



Berichte  
aus dem  
Institut für Meereskunde  
an der  
Christian-Albrechts-Universität

Nr. 161

DOI 10.3289/IFM-BER-161

Infrarotfernerkundung von Oberflächentemperaturen  
sowie atmosphärischen  
Temperatur- und Wasserdampfstrukturen

von

Peter Schlüssel

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von

Institut für Meereskunde  
Abteilung Maritime Meteorologie  
Düsternbrooker Weg 20  
D 2300 Kiel 1

## Zusammenfassung

Die Möglichkeit der Kombination der zur Oberflächentemperatur-Fernerkundung und zur Ableitung atmosphärischer Temperatur- und Wasserdampfprofile geflogenen Infrarotradiometer AVHRR und HIRS an Bord polarumlaufender Wettersatelliten der TIROS-N/NOAA-Serie wird untersucht. Mit Hilfe von Strahlungstransportrechnungen in den Kanälen beider Radiometer werden die Satellitenmessungen für einen großen Satz von Atmosphären simuliert, um dann über physikalisch begründete Regressionsanalysen optimale Vorhersagegleichungen für den Rückschluß von Strahldichten auf Oberflächentemperaturen und atmosphärische Temperatur- und Wasserdampfprofile zu finden. Die theoretischen Simulationen bestätigen die erwartete Verbesserung der Parameterableitung bei Kombination der Radiometer. Die Meeresoberflächentemperatur-Bestimmung wird entscheidend verbessert und erreicht eine Absolutgenauigkeit von 0.2 K. Temperatur- und Wasserdampfprofile der unteren Atmosphäre können genauer als bisher abgeleitet werden, wenn auf die gemeinsam das atmosphärische Strahlungsfeld beeinflussenden Parameter gleichzeitig eingegangen wird.

Die Genauigkeiten im atmosphärischen Temperaturprofil erreichen Werte unter 1 K. Wasserdampfgehalt von Schichten zwischen 50 und 200 hPa Dicke lassen sich bis auf 15% genau abschätzen. Das AVHRR vergrößert die Ausbeute an HIRS - Messungen in teilweise mit tiefen Wolken durchsetzten Gebieten drastisch.

In der Anwendung kann die Güte der abgeleiteten Meeresoberflächentemperaturen durch Eichung an in-situ-Vergleichsmessungen bestätigt werden.

Die Auswertung von HIRS- und AVHRR-Messungen hinsichtlich atmosphärischer Temperatur- und Wasserdampfstrukturen macht in Einzelbeispielen deutlich, daß mesoskalige Signaturen der Felder besser aufgelöst werden, als daß ein Vergleich mit in-situ-Messungen möglich wäre.



## Abstract

### **Infrared Remote Sensing of Surface Temperatures as well as atmospheric Temperature and Water Vapour Structures**

The feasibility of combining the radiometers on board the polar orbiters of TIROS-N/NOAA series flown to remotely sense surface temperatures and atmospheric temperature and water vapour profiles is investigated. By means of radiative transport calculations satellite measurements are simulated for the channels of AVHRR and HIRS. Physically based regression models are developed in order to optimize the retrieval of surface temperatures, temperature- and water vapour profiles from space borne radiance measurements.

The theoretical simulations confirm the combination of radiometers informations to gain improvements in the retrievals.

Sea surface temperature is drastically improved, reaching absolute accuracy of 0.2 K. Temperature and water vapour profiles of the lower atmosphere are now being better retrieved when looking quasi simultaneously to those parameters affecting the atmospheric radiance field. The accuracy in atmospheric temperature profile reaches values below 1 K, water vapour contents of layers 50 to 200 hPa thick can be estimated to an accuracy of 15%. Finally, AVHRR is able to decloud those HIRS pixels being partially contaminated with low clouds.

In case studies the high quality of derived sea surface temperatures is confirmed by calibration with in-situ skin measurements.

The application of HIRS and AVHRR measurements with respect to atmospheric temperature and water vapour structures makes it obvious that mesoscale signatures in the thermodynamic fields are better resolved than from other operational meteorological networks.

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Beschreibung des Satelliten.....	2
2.1	Charakteristiken der Radiometer.....	3
2.1.1	AVHRR.....	3
2.1.2	HIRS.....	4
2.2	Auswahl der Kanäle.....	5
2.3	Navigation der Satellitendaten.....	6
3	Strahlungsübertragung im Infraroten.....	11
4	Numerische Modellierung.....	15
5	Atmosphärische Transmissionsfunktionen.....	20
5.1	Selektive Gasabsorption.....	21
5.1.1	Linie für Linie Rechnung.....	23
5.1.2	Mittelung über spektrale Intervalle.....	28
5.2	Absorptionskontinuum des Wasserdampfes.....	31
5.3	Absorption durch Aerosolteilchen.....	32
6	Emissionsvermögen natürlicher Oberflächen.....	33
6.1	Meeresoberflächen.....	33
6.2	Landoberflächen.....	34
7	Modellatmosphären und -oberflächentemperaturen.....	34
8	Rückgewinnung von Oberflächen- und Atmosphärenparametern aus Strahldichtemessungen.....	36
8.1	Statistik und Regressionsanalyse.....	38
9	Meeresoberflächentemperatur.....	39
9.1	"split-window"-Methode.....	40
9.2	Erweiterung der "split-window"-Technik mit HIRS.....	47
9.3	Landoberflächentemperaturen.....	50
10	Wasserdampfgehalt der Atmosphäre.....	51
10.1	Wasserdampf in der planetarischen Grenzschicht.....	55
10.2	Wasserdampf in den Schichten 850/700 und 700/500 hPa.....	57
11	Atmosphärische Temperatur- und Wasserdampfprofile.....	57
11.1	Schätzprofile.....	61
11.2	Zwangs- und Randbedingungen.....	66
11.3	Theoretischer Gütetest.....	68

12	Wolkenerkennung und -eliminierung.....	71
12.1	Wolkenerkennung.....	72
12.2	HIRS-Entwölkung.....	77
13	Anwendung und Vergleich mit in-situ-Daten.....	82
13.1	Vergleichsdatensatz.....	83
13.2	Meeresoberflächentemperatur.....	84
13.2.1	Horizontalschnitte von Schiff und Satellit.....	87
13.3	Wasserdampfgehalt.....	94
13.4	Temperatur- und Wasserdampfprofile.....	97
14	Schlußbetrachtung.....	103
15	Danksagung.....	105
16	Literaturverzeichnis.....	106
17	Symbolliste.....	114
	Anhang	

## 1. Einleitung

Die Fernerkundung des Erde/Atmosphäre-Systems von erdumlaufenden Satelliten aus ist in den letzten Jahrzehnten zum wichtigen Experimentierfeld der Geowissenschaften geworden. So sind in der Klimaforschung und der numerischen Wettervorhersage durch zunehmende Computerisierung Grenzen erreicht worden, an denen herkömmliche meteorologische und klimatologische Meßnetze den hohen Anforderungen an genaue flächendeckende Anfangsfelder nicht mehr genügen. Dies zog eine rapide Entwicklung der Fernerkundungstechniken nach sich, die als einzige eine globale Abdeckung versprechen.

Vorherrschend sind passive Methoden, die das vom Erde/Atmosphäre-System ausgesendete oder modifizierte Strahlungsfeld interpretieren, um Rückschlüsse auf geophysikalische Parameter zu ziehen. Informationen werden aus sämtlichen Spektralbereichen gewonnen, und Tendenzen gehen mehr und mehr dahin, die Messungen gemeinsam, frequenzbandübergreifend auszuwerten, um größeren Nutzen zu ermöglichen. So wurden, um meteorologische Felder besser zu bestimmen, Radiometer auf Satelliten installiert, die gleichzeitig Infrarot- und Mikrowellenmessungen vornehmen, um aus diesen gemeinsam bessere atmosphärische Temperaturprofile abzuleiten. Der nächste Schritt ist die Verknüpfung von Messungen aus denselben Spektralbereichen, die einerseits spektral hochauflösend sondieren, um damit vertikal auflösende Informationen zu gewinnen und andererseits horizontal hochauflösend aber spektral weiter integrierend messen, um horizontale Strukturen besser zu erfassen.

Hier ansetzend sollen nun Verfahren abgeleitet werden, die solche unterschiedlichen Informationen, sich optimal ergänzend