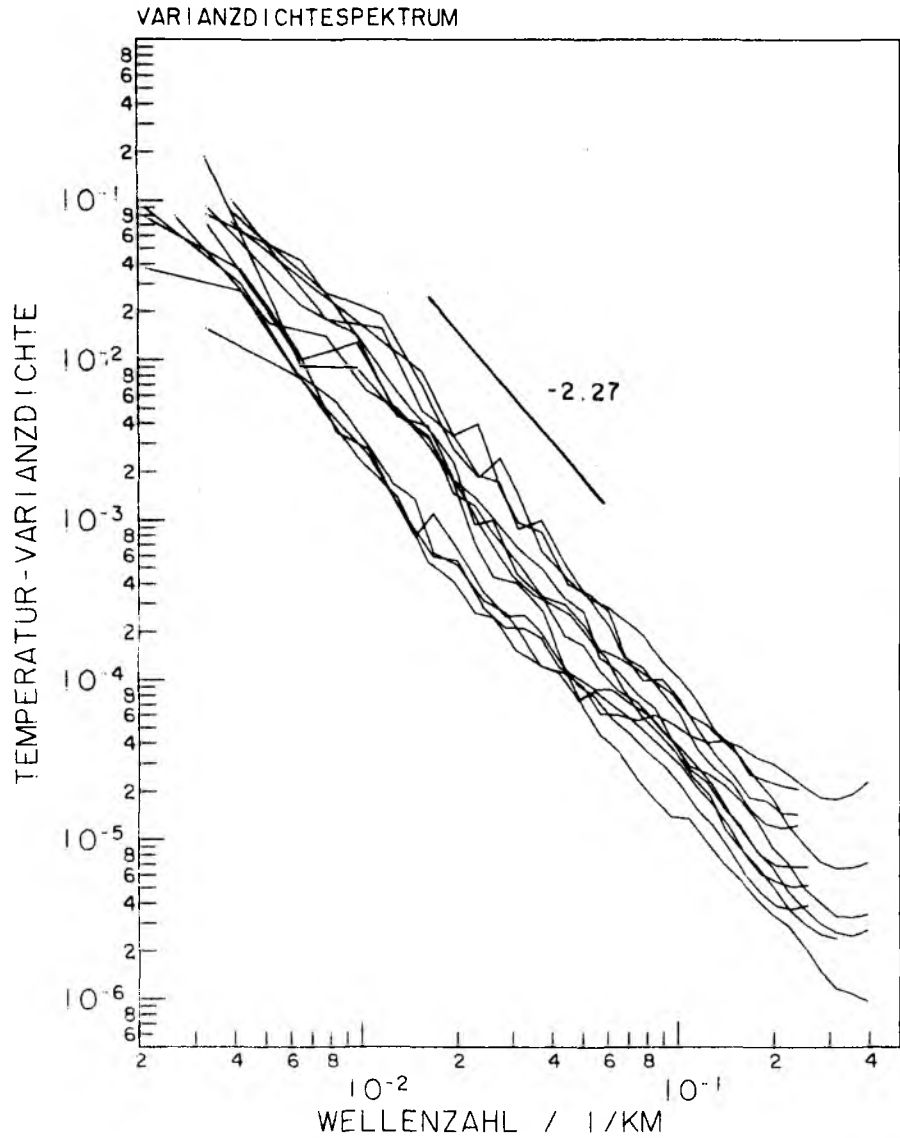


Abb. 9-14 a-b Azimutal gemittelte isotrope Varianzdichtespektren der Temperatur (a) und der diffusen Attenuation (b) für alle untersuchten Gebiete. Die Spektren sind mit der jeweiligen Gesamtvarianz normiert.

13 - 16. Die Spektren wurden mit der jeweiligen Gesamtvarianz normiert, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Alle Spektren zeigen den typischen Abfall zu hohen Wellenzahlen hin mit Werten für n zwischen -2.04 und -2.76 für das Wellenzahlband von $0.01 - 0.1 \text{ km}^{-1}$. Zwischen 0.05 km^{-1} und 0.1 km^{-1} flachen die Attenuationsspektren deutlich ab. Der mittlere spektrale Abfall liegt bei -2.27 ± 0.25 für die Temperaturspektren und bei 2.36 ± 0.44 für die Attenuationsspektren. Die Werte wurden mittels der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt (Bereich $0.01 - 0.1 \text{ km}^{-1}$). Bei den Temperaturfeldern zeigten zwei Spektren deutlich größere Abfälle von -2.48 bzw. -2.76 . Diese Felder liegen entweder schon im Bereich großer Gradienten nördlich der Polarfront (-2.48) oder stammen von Kanal 4 Daten, bei denen eine Verfälschung aufgrund atmosphärischer Attenuation nicht ausgeschlossen werden kann. Vernachlässigt man diese beiden Spektren, so ergibt sich ein mittlerer Abfall zu -2.20 ± 0.17 . Da für die Bestimmung der Attenuationsspektren nur drei Realisationen zur Verfügung standen, ist der Wert für n entsprechend unsicher.

Charney (1971) hat für Frontenregionen eine k^{-2} Proportionalität der Spektren vorhersagt. Ist in einzelnen Fällen auch nicht auszuschließen, daß mittlere Gradienten der betrachteten Größe von Bedeutung sind, so spricht die Ähnlichkeit aller azimuthal gemittelten Spektren dagegen, daß dies eine entscheidende Rolle spielt.

Für ideale isotrope Felder sollten eindimensionale und zweidimensionale Spektren den gleichen Verlauf zeigen. Dies ist nicht der Fall. Im Mittel sind die spektralen Abfälle der zweidimensionalen Spektren stärker. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von Holladay und O'Brien (1975), die ebenfalls bei eindimensionalen Spektren schwächere Abfälle als bei den zugehörigen zweidimensionalen isotropen Anteilen fanden. Allerdings wurde von ihnen ein -3 Abfall der isotropen Anteile errechnet, was deutlich höher als bei den hier betrachteten Daten ist. Dagegen decken sich obige Ergebnisse sowohl mit denen von Saunders (1972a) für die Varianzdichtespektren als auch mit Deschamps et.al. (1981) für die Strukturfunktionen. Dagegen liegen die spektralen Abfälle der Attenuations-

spektren deutlich unter den von Gower et.al. (1980) berechneten Werten für die Strahldichtevertelung bei 550 nm. Sichtlich differierende Spektren fanden Armi und Flament (1985) für die Analyse schmaler Auftriebsstrukturen, die sich entlang der kalifornischen Küste seewärts ausbreiten. Danach ergeben sich Abfälle proportional k^{-4} . Mit Ausnahme der letztgenannten Beobachtung liegen die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse in der gleichen Größenordnung der bisher veröffentlichten Varianzspektren ozeanischer Parameter. Dies trifft auch für Messungen der Variabilitäten oberflächennaher Winde im Wellenlängenbereich von 200 - 2200 km zu (Freilich und Chelton, 1986). Diese aus SEASAT-A Scatterometerdaten gewonnenen Ergebnisse zeigen für mittlere Breiten des Pazifiks eine Proportionalität zu $k^{-2.2}$ für eindimensionale Spektren der kinetischen Energie. Vergleiche zonaler und meridionale Komponenten lassen dabei auf isotrope Winde schließen. Die Relevanz dieser Ergebnisse liegt vor allem darin, daß nach Müller und Frankignoul (1981) zeitlich zufällige atmosphärische Bewegungsvorgänge auf Skalen von 50 - 4000 km mesoskalige ozeanische Wirbel erzeugen und aufrechterhalten können.

Die Einordnung der Ergebnisse in theoretische Betrachtungen der Turbulenz ist aus zwei Gründen kritisch. Zum einen sind die geostrophischen Turbulenztheorien in den Grenzschichten nur unzureichend anwendbar. Andererseits sind die beobachteten Spektren in Bezug auf die spektralen Abfälle nur dann mit den Theorien vergleichbar, wenn die Annahme eines Trägheitsbereiches, in dem keine Varianz dissipiert wird, gültig ist. Dies ist im vorliegenden Fall nicht durchgehend gewährleistet. Die varianzerhaltenden Darstellungen zeigen im Gegenteil deutliche Maxima auf Skalen > 50 km, in einigen Fällen auch bis zu 20 km herunter. Ein analoges Verhalten zeigen die Strukturfunktionen für die Einzelrealisationen. Sie gehen in ein Sättigungsniveau über, sobald im Mittel ein horizontaler Versatz $h > 60 - 70$ km erreicht wird, in Einzelkomponenten auch schon bei $h > 20 - 30$ km. Dieses Verhalten der Spektren läßt darauf schließen, daß die Annahme eines dissipationfreien Trägheitsbereiches für Skalen > 50 km nicht mehr gültig ist. Für diese Skalenbereiche kann der Prozess der baroklinen Instabilität als Varianzquelle

term nicht generell ausgeschlossen werden, obwohl eine endgültige Bestimmung der physikalischen Prozesse des Varianzeintrages aus den Beobachtungen allein nicht möglich ist. Die Varianzspektren von Horizontalfeldern, die keine klaren wellenartigen Verläufe aufweisen, werden darüberhinaus weniger durch den spektralen Abfall als durch die Phaseninformation gekennzeichnet (Armi und Flament, 1985). Diese Information ist nicht nur schwieriger zu interpretieren, sie geht auch durch die azimutale Mittelung der zweidimensionalen Spektren verloren. Zudem wird die Phaseninformation in den Turbulenztheorien in der Regel nicht betrachtet. Legt man dennoch die in Kap. 9.2.1. diskutierten Theorien zugrunde, so kann aus den Beobachtungen keine klare Präferenz für eine der Theorien abgegeben werden. Lediglich Saunders Theorie wird in keiner Weise bestätigt. Dagegen liegen die Ergebnisse zwischen den Vorhersagen von Kraichnan ($n = 1$) und Charney ($n = 3$) und dementsprechend im Bereich der Theorie von Blumen ($n = 5/3$) für die Temperatur. Die Attenuationsspektren legen eine analoge Einordnung nahe. Damit ergibt sich ein ähnliches Resultat wie bei Deschamps et.al. (1981), wobei in dem vorliegenden Fall klare Anzeichen dafür sprechen, daß die Annahme eines Trägheitsbereiches zumindestens für Teile des Wellenzahlbandes verletzt ist.

Abschließend sei bemerkt, daß mit Ausnahme der Arbeit von Holladay und O'Brien (1975) keine der bisherigen Bestimmungen der horizontalen Temperaturvariabilitäten mit den bestehenden Theorien in Einklang zu bringen ist. Für die biologisch dominierten Spektren ist bislang keine durchgängige Theorie der Variabilitäten für mesoskalige Regime vorhanden, die die Eigendynamik sinnvoll beschreibt. Die Theorien von Denman ($n = 1$) konnten auf diesem Skalenbereich bislang nicht verifiziert werden.

10. Zusammenfassung

Analysen mesoskaliger Horizontalverteilungen von Temperatur und Trübung, ausgedrückt durch die diffuse Attenuation, wurden mit Radiometermessungen des AVHRR und des CZCS durchgeführt. Dabei wurden im Bereich des Nordatlantischen Stromes zwischen 40°N und 60°N sowie 20°W bis 50°W im wesentlichen die Sommersituationen der Jahre 1981 und 1983 betrachtet.

Die verwendeten Verfahren der Korrektur atmosphärischer Absorption und Streuung liefern sowohl für die Temperatur als auch für die Attenuation Resultate, die im Rahmen der durch die Verfahren selber bzw. durch die Instrumente vorgegebenen Genauigkeit liegen. Dabei ist vor allem die Messung der Attenuation in Bezug auf die Interpretation schwierig, sobald mehrere Schwebstoffklassen berücksichtigt werden müssen. Zusammen mit den Unsicherheiten in der Kalibration der Sensoren und des hohen Anteiles atmosphärischer Streuung am Gesamtsignal sowie der unbekanntem Vertikalstruktur der Schwebstoffverteilung können daher nur grobe quantitative Aussagen über die Trübungsverhältnisse in der Deckschicht gemacht werden. Die Interpretation der Temperaturmessung in Bezug auf die Ankoppelung an Deckschichtverhältnisse ist vor allem im Zentrum atmosphärischer Hochdruckgebiete mit Schwierigkeiten verbunden. Es zeigte sich dennoch, daß eine Selektion derartiger Temperaturmaskierungen auch für geographische Breite $> 40^{\circ}\text{N}$ notwendig ist, um großräumige Horizontalverteilungen der Temperatur erstellen zu können. Die Erkennung von Temperaturmaskierungen aufgrund der Erwärmung der Ozeanoberfläche mittels Verwendung der Kanäle im sichtbaren Spektralbereich des AVHRR liefert dabei befriedigende Resultate, ist jedoch mit erheblichem Aufwand verbunden. Darüberhinaus gestattet es der Kanal 1 des AVHRR bei fehlenden Daten des CZCS, qualitative Aussagen über die aus dem Ozean zurückgestreute Strahlung zu machen.

Das relative Bild der Oberflächentemperaturverteilung deckt sich im Bereich starker thermischer Fronten des Nordatlantischen Stromes mit den Temperaturen aus der täglich durchmischten Deckschicht. Für synop-

tische Messungen ist die absolute Genauigkeit besser als 0.4 K, für zeitliche Differenzen zwischen in-situ-Messung und radiometrischer Messung von ± 2 Tagen liegt sie bei etwa ± 0.5 K. Dabei ist die radiometrische Temperatur in der Tendenz niedriger als die Deckschichttemperatur. Die Vergleiche mit engabständig ausgeführten Temperaturmessungen 1981 und 1983 an der Polarfront ergaben einen ostwärtigen Versatz der thermischen Strukturen von 4 bzw. 6.5 cm s⁻¹. Aus dieser Variabilität ergibt sich danach eine Limitierung der zeitlichen Extrapolation der radiometrischen Messung auf 4 - 5 Tage für Längenskalen kleiner 25 km. Vergleiche mit hydrographischen Schnitten zwischen den Azoren und 55°N ergaben indes eine Persistenz mesoskaliger Strukturen (> 50 km) über mehr als 14 Tage.

Die mittleren Oberflächentemperaturverteilungen zwischen 40°N und 60°N decken sich in den groben Strukturen mit historischen Beobachtungen. Die Temperaturverteilung weist jedoch für unterschiedliche Monate und Jahre deutliche Unterschiede auf. Dies gilt vor allem für die Region östlich der Flämischen Kappe. Desgleichen existieren Variationen im Isothermenverlauf im Bereich des Mittelatlantischen Rückens südlich von 50°N, wo sowohl zonale Orientierungen als auch NW - SO-Isothermenverläufe gefunden wurden. Das Mittelungsintervall lag, durch die Wolkenbedeckung einerseits und die mesoskalige Variabilität andererseits begrenzt, bei 4 bis 12 Tagen.

Die horizontalen Attenuationsverteilungen bei 520 nm für sommerliche Situationen zeigen ein differenzierteres Bild als die zugehörigen Temperaturverteilungen. Deutliche Maxima in der diffusen Attenuation finden sich nördlich des maximalen Temperaturgradienten der Polarfront. Dem überlagert ist eine generelle Zunahme der Attenuation nach Norden hin. Thermische Strukturen finden sich in den meisten Fällen in der Attenuationsverteilung wieder, ohne das eindeutige Korrelationen bestehen. Die Kohärenzspektren beider Größen zeigen auch bei großen Wellenlängen (bis 250 km) teilweise nichtsignifikante Werte. Schlüssige Erklärungen können nur für einzelne Phänomene gefunden werden, da keine synoptischen in-situ-Messungen vorliegen. Deutliche Zuordnungen, wie

sie etwa für die Golfstromregion gefunden wurden, sind an der Polarfront nur teilweise möglich. Die größere Variabilität der diffusen Attenuation in der Zone nördlich der Polarfront kann nicht losgelöst von den Schichtungsverhältnissen und den Auswirkungen der Phytoplanktonblüten gesehen werden, die zu Vertikalverlagerungen des Phytoplanktonmaximums führen.

Die synoptische Messung von Horizontalverteilungen auf Skalen > 100 km gestattet die Bestimmung der mesoskaligen räumlichen Variabilität. Dabei wurden für einen weiten Bereich des Nordatlantiks sowie für das Kanarenbeckens Varianzspektren der Temperatur und in geringerem Umfang auch der diffusen Attenuation bestimmt. Die zonalen und meridionalen Varianzspektren zeigen spektrale Abfälle zwischen -1.4 und -2.5 mit einem deutlichen Maximum bei -2.0 . Analoges gilt für die richtungsabhängigen Strukturfunktionen. Die azimuthal gemittelten, isotropen Anteile der zweidimensionalen Varianzspektren haben einen mittleren Abfall von -2.2 mit Standardabweichungen von ± 0.17 für Längenskalen von $10 - 100$ km. Analysen der Trübung auf diesen Skalen sind bisher nur in ansatzweise vorhanden. Vergleiche mit theoretischen Modellen der turbulenzbestimmten Phytoplanktonverteilung ergaben keine Übereinstimmung. Die Theorien der horizontalen bzw. der geostrophischen Turbulenz sagen spektrale Abfälle für die Temperatur von -1 bzw. -3 voraus. Die Beobachtungen liegen, ebenso wie diejenigen anderer Autoren, zwischen diesen Werten. Eine Einordnung der Ergebnisse in die Turbulenztheorien ist schwierig, da diese in den Grenzschichten nur unzureichend anwendbar sind und die Voraussetzung eines dissipationsfreien Trägheitsbereiches in den Beobachtungen nicht gewährleistet werden kann. So liegen bei Skalen von $50 - 250$ km teilweise deutliche Varianzmaxima vor. Gleiches gilt für die Attenuationsspektren, die jedoch eine höhere Variabilität auf kleineren Skalen zeigen.

LITERATUR

- ANDING, D. und R. KAUTH, 1970:
Estimation of SST from space.
Remote Sensing Environment., Vol. 1 (4), pp. 217 - 220.
- ARMI, L. und P. FLAMENT, 1985:
Cautionary remarks on the spectral interpretation of turbulent flows.
J. Geophys. Res., Vol. 90 (C 6), pp. 11779 - 11782.
- AUSTIN, R.W. und T.J. PETZOLD, 1981:
The determination of the diffuse attenuation coefficient of sea water using the Coastal Zone Color Scanner.
Oceanography from Space, Plenum Press, pp. 239 - 256.
- BARALE, V., P.M. RIZZOLI und M.C. HENDERSHOTT, 1984:
Remotely sensing the surface dynamics of the Adriatic Sea.
Deep Sea Res., Vol. 31, No. 12, pp. 1433 - 1459.
- BARNETT, T.P., R.A. KNOX und R.A. WELLER, 1977:
Space/time structure of the near surface temperature field during the NORPAX POLE Experiment.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 7 (4), pp. 573 - 579.
- BARTON, I.J., 1985:
Transmission model and ground-truth investigation of satellite-derived sea surface temperatures.
J. Clim. Appl. Meteorol., Vol. 24, pp. 508 - 516.
- BAUER, J., J. FISCHER, H. LEACH und J. WOODS, 1985:
SEA ROVER data report I. North Atlantic summer 1981 -NOA 81-.
Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Nr. 143.
- BAUER, J., 1987:
Sommerliche Ausbreitung von Labradorseewasser in der oberen Grenzschicht über die Polarfront in den Nordatlantischen Strom.
Doktorarbeit, Universität Kiel.
- BAYLIS, P., 1984:
Persönliche Mitteilungen.
- BERNSTEIN, R.L., 1982:
Sea surface temperature estimation using the NOAA 6 satellite Advanced Very High Resolution Radiometer.
J. Geophys. Res., Vol. 87 (C 12), pp. 9455 - 9465.

- BISHOP, J.K.B. und T.M. JOYCE, 1986:
Spatial distributions and variability of suspended particulate matter in warm core ring 82B.
Deep Sea Res., Vol 33 (11/12), pp. 1741 - 1760.
- BLUMEN, W., 1978:
Uniform potential vorticity flow: Part I. Theory of wave interactions and two dimensional turbulence.
J. Atmos. Sci., Vol. 35, pp. 774 - 783.
- BOHRMANN, A., 1966:
Bahnen künstlicher Satelliten.
2. Auflage, Bibliographisches Institut, Mannheim.
- BRICAUD, A., A. MOREL und L. PRIEUR, 1983:
Optical efficiency factors of some phytoplankters.
Limnol. Oceanogr., Vol. 28 (5), pp. 816 - 832.
- BROWN, O.B., J.W. BROWN und R.H. EVANS, 1985:
Calibration of Advanced Very High Resolution Radiometer infrared observations.
J. Geophys. Res., Vol. 90 (C 6), pp. 11667 - 11677.
- BRUSH, R.J.H., 1982:
A real time data retrieval system for images from polar orbiting satellites.
Ph. D. Thesis, University of Dundee.
- BUKATA, R.P., J.E. BRUTON, J.H. JEROME, S.C. JAIN und H.H. ZWICK, 1981:
Optical water quality model of Lake Ontario, 2. Determination of chlorophyll a and suspended mineral concentrations of natural waters from submersible and low altitude optical sensors.
Appl. Opt., Vol. 20, pp. 1704 - 1714.
- CHARNEY, W.G., 1971:
Geostrophic turbulence.
J. Atmos. Sci., Vol. 28, pp. 1087 - 1095.
- CHEDIN, A., N.A. SCOTT und A. BERRIOR, 1982:
A single channel, double viewing angle method for sea surface temperature determinations from coincident METEOSAT und TIROS-N radiometric measurements.
J. Appl. Meteorol., Vol. 21, pp. 613 - 618.
- COAKLEY, J.A., J. und F.P. BRETHERTON, 1982:
Cloud cover from high resolution scanner data: Detecting and allowing for partially filled fields of view.
J. Geophys. Res., Vol. 87 (C 7), pp. 4917 - 4932.

- COLEBROOK, J.M., 1982:
Continuous plankton records: seasonal variations in the distribution and abundance of plankton in the North Atlantic Ocean and the North Sea.
J. Plankton Res., Vol. 4, No. 3, pp. 435 - 462.
- COOLEY, J.W. und J.W. TURKEY, 1965:
An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series.
Math. Comput., Vol. 19, pp. 297 - 301.
- CORNILLON, P. und L. STRAMMA, 1985:
The distribution of diurnal sea surface warming events in the western Sargasso Sea.
J. Geophys. Res., Vol. 90, pp. 11811 - 11815.
- COX, C. und W. MUNK, 1954:
Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter.
J. Opt. Soc. Am., Vol. 44, pp. 838 - 850.
- COX, C. und W. MUNK, 1955:
Some problems in optical oceanography.
J. Mar. Res., Vol. 14, pp. 63 - 78.
- DENMAN, K.L., 1976:
Covariability of chlorophyll and temperature in the sea.
Deep Sea Res., Vol 23 (6), pp. 539 - 550.
- DENMAN, K.L. und T. PLATT, 1976:
The variance spektrum of phytoplankton in a turbulent ocean.
J. Mar. Res., Vol. 34, pp. 593 - 601.
- DENMAN, K.L., A. OKUBO und T. PLATT, 1977:
The chlorophyll fluctuation spectrum in the sea.
Limnol. Oceanogr., Vol. 22, pp. 1033 - 1038.
- DESCHAMPS, P.Y. und T. PHULPIN, 1980:
Atmospheric correction of infrared measurements of sea surface temperature using channels at 3.7, 11 and 12 μm .
Boundary Layer Meteorology, Vol. 18, pp. 131 - 143.
- DESCHAMPS, P.Y., R. FROUIN und L. WALD, 1981:
Satellite determination of the mesoscale variability of the sea surface temperature.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 11, pp. 864 - 870.

- DESCHAMPS, P.Y. und R. FROUIN, 1984:
Large diurnal heating of the sea surface observed by the HCMR-experiment.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 14, No. 1, pp. 177 - 184.
- DESCHAMPS, P.Y., R. FROUIN und M. CREPON, 1984:
Sea surface temperatures of the coastal zones of France observed by the HCMM-Satellite.
J. Geophys. Res., Vol. 89 (C 5), pp. 8123 - 8149.
- DICKSON, R.R., 1972:
On the relationship between ocean transparency and the depth of sonic scattering layers in the North Atlantic.
J. Cons. int. Explor. Mer., Vol. 34, No. 3, pp. 416 - 422.
- DIETRICH, G., 1969:
Atlas of the hydrography of the northern North Atlantic Ocean.
Int. Council for the Exploration of the Sea, Copenhagen, pp. 1 - 140.
- DÖRRE, F., 1985:
Selbstlimitierung des Phytoplanktonwachstums durch Veränderung der optischen Eigenschaften des Meerwassers - Ein numerisches Modell.
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- DUNTLEY, S.Q., R.W. AUSTIN, W.H. WILSON, C.F. EDGERTON und S.E. MORAN, 1974:
Ocean color analysis.
Scripps Inst. Oceanogr. Ref. 74-10, p. 67.
- EKLUNDH, J.O., 1981:
Efficient matrix transposition.
in T.S. Huang (ed.): Two-dimensional digital signal processing II. Springer Verlag, Berlin, pp. 222.
- EMERY, B., 1984:
Persönliche Mitteilungen.
- EMERY, W.J. und J.S. DEWAR, 1982:
Mean temperature-salinity, salinity-depth and temperature-depth curves for the North Atlantic and the North Pacific.
Prog. Oceanogr., Vol. 11, pp. 219 - 305.
- EPPLEY, R.W., E. STEWART, M.R. ABBOT und U. HEYMAN, 1985:
Estimating ocean primary production from satellite chlorophyll. Introduction to regional differences and statistics for the southern California Bight.
J. Plankton Res., Vol. 7 (1), pp. 57 - 70.

- FASHAM, M.J.R. und P.R. PUGH, 1976:
Observations on the horizontal coherence of chlorophyll a and temperature.
Deep Sea Res., Vol. 23 (1 - 6), pp. 527 - 538.
- FASHAM, M.J.R., 1978:
The statistical and mathematical analysis of plankton patchiness.
Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev., Vol. 16, pp. 43 - 79.
- FASHAM, M.J.R., 1985:
Factors affecting the chlorophyll maximum of the Acores front.
Prog. Oceanogr., Vol. 14, pp. 129 - 165.
- FIEKAS, V., 1987:
Doktorarbeit, Universität Kiel.
- FIEUX, M., S. GARZDI und J. GONELLA, 1978:
Contribution à la connaissance de la structure spatiale des courants superficiels au large du Golfe du Lion.
J. Rech. Oceanogr., Vol. 3, pp. 13 - 26.
- FISCHER, J., 1986:
Struktur und Dynamik einer mesoskaligen Front im Wirbelfeld des Nordatlantischen Stromes.
Doktorarbeit, Universität Kiel.
- FREELAND, H.J., P.B. RHINES und T. ROSSBY, 1975:
Statistical observation of the trajectories of neutrally buoyant floats in the North Atlantic.
J. Mar. Res., Vol. 33, pp. 383 - 404.
- FREILICH, M.H. und D.B. CHELTON, 1986:
Wavenumber spectra of Pacific winds measured by the Seasat scatterometer.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 16, pp. 741 - 757.
- GORDON, H.R. und W.R. McCLUNEY, 1975:
Estimation of the depth of sunligh penetration in the sea for remote sensing.
Appl. Opt., Vol. 14, pp. 413 - 416.
- GORDON, H.R., O.B. BROWN und M.M. JACOBS, 1975:
Computed relationships between the inherent and apparent optical properties of a flat homogeneous ocean.
Appl. Opt., Vol. 14, pp. 417 - 427.

- GORDON, H.R. und D.K. CLARK, 1980:
Atmospheric effects in the remote sensing of phytoplankton pigments.
Boundary Layer Meteorology, Vol. 18, pp. 299 - 314.
- GORDON, H.R. und D.K. CLARK, 1981:
Clear water radiances for atmospheric correction of Coastal Zone Color Scanner imagery.
Appl. Opt., Vol. 20 (24), pp. 4175 - 4180.
- GORDON, H.R., D.K. CLARK, J.W. BROWN, O.B. BROWN, R.H. EVANS und W.W. BROENKOW, 1983a:
Phytoplankton pigment concentrations in the Middle Atlantic Bight: Comparison of ship determinations and CZCS estimates.
Appl. Opt., Vol. 22, pp. 20 - 36.
- GORDON, H.R., J.W. BROWN, O.B. BROWN, R.H. EVANS und D.K. CLARK, 1983b:
Nimbus 7 CZCS: Reduction of its radiometric sensitivity with time.
Appl. Opt., Vol. 22, No. 24, pp. 3929 - 3931.
- GORDON, H.R. und A. MOREL, 1983:
Remote assessment of ocean color for interpretation of satellite visible imagery.
Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- GORDON, H.R., R.W. AUSTIN, D.K. CLARK, W.A. HOVIS und C.S. YENTSCH, 1985:
Ocean color measurements.
in B. Saltzman (ed.): Satellite Oceanic Remote Sensing, Advances in Geophysics, Vol. 27, Academic Press, London, pp. 297 - 335.
- GOWER, J.F.R., K.L. DENMAN und R.J. HOLYER, 1980:
Phytoplankton patchiness indicates the fluctuation spectrum of mesoscale oceanic structure.
Nature, Vol. 288, Nr. 5787, pp. 157 - 159.
- GOWER, J.F.R., 1984:
Water color imaging from space.
in J.C.J. Nihoul (ed.), Remote Sensing of Shelf Sea Hydrodynamics, Elsevier Science Publishers, B.V., Amsterdam.
- HARDTKE, P.G. und J. MEINCKE, 1984:
Kinematical interpretation of infrared surface pattern in the North Atlantic.
Oceanologica Acta, Vol. 7, Nr. 3, pp. 373 - 378.
- HARDTKE, P.G., 1985:
Persönliche Mitteilungen.

- HASSE, L., 1971:
The sea surface temperature deviation and the heat flow at
the sea-air interface.
Boundary Layer Meteorology, Vol. 1, pp. 368 - 379.
- HASSELMANN, K., 1971:
On the mass and momentum transfer between short gravity waves
and larger scales motion.
J. Fluid Mech., Vol. 50, pp. 189 - 205.
- HELLAND-HANSEN, B. und F. NANSEN, 1926:
The eastern North Atlantic.
Geophys. Norw., Vol. 4, pp. 1 - 74.
- HOBSON, D.E. und D. WILLIAMS, 1971:
Infrared spectral reflectance of seawater.
Appl. Opt., Vol. 10, pp. 2372 - 2373.
- HOLLADAY, C.G. und J.J. O'BRIEN, 1975:
Mesoscale variability of sea surface temperatures.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 5, p. 761.
- HORCH, A., 1987:
Doktorarbeit, Universität Kiel.
- HOVIS, W., 1978:
The Coastal Zone Color Scanner (CZCS) experiment.
NIMBUS-G User's Guide.
- JENKINS, G.M. und D.G. WATTS, 1968:
Spectral analysis and its applications.
Holden-Day, San Francisco, pp. 525.
- JERLOV, N.G., 1976:
Marine optics
Elsevier Publ. Comp., Amsterdam.
- KATSAROS, K.B., 1980
The aqueous thermal boundary layer.
Boundary Layer Meteorology, Vol. 18, pp. 107 - 127.
- KINSMAN, B., 1965:
Wind waves - their generation and propagation on the ocean
surface.
Prentice-Hall, Englewood Cliffs, pp. 676.
- KOLMOGOROV, A.N., 1941:
The local structure of turbulence in incompressible viscous
fluid for very large Reynolds numbers.
Dokl. Akad. Nauk. SSSR, Vol. 30, pp. 301 - 305.

- KOSIK, J.C. und G. PACI, 1981:
Particular features of the ocean glitter pattern observed from a sun-synchronous orbit.
Int. J. Remote Sensing, Vol. 2, Nr. 3, pp. 265 - 276.
- KOSLOWSKY, D., 1977:
Digitale Bearbeitung der am Meteorologischen Institut der FU empfangenen Scanning Radiometerdaten der NOAA-Wettersatelliten (Teil IV).
Met. Abhandlungen, Neue Folge, Serie B Grundmaterial, Band 16 Heft 3, pp. 1 - 32.
- KRAICHNAN, R.H., 1967:
Inertial-range transfer in two- and threedimensional turbulence.
J. Fluid Mech., Vol. 47, pp. 525 - 535.
- KRAUSS, W. und J. MEINCKE, 1982:
Drifting buoy trajectories in the North Atlantic Current.
Nature, Vol. 296, pp. 737 - 740.
- KRAUSS, W. und R. KÄSE, 1984:
Mean circulation and eddy kinetic energy in the eastern North Atlantic.
J. Geophys. Res., Vol. 89, pp. 3407 - 3415.
- KRAUSS, W., 1986:
The Northatlantic Current.
J. Geophys. Res., Vol. 91, pp. 5061 - 5074.
- LAURITZEN, L., G.J. NELSON und F.W. PORTO, 1979:
Data extraction and calibration of TIROS-N/NOAA radiometers.
NOAA Technical Memorandum NESS 107, U.S. Department of Commerce, Washington D.C.
- LAURS, R.M., P.C. FIEDLER und D.R. MONTGOMERY, 1984:
Albacore tuna catch distributions relative to enviromental features observed from satellites.
Deep Sea Res., Vol. 31, No. 9, pp. 1085 - 1099.
- LaVIOLETTE, P.E., S. PETEHERYCH und J.F.R. GOWER, 1980:
Oceanographic implications of features in NOAA satellite visible imagery.
Boundary Layer Meteorology, Vol. 18, pp. 159 - 175.
- LEACH, H., 1986:
Persönliche Mitteilungen.

- LESIEUR, M. und R. SADOURNY, 1981:
Satellite-sensed turbulent ocean structure.
Nature, Vol. 294 (5842), p. 673.
- LLEWELLYN-JONES, D.T., P.J. MINNETT, R.W. SAUNDERS und A.M. ZAVODY,
1984:
Satellite multichannel infrared measurements of sea surface
temperature of the N.E. Atlantic ocean using AVHRR/2.
Quart. J. R. Met. Soc., Vol. 110, pp. 613 - 631.
- McCLAIN, E.P., 1981:
Split window and triple-window sea surface temperature
determinations from satellite measurements.
ICES Statutory Meeting, Woods Hole, Mass, Oct. 6. - 10. 1981.
- McCLAIN, E.P., 1984:
Recent advances in multispectral sensing of ocean surface
temperature from space.
Frontiers of Remote Sensing of the Oceans and Troposphere
from Air and Space Platforms, NASA Conference Publication
2303, Proceedings of the URSI Commission F, Symposium and
Workshop, Shores, Israel, May 14. - 23. 1984.
- McCLAIN, E.P., W.G. PICHEL und C.C. WALTON, 1985:
Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea
surface temperatures.
J. Geophys. Res., Vol. 90 (C 6), pp. 11587 - 11601.
- McLEISH, W., 1970:
Spatial spectra of ocean surface temperature.
J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6872 - 6877.
- McMILLIN, L.M., 1975:
Estimation of sea surface temperature from two infrared
window measurements with differential absorptions.
J. Geophys. Res., Vol. 80 (36), pp. 5113 - 5117.
- McMILLIN, L.M. und D.S. CROSBY, 1984:
Theory and validation of the multiple window sea surface
temperature technique.
J. Geophys. Res., Vol. 89 (C 3), pp. 3655 - 3661.
- MINNETT, P., 1984:
Persönliche Mitteilungen.
- MÖLLER, F., 1973:
Einführung in die Meteorologie.
Band 2, Bibliographisches Institut, Mannheim.

- MOREL, A., 1974:
Optical properties of pure water and pure sea water.
in N.G. Jerlov und E.S. Nielson (ed.), Optical Aspects of
Oceanography, Academic Press London, New York, pp. 1 - 23.
- MOREL, A. und L. PRIEUR, 1977:
Analysis of variations in ocean color.
Limnol. Oceanogr., Vol. 22, pp. 709 - 722.
- MOREL, A., 1980:
In-water and remote measurements of ocean color.
Boundary Layer Meteorology, Vol. 18, pp. 177 - 201.
- MUELLER, J.L. und P.E. LaVIOLETTE, 1981:
Color and temperature signatures of ocean fronts observed
with the NIMBUS-7 CZCS.
Oceanography from Space, Plenum Press, pp. 295 - 302.
- MÜLLER, P., 1974:
On the interaction between short internal waves and larger
scale motion in the ocean.
Hamb. Geophys. Einzelarch., No. 23.
- MÜLLER, P. und C. FRANKIGNOUL, 1981:
Direct atmospheric forcing of geostrophic eddies.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 11, pp. 287 - 308.
- MUIRHEAD, K. und A.P. CRACKNELL, 1984:
Identification of gas flares in the North Sea using satellite
data.
Int. J. Remote Sensing, Vol. 5 (1), pp. 199 - 212.
- NECKEL, H. und D. LABS, 1981:
Improved data of solar spectral irradiance from 330 to
1250 nm.
Solar Physics, Vol 74 (1), pp. 231 - 250.
- OLESEN, F.S. und H. GRASSL, 1985:
Cloud detection and classification over ocean at night with
NOAA-7.
Int. J. Remote Sensing, Vol. 6, pp. 1435 - 1444.
- ONKEN, R., 1986:
Numerische Simulation der Erzeugung und Instabilität meso-
skaliger Fronten.
Doktorarbeit, Universität Kiel.
- PANCHEV, S., 1971:
Random functions and turbulence.
Pergamon Press, pp. 444.

- PAULSON, C.A. und J.J. SIMPSON, 1981:
The temperature difference across the cool skin of the ocean.
J. Geophys. Res., Vol. 86 (C 11), pp. 11044 - 11054.
- PELEAZ-HUDLET, J., 1984:
Phytoplankton pigment concentrations and patterns in the
California current as determined by satellite.
Ph. D. Thesis, University of California, San Diego.
- PHULPIN, T., M. DERRIEN und A. BRARD, 1983:
A two-dimensional histogram procedure to analyze cloud cover
from NOAA satellite high resolution imagery.
J. Clim. Appl. Meteorol., Vol. 22, pp. 1332 - 1345.
- PLATT, T., 1972:
Local phytoplankton abundance and turbulence.
Deep Sea Res., Vol. 19, pp. 183 - 188.
- PRABHAKARA, C., G. DALU und V.G. KUNDE, 1974:
Estimation of SST from remote sensing in the 11 to 13 μm
window region.
J. Geophys. Res., Vol. 79, pp. 5039 - 5044.
- PRIEUR, L. und S. SATHYENDRANATH, 1981:
An optical classification of coastal and oceanic waters based
on the specific absorption curves of phytoplankton pigments,
dissolved organic matter and other particulate materials.
Limnol. Oceanogr., Vol. 26 (4), pp. 671 - 689.
- RASCHKE, E., 1972:
Multiple scattering calculation of the transfer of solar
radiation in an atmosphere-ocean system.
Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 45. Band, pp. 1 - 19.
- RHEINHEIMER, G. und R. SCHMALJOHANN, 1983:
Investigation on the influence of coastal upwelling and
polluted rivers on the microflora of the northeastern Atlantic
off Portugal. I. Size and composition of the bacterial
population.
Botanica Marina, Vol. 26, pp. 137 - 152.
- RICHARDSON, P.L., 1983:
Eddy kinetic energy in the North Atlantic from surface
drifters.
J. Geophys. Res., Vol. 88, pp. 4355 - 4367.
- ROBINSON, I.S., 1983:
Satellite observations of ocean colour.
Phil. Trans. Roy. Soc., London, Vol. A 309, pp. 415 - 432.

- ROBINSON, I.S., N.C. WELLS und H. CHARNOCK, 1984:
The sea surface thermal boundary layer and its relevance to
the measurement of sea surface temperature by airborne and
spaceborne radiometers.
Int. J. Remote Sensing, Vol. 5, pp. 19 - 45.
- ROBINSON, I.S., 1985:
Satellite oceanography - an introduction for oceanographers
and remote sensing scientists.
Ellis Horwood Ltd., pp. 445.
- RUDDICK, B., 1980:
Critical layers in the Garrett-Munk spectrum.
J. Mar. Res., Vol. 38, pp. 135 - 145.
- SAUNDERS, P.M., 1967a:
The temperature of the ocean-air interface.
J. Atm. Sciences, Vol. 24, pp. 269 - 273.
- SAUNDERS, P.M., 1967b:
Aerial measurements of sea surface temperature in the infrared.
J. Geophys. Res., Vol. 72, pp. 4109 - 4117.
- SAUNDERS, P.M., 1968:
Radiance of sea and sky in the infrared window 800 - 1200 cm^{-1} .
J. Opt. Soc. Am., Vol. 58, pp. 645 - 652.
- SAUNDERS, P.M., 1972a:
Space and time variability of temperature in the upper ocean.
Deep Sea Res., Vol. 19, pp. 467 - 480.
- SAUNDERS, P.M., 1972b:
Comments on wavenumber-frequency spectra of temperature in
the free atmosphere.
J. Atmos. Sci., Vol. 29, pp. 197 - 199.
- SCHLÜSSEL, P., 1986:
Personliche Mittelungen.
- SCHMITZ-PEIFFER, A., 1986:
Fernerkundung ozeanischer Schwebstoffe mit flugzeuggetragenen
Lasern und Satellitenradiometern.
Doktorarbeit, Universität Kiel.
- SCHWALB, A., 1978:
The TIROS-N/NOAA A-G satellite series.
NOAA Technical Memorandum NESS 95.

- SHANNON, L.V., P. SCHLITTENHARDT und S.A. MOSTERT, 1984:
The NINBUS 7 CZCS Experiment in the Benguela Current region off southern Africa, February 1980. 2. Interpretation of imagery and oceanographic implications.
J. Geophys. Res., Vol. 89 (D 4), pp. 4968 - 4976.
- SHENK, W.E. und V.V. SALOMONSON, 1972:
A multispectral technique to determine SST using Nimbus 2 data.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 2, pp. 157 - 167.
- SINGH, S.M., C. RACKNELL und J.A. CHARLTON, 1983:
Comparison between CZCS data from 10. July 1979 and simultaneous in-situ measurements for south-eastern scottish waters.
Int. J. Remote Sensing, Vol. 4 (4), pp. 755 - 784.
- SINGH, S.M., 1984:
Removal of atmospheric effects on a pixel by pixel basis from the thermal infrared data from instruments on satellites. The Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR).
Int. J. Remote Sensing, Vol. 5, No. 1, pp. 161 - 183.
- SMITH, E.A., 1980:
Orbital mechanics and analytic modeling of meteorological satellite orbits. Applications to the satellite navigation problem.
Atmospheric Science Paper No. 321, Colorado State University, Fort Collins, Colorado.
- SMITH, R.C. und K.S. BAKER, 1978:
The bio-optical state of ocean waters and remote sensing.
Limnol. Oceanogr., Vol. 23, pp. 247 - 259.
- SMITH, R.C. und W.H. WILSON, 1981:
Ship and satellite bio-optical research in the California Bight.
Oceanography from Space, Plenum Press, pp. 281 - 294.
- SÖRENSEN, B.:
Recommendations of the 2nd international workshop on atmospheric corrections of satellite observations of sea water color. March 30. - April 1. 1981, Ispra, Italy.
Commission of the European Communities Joint Research Centre - Ispra Establishment, Ispra (Va), Italy.
- STRAMMA, L., P. CORNILLON, R.A. WELLER, J.F. PRICE und M.G. BRISCOE:
1986:
Large diurnal sea surface temperature variability: Satellite and in-situ measurements.
J. Phys. Oceanogr., Vol. 16, pp. 827 - 837.

- STRASS, V., 1987:
Persönliche Mitteilungen.
- STRONG, A.E. und E.P. McCLAIN, 1984:
Improved ocean surface temperature from space - comparisons with drifting buoys.
Bull. Am. Meteorol. Soc., Vol. 85, pp. 138 - 142.
- STURM, B., 1981:
Ocean colour remote sensing and quantitative retrieval of surface chlorophyll in coastal waters using NIMBUS CZCS data.
Oceanography from Space, Plenum Press, pp. 267 - 279.
- STURM, B., 1982:
Developments in CZCS data evaluation at JRC Ispra during 1981.
18. NET., Jan. 82.
- STURM, B., 1983:
Selected topics of Coastal Zone Color Scanner evaluation.
in A.P. Cracknell (ed.), Remote Sensing Applications in Marine Science and Technology, D. Reidel, Dordrecht, pp. 137 - 168.
- STURM, B., 1985:
CZCS sensitivity decay study.
Joint Research Centre EEC, Ispra.
- TURNER, R., 1973:
Atmospheric effects in remote sensing.
F. Shahrockhi (ed.), Remote Sensing of Earth Resources II, University of Tennessee.
- Van WOERT, M., 1982:
The subtropical front: satellite observations during FRONTS 80.
J. Geophys. Res., Vol. 87 (C 12), pp. 9523 - 9536.
- VIEHOFF, TH., 1983:
Bestimmung der Meeresoberflächentemperatur mittels hochauflösender Infrarot-Satellitenmessungen.
Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Nr. 115.
- VIOLLIER, M., 1982:
Time correction of the radiometric calibration of the CZCS.
Communication to the 18th NET meeting.
- VIOLLIER, M. und B. STURM, 1984:
CZCS data analysis in turbid coastal water.
J. Geophys. Res., Vol. 89 (4), pp. 4977 - 4986.

- WALTON, C.C., 1985:
Satellite measurements of sea surface temperature in the presence of volcanic aerosol.
J. Clim. Appl. Meteorol., Vol. 24, pp. 501 - 507.
- WEINREB, M.P. und M.L. HILL, 1980:
Calculation of atmospheric radiances and brightness temperatures in the infrared window channels of satellite radiometers.
NOAA Technical Report NESS 80, Washington D.C.
- WILSON, W.W., R.C. SMITH und J.W. NOLTON, 1981:
The CZCS geolocation algorithms.
Visibility Laboratory, LaJolla, California, SIO Ref. 81-32.
- WOODS, J.D., 1980:
Do waves limit turbulent diffusion in the ocean?
Nature, Vol. 288, No. 5788, pp. 219 - 224.
- WOLF, K.U., 1985:
Phytoplanktonwachstum unter Licht- und Nährstofflimitierung im Deckschichtmodell.
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- YENTSCH, C.S., 1960:
The influence of phytoplankton pigments on the color of sea water.
Deep Sea Res., Vol. 7, pp. 7 - 9.
- YENTSCH, C.S., 1965:
Distribution of chlorophyll and phaeophytin in the open ocean.
Deep Sea Res., Vol. 12, pp. 653 - 666.
- YENTSCH, C.S. und D.A. PHINNEY, 1985:
Rotary motions and convection as a means of regulating primary production in warm core rings.
J. Geophys. Res., Vol. 90 (C 2), pp. 3237 - 3248.

BERICHTE AUS DEM INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

Verzeichnis der veröffentlichten Arbeiten

-
- | | | |
|-----|--|---|
| 1 | (1973) FECHNER, H. | Orthogonale Vektorfunktionen zur stetigen Darstellung von meteorologischen Feldern auf der Kugeloberfläche |
| 2 | (1974) SPETH, P. | Mittlere Meridionalschnitte der verfügbaren potentiellen Energie für jeden Januar und Juli aus dem Zeitraum 1967 bis 1972 |
| 3 | (1974) SPETH, P. | Mittlere Horizontalverteilungen der Temperatur und der verfügbaren potentiellen Energie und mittlere Meridionalschnitte der Temperatur für jeden Januar und Juli aus dem Zeitraum 1967 bis 1972 |
| 4 | (1974) DEFANT, Fr. | Das Anfangstadium der Entwicklung einer baroklinen Wellenstörung in einem baroklinen Grundstrom |
| 5 | (1974) FECHNER, H. | Darstellung des Geopotentials der 500 mb-Fläche der winterlichen Nordhalbkugel durch natürliche Orthogonalfunktionen |
| 7 | (1974) SPETH, P. | Die Veränderlichkeit der atmosphärischen Zirkulation, dargestellt mit Hilfe energetischer Größen |
| 8 | (1975) SKADE, H. | Eine aerologische Klimatologie der Ostsee. Teil I - Textband |
| 9 | (1975) SKADE, H. | Eine aerologische Klimatologie der Ostsee. Teil II - Abbildungsband |
| 10 | (1975) MÜLLER, H. | Bestimmungstabellen für die Fischparasiten der Kieler Bucht |
| 11 | (1975) KEUNECKE, K.H.,
KOHN, H.,
KRAUSS, W.,
MIOGA, G.,
SCHOTT, F.,
SPETH, P.,
WILLEBRAND, J.,
ZENK, W. | Baltic 75 - Physikalischer Teil
Messungen des IfM, der FWG und der DFVLR |
| 13 | (1975) RUMOHR, H. | Der Einfluß von Temperatur und Salinität auf das Wachstum und die Geschlechtsreife von nutzbaren Knochenfischen (Eine Literaturstudie) |
| 14 | (1975) PULS, K.E.,
MEINCKE, J. | General Atmospheric Circulation and Weather Conditions in the Greenland-Scotland Area for August and September 1973 |
| 15 | (1975) MÜLLER, H. | Bibliography on parasites and diseases of marine fishes from North Sea and Baltic Sea |
| 16 | (1975) LÖBE, D. | Schwermetall-Kontamination von Phytoplankton unter natürlichen Verhältnissen und in Laborkulturen |
| 17 | (1976) BEHR, H.D. | Untersuchungen zum Jahresgang des atmosphärischen Wärmehaushalts für das Gebiet der Ostsee. Teil I - Textband |
| 18 | (1976) BEHR, H.D. | Untersuchungen zum Jahresgang des atmosphärischen Wärmehaushalts für das Gebiet der Ostsee. Teil II - Abbildungsband |
| 19 | (1976) BROCKMANN, Ch.,
MEINCKE, J.,
PETERS, H.,
SIEDLER, G.,
ZENK, W. | GATE - Oceanographic Activities on FRG-Research Vessels |
| 20a | (1977) WILLEBRAND, J.,
MÖLLER, P.,
OLBERS, D.J. | Inverse Analysis of the Trimooored Internal Wave Experiment (IWEX)
Part 1 |
| 20b | | Part 2 |
| 21 | (1976) MÜLLER, H. | Die Biologie des Flachwassers vor der westdeutschen Ostseeküste und ihre Beeinflussung durch die Temperatur - eine Literaturstudie |
| 22 | (1976) PETERS, H. | GATE - CTD Data measured on the F.R.G. Ships Shipboard Operations-Calibration-Editing |
| 23 | (1976) KOLTERMANN, K.P.,
MEINCKE, J.,
MÖLLER, T. | Overflow '73 - Data Report 'Meteor' and 'Meerkatze 2' |
| 24 | (1976) LIEBING, H. | Grundlagen zur objektiven Ermittlung eines Bodenluftdruckfeldes für ein begrenztes Gebiet (Ostsee) |
| 25 | (1976) SIMONS, T.J. | Topographic and Baroclinic Circulations in the Southwest Baltic |
| 26 | (1976) KIELMANN, J.,
HOLTORFF, J.,
REIMER, U. | Data Report Baltic '75 |
| 27 | (1976) BEHRENDT, J. | Der Zusammenhang zwischen wahren und geostrophischem Wind über der Ostsee während "Baltic '75" |

- 28 (1977) DEFANT, Fr.,
SPETH, P. Zwischenbericht der Arbeitsgruppe "Diagnose Empirischer Felder der Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation" im Schwerpunkt "Energiehaushalt und Zirkulation der Atmosphäre" der Deutschen Forschungsgemeinschaft
- 29 (1977) MEINCKE, J. Measurements of Currents and Stratification by FRV "Anton Dohrn" during the GATE Equatorial Experiment
- 30 (1977) SANFORD, Th. Design Concepts for a Shallow Water Velocity Profiler and a Discussion of a Profiler Based on the Principles of Geomagnetic Induction
- 31 (1977) MÜLLER, H. Indexed bibliography on parasites and diseases of marine fish from North Sea and Baltic Sea (2nd edition)
- 32 (1977) BROCKMANN, Ch.,
HUGHES, P.,
TOMCZAK, M. Data Report on Currents, Winds and Stratification in the NW African Upwelling Region during early 1975
- 33 (1977) SIERTS, H.W. Meteorologische Einflüsse auf das Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika
- 34 (1977) CUBASCH, U. Spektren des Windes über Land und über Meer im Periodenbereich von 1 Minute bis 1 Tag
- 35 (1977) KAMINSKI, U. Klassifikation der Wetterlagen über dem Wetterschiff - C - durch vertikale natürliche Orthogonalfunktionen
- 36 (1977) JECKSTRÖM, W. Eine Entwicklung des Geopotentialfeldes der 500 mb-Fläche im Winter der Nordhalbkugel in natürliche Orthogonalfunktionen und eine Interpretation der Ergebnisse im Zusammenhang mit tatsächlichen synoptischen groß-skaligen Wetterlagen
- 37 (1977) CLAUSS, E.,
HESSLER, G.,
SPETH, P.,
UHLIG, K. Datendokumentation zum meteorologischen Meßprojekt 1976
- 38 (1977) KIRK, E. Objektive Analysen meteorologischer Parameter über der Kieler Bucht
- 40 (1978) OSTHAUS, A.,
SPETH, P. Large-scale horizontal fluxes of sensible energy and of momentum caused by mean standing eddies for each January and July of the period 1967 until 1976
- 41 (1978) SPETH, P. Mean meridional cross-sections of the available potential energy for each January and July of the period 1973 until 1976
- 42 (1978) SPETH, P. Mean meridional cross-sections of the available potential energy for each April and October of the period 1967 until 1976
- 43 (1978) SPETH, P. Mean horizontal fields of temperature available potential energy and mean meridional cross-sections of temperature for each January and July of the period 1967 until 1976
- 44 (1978) FECHNER, H. Darstellung meteorologischer Felder mit endlichem Definitionsgebiet durch Reihen orthogonaler Funktionen
- 45 (1978) RIECKE, W. In der Meteorologie benutzte objektive horizontale Analysenverfahren im Hinblick auf die Anwendung bei wissenschaftlichen Untersuchungen
- 46 (1978) OSTHAUS, A. Die Struktur der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im Januar und Juli und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls
- 47 (1978) CORNUS, H.-P. Untersuchungen zu Deckschichtänderungen und zur Anwendbarkeit eindimensionaler Deckschichtmodelle im äquatorialen Atlantik während GATE 1974
- 48 (1978) WÖRNER, F.G.,
KOHN, A. Liste der Mikronekton- und Zooplanktonfänge der Deutschen Antarktis-Expedition 1975/76
- 49 (1978) DETLEFSEN, H. Wasseroberflächentemperaturen und Luftdruckdifferenzen im Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika von 1969-1976
- 50 (1978) MENGELKAMP, H.-T. Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Ostsee während des Meßprojektes "Kieler Bucht" 1976
- 51 (1978) BROCKMANN, C.,
FAHRBACH, E.,
URQUIZO, W. ESACAN - Data report
- 52 (1978) STROFING, R. Die Struktur der atmosphärischen Temperatur- und Geopotentialwellen und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls während eines viertel-jährigen Winterzeitraums November 1967 - Januar 1968
- 53 (1978) SPETH, P. Mean horizontal fields of temperature and geopotential height for each January, April, July and October for the period 1967 - 1976
- 54 (1978) KREY, J.(+),
BABEMERD, B.,
LENZ, J. Beobachtungen zur Produktionsbiologie des Planktons in der Kieler Bucht: 1957-1975 - 1. Datenband
- 55 (1978) PAULY, D. A preliminary compilation of fish length growth parameters
- 56 (1978) WITTSTOCK, R.-R. Vergleich der aus Temperatur- und Dichtefluktuationen berechneten Vertikalgeschwindigkeit im GATE-Gebiet

- 57 (1978) STRUVE, S. Transport und Vermischung einer passiven Beimengung in einem Medium mit einem vorgegebenen Geschwindigkeitsfeld
- 58 (1978) MÖLLER, H. Effects of Power Plant Cooling on Aquatic Biota - An Indexed Bibliography -
- 59 (1978) JAMES, R.,
WÖRNER, F.G. Results of the Sorting of the Mikronekton and Zooplankton Material sampled by the German Antarctic Expedition 1975/76
- 60 (1978) WÖRNER, F.G. Liste der Mikronekton- und Zooplanktonfänge der 2. Deutschen Antarktis-Expedition 1977/78
- 61 (1978) SCHWEIMER, M. Physikalisch-ozeanographische Parameter in der westlichen Ostsee - Eine Literaturstudie -
- 62 (1979) MÖLLER, T.J.,
MEINCKE, J.,
BECKER, G.A. Overflow '73: The Distribution of Water Masses on the Greenland-Scotland Ridge in August/September 1973 - A Data Report -
- 63 (1979) PAULY, D. Gill size and temperature as governing factors in fish growth: a generalization of von Bertalanffy's growth formula
- 64 (1979) WÖBBER, C. Die zweidimensionalen Seiches der Ostsee
- 65 (1979) KILS, U. Schwimmverhalten, Schwimmleistung und Energiebilanz des antarktischen Krills, *Euphausia superba* - Ergebnisse der zweiten deutschen Antarktis-Expedition des "FFS Walther Herwig" im Südsommer 1977/78
- 66 (1979) KREMLING, K.,
OTTO, C.,
PETERSEN, H. Spurenmetall-Untersuchungen in den Förden der Kieler Bucht - Datenbericht von 1977/78
- 67 (1979) RHEINHEIMER, G. Mikrobiologisch-ökologische Untersuchungen in verschiedenen Flüssen Schleswig-Holsteins - Daten -
- 68 (1979) KNOLL, M. Zur Wärmebilanz der ozeanischen Deckschicht im GATE-Gebiet
- 69 (1979) ZENK, W.,
SCHAUER, U.,
PETERSOHN, U.,
MITTELSTAEDT, R.U. Bodenströmungen und Schichtungsverhältnisse in der nördlichen Kieler Bucht im März 1978
- 70 (1979) REDELL, R.-D. Winderzeugte Trägheitsbewegungen und Energiekorrelationen interner Wellen im tropischen Atlantik
- 72 (1979) HERRMANNSEN, U. Energiespektren von Temperatur, Geopotential und Wind an ausgewählten Gitterpunkten des DWD-Gitternetzes der Nordhalbkugel
- 73 (1979) PERKUHN, J. Spektrale Betrachtung der großskaligen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls an ausgewählten Gitterpunkten des DWD-Gitternetzes der Nordhemisphäre
- 74 (1979) VOGL, Ch. Die Struktur der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im April und Oktober und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpulse
- 75 (1980) NIELAND, H. Die Nahrung von Sardinen, Sardinellen und Maifischen vor der Westküste Afrikas
- 76 (1980) DAMM, U. Langfristige Veränderungen in der Verbreitung von Nordseefischen, untersucht durch Korrelations- und Varianzanalyse
- 77 (1980) DAUB, P. Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Kieler Bucht im Zeitraum April bis Oktober 1977
- 78 (1980) EBBRECHT, H.-G. Die verfügbare potentielle Energie des Planetarischen Wirbels und ihre jährliche Variation
- 79 (1980) WOSNITZA-MENDO, C. Zur Populationsdynamik und Ökologie von *Tilapia rendalli* (Blgr.) im Lago Sauce (Peru)
- 80 (1981) ZEITZSCHEL, B.,
ZENK, W. ANTARKTIS 80/81, Beobachtungen und erste Ergebnisse der "Meteor"-Reise 56 aus der Scotia-See und der Bransfield-Straße im November/Dezember 1980 (ANT I): ein nautischer und wissenschaftlicher Bericht
- 81 (1981) STRUNK, H.A. Die kinetische Energie des planetarischen Wirbels und ihre jährliche Variation
- 82 (1981) PETERS, H. Zur Kinematik eines stochastischen Feldes interner Wellen in einer Scherströmung
- 83 (1981) WILLEBRAND, J. Zur Erzeugung großräumiger Ozeanischer Strömungsschwankungen in mittleren Breiten durch veränderliche Windfelder
- 84 (1981) STRAMMA, L. Die Bestimmung der Dynamischen Topographie aus Temperaturdaten aus dem Nordostatlantik
- 85 (1981) BAUERLE, E. Die Eigenschwingungen abgeschlossener, zweigeschichteter Wasserbecken bei variabler Bodentopographie
- 86 (1981) MÖLLER, H. Feldführer zur Diagnose der Fischkrankheiten und wichtigsten Fischparasiten in Nord- und Ostsee
- 87a (1981) KIELMANN, J. Grundlagen und Anwendung eines numerischen Modells der geschichteten Ostsee - Teil 1 -
- 87b (1981) KIELMANN, J. - Teil 2 - (Anhang, Literatur, Abbildungen)

- 88 (1981) WOODS, J.D. The GATE Lagrangian Batfish Experiment - Summary Report -
89 (1981) LEACH, H., The GATE Lagrangian Batfish Experiment - Data Report -
MINNETT, P.J.
- 90 (1981) MÖLLER, T.J. Current and temperature measurements in the North-East Atlantic during NEADS
- a data report
- 91 (1981) LUPATSCHEK, J., Der Zustand der Fischbestände in der Schlei und die Entwicklung der Fischerei im Zeit-
NELLEN, W. raum 1962 - 1981
- 92 (1981) HESSLER, G. Untersuchung bodennaher Temperatur- und Windfelder im Übergangsbereich Land-See am
Beispiel der Kieler Bucht
- 93 (1981) STEINHAGEN- Fucus vesiculosus als Schwermetall-Bioakkumulator - Der Einfluß von Temperatur, Salz-
SCHNEIDER, G. gehalt und Metallkombination auf die Inkorporationsleistung
- 94 (1982) RIEGER, K.-W. Die räumliche und zeitliche Veränderlichkeit des meridionalen Transportes sensibler
Energie im 850 und 200 mb-Niveau während eines Jahre (1975)
- Teil 1 - Textband
- Teil 2 - Abbildungsband
- 95 (1982) MYDLA, B. Longitudinale und zeitliche Veränderlichkeit des durch stehende und wandernde Wellen
getätigten meridionalen Transportes von relativem Drehimpuls im 200 und 500 mb-Niveau in
der Breitenzone von 20° bis 60°N während des Jahres 1975
- Teil 1 - Textband
- Teil 2 - Abbildungsband
- 96 (1982) WILLENBRINK, E. Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik
- 97 (1982) HORCH, A., CTD Measurements Made From F.S. POSEIDON During JASIN 1978
MINNETT, P., - A Data Report -
WOODS, J.D.
- 98 (1982) ASTHEIMER, H. Die Variabilität der Phytoplanktonschichtung in driftenden Wasserkörpern. Untersuchungen
aus dem Skagerrak, Kattegat und Bornholm-Becken im März 1979
- 99 (1982) QUADFASSEL, D. Über den Monsunresponse der Zirkulation im westlichen äquatorialen Indischen Ozean
- 100 (1982) LEACH, A. Spektrale Untersuchungen des Geopotentials und des Geostrophischen Windes im 200 mb-
Niveau und Parametrisierung von großturbulentem meridionalen Drehimpulstransport
- 101 (1982) SIEDLER, G. SI-Einheiten in der Ozeanographie
- 102 (1982) STRUVE-BLANCK, S. Die Strömungen in der Kieler Bucht
- 103 (1982) KASE, R., CTD-Data from the North Canary Basin - "Poseidon" Cruise 86/2 -
RATHLEV, J. 26 March - 13 April, 1982
- 104 (1982) KRAUSS, W., A detailed description of a semispectral model on the β -plane
WÖBBER, Ch.
- 105 (1982) SCHAUER, U. Zur Bestimmung der Schubspannung am Meeresboden aus der mittleren Strömung
- 106 (1983) HORSTMANN, U. Distribution patterns of temperature and watercolour in the Baltic Sea as recorded in
satellite images: Indicators for phytoplankton growth
- 107 (1982) WITTSTOCK, R.-R. Zu den Ursachen bodennaher Strömungsschwankungen in der nordöstlichen Kieler Bucht
- 108 (1982) SCHRÖDER, M. Das statische Verhalten von Einpunktverankerungen bei Anströmung
- 109 (1982) BREITENBACH, J., Anleitung für Benutzer des Rechenprogramms STASIP (statics of single-point moorings)
SCHRÖDER, M.
- 110 (1983) BAUERFEIND, E., Planctological and chemical data from the Atlantic at 22°W obtained in February to
BOJE, R., June 1979 ("FGGE-Equator '79")
FAHRBACH, E.,
LENZ, J.
MEYERHOFER, M.,
ROLKE, M.
- 111 (1983) SY, A. Warmwassersphäre - Handling and Processing of Hydrographic Data -
- Technical Report -
- 112 (1983) KETZLER, C. Zur Kinematik der Gezeiten im Rockall-Gebiet
- 113 (1983) FAHRBACH, E. Transportprozesse im zentralen äquatorialen Atlantik und ihr Einfluß auf den Wärme-
inhalt
- 114 (1983) MÖLLER, T.J., Some Eulerian current measurements and XBT-sections from the North East Atlantic
ZENK, W. - October 1980 - March 1982 - A Data Report -
- 115 (1983) VIEHOFF, Th. Bestimmung der Meeresoberflächentemperatur mittels hochauflösender Infrarot-Satelliten-
messungen
- 116 (1983) HILLER, W., Objective analysis of hydrographic data sets from mesoscale surveys
KASE, R.H.

- 117 (1983) PRICE, J.M. Historic hydrographic and meteorological data from the North Atlantic and some derived quantities
- 118 (1983) FAHRBACH, E.,
KRAUSS, W.,
119 (1983) MEINCKE, J.,
SY, A. Nordostatlantik '81 - Data Report -
Nordostatlantik '82 - Data Report -
- 120 (1983) HORCH, A.,
BARKMANN, W.,
WOODS, J.D. Die Erwärmung des Ozeans hervorgerufen durch solare Strahlungsenergie
- 121 (1983) SINN, M. Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel sowie des menschlichen Körpers aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung
- 122 (1984) ASMUS, H. Freilanduntersuchungen zur Sekundärproduktion und Respiration benthischer Gemeinschaften im Wattenmeer der Nordsee
- 123 (1984) BREY, Th. Gemeinschaftsstrukturen, Abundanz, Biomasse und Produktion des Makrozoobenthos sandiger Böden der Kieler Bucht in 5 - 10 m Wassertiefe
- 124 (1984) KREMLING, K.,
WENCK, A. Chemical Data from the NW African Upwelling Region ("Auftrieb '75" and "Ostatlantik-Biozirkel 1983")
- 125 (1984) STRAMMA, L. Wassermassenausbreitung in der Warmwassersphäre des subtropischen Nordostatlantiks
- 126 (1984) JÄGER, T.,
NELLEN, W.,
SELL, H. Beleuchtete Netzgehegeanlagen zur Aufzucht von Fischbrut bis zur Setzlingsgröße - Eine Bauanleitung und Aufzuchtbeschreibung -
- 127 (1984) MÖLLER, T.J. Eulerian Current Measurements from the North East Atlantic - March 1982 - October 1983 - A Data Report -
- 128 (1984) WOODS, J.D. The Warmwatersphere of the Northeast Atlantic - A Miscellany -
- 129 (1984) FINKE, M. Messungen zum Widerstandsbeiwert von Verankerungskomponenten
- 130 (1984) GERLACH, S.A. Oxygen Depletion 1980 - 1983 in Coastal Waters of the Federal Republic of Germany. First Report of the Working Group "Eutrophication of the North Sea and the Baltic"
- 131 (1984) ASMUS, R. Benthische und pelagische Primärproduktion und Nährsalzbilanz Eine Freilanduntersuchung im Watt der Nordsee
- 132 (1984) BAUER, J.,
WOODS, J.D. Isopycnic Atlas of the North Atlantic Ocean - monthly mean maps and sections -
- 133 (1984) KNOLL, M. Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet
- 134 (1984) FAHRBACH, E.,
KRAUSS, W.,
MEINCKE, J.,
SY, A. Nordostatlantik '83 - Data Report -
- 135 (1984) SAURE, G. Verhalten der Freifallprofilsonde FPS
- 136 (1984) FIEDLER, M.,
TEMMING, A.,
WEIGELT, M. Eine Analyse der fischereibiologischen und fischereilichen Verhältnisse in einem für die Ölförderung genutzten Offshore-Bereich des deutschen Ostseegebietes
- 137 (1985) BÖNING, C. Eine Untersuchung der Dynamik der windgetriebenen ozeanischen Zirkulation mit einem wirbelauflösenden barotropen Modell
- 138 (1985) WEIGELT, M. Auswirkungen des Sauerstoffmangels 1981 auf Makrozoobenthos und Bodenfische in der Kieler Bucht
- 139 (1985) BREITENBACH, J.,
ZENK, W.,
DASCH, W.,
WITTSTOCK, R.-R.,
SCHLOSSER, P. A compilation of hydrographic data from the Canary Basin, October to November 1983
- 140 (1985) LENZ, J.,
SCHNEIDER, G.,
ELBRÄCHTER, M.,
FRITSCHKE, P.,
JOHANNSEN, H.,
WEISSE, T. Hydrographic, chemical, and planktological data from the North-West-African upwelling area, obtained from february to april 1983 (OSTATLANTIC-BIOZIRKEL)
- 141 (1985) OSTERROHT, C.,
WENCK, A.,
KREMLING, K.,
GÖCKE, K. Chemical planktological and microbiological investigations at an anchor station in Kiel Bight during 1981/82

- 142 (1985) ENNENGA, U. Objektive Analyse aktueller Wind- und Druckfelder über dem Nordatlantik
- 143 (1985) BAUER, J., FISCHER, J., LEACH, H., WOODS, J.D. SEA ROVER Data Report I - North Atlantic Summer 1981 - NOA '81 -
- 144 (1985) WEISSE, Th. Die Biomasse und Stoffwechselaktivität des Mikro- und Mesozooplanktons in der Ostsee
- 145 (1985) NIESSLBECK, P., VOIGT, M., KIM, S.J., BOLMS, G., HOPPE, H.-G. Auswirkungen von Salzgehalts- und Temperaturänderungen auf die Extrazelluläre Enzymaktivität marin-pelagischer Mikroorganismen
- 147 (1985) PAULY, D. Zur Fischereibiologie tropischer Nutztiere - Eine Bestandsaufnahme von Konzepten und Methoden -
- 148 (1985) BABENERD, B., ZEITZSCHEL, B. Trends für eintragsrelevante Faktoren und für die Nährsalzkonzentrationen im Wasser der Kieler Bucht
- Ein Beitrag zur Erforschung der Eutrophierung der Nord- und Ostsee -
- 149 (1986) BREY, T., PAULY, D. Electronic Length Frequency Analysis - A User's Guide to ELEFAN 0, 1 AND 2 (Revised and Expanded Version)
- 150 (1985) LIPPERT, A. Erzeugung niederfrequenter ozeanischer Variabilität durch fluktuierende Windfelder
- 151 (1986) ZARKESCHWARI, M. Fische als Fischräuber, dargestellt an der Nahrung demersaler Fische der Nordsee
- 152 (1986) STIENEN, Ch. Die Phytoplanktonentwicklung in Abhängigkeit von der Nährsalzkonzentration
Ein Vergleich zwischen Kieler Förde und Kieler Bucht
- 153 (1986) BAUER, E. Isopyknische und diapyknische Ausbreitungsvorgänge im tropischen und subtropischen Nordatlantik
- 154 (1986) AMBAR, I. et al. (TOPOGULF GROUP) TOPOGULF - A joint programme initiated by IFREMER, Brest (France) - IFM, Kiel (W.Germany)
- Data Report -
- 155 (1986) DICKE, M. Vertikale Austauschkoefizienten und Porenwasserfluß an der Sediment/Wasser-Grenzfläche
- 156 (1986) ONKEN, R. Numerische Simulation der Erzeugung und Instabilität mesoskaliger Fronten
Numerical Simulation of the Generation and Instability of Mesoscale Fronts
- 157 (1986) WENZEL, M.K.CH. Die mittlere Zirkulation des Nordatlantik auf der Grundlage klimatologischer hydrographischer Daten
- 158 (1986) BARTHEL, K.-G. Die Stellung dominanter Copepoden-Arten im Nahrungsgefüge typischer Wasserkörper der Grönland-See
- 159 (1986) WÖBBER, Ch. Ein numerisches Modell zur Untersuchung barokliner Rossby-Wellen im Nordatlantik
- 160 (1987) ISEMER, H.-J. Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik
- 160a (1987) ISEMER, H.-J. The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean - a technical description of the data tape -
- 161 (1987) SCHLOSSEL, P. Infrarotfernerkundung von Oberflächentemperaturen sowie atmosphärischen Temperatur- und Wasserdampfstrukturen
- 162 (1987) VIEHOFF, Th. Bestimmung mesoskaliger Variabilitäten der Oberflächentemperatur und der Attenuation im Nordatlantik aus Satellitenmessungen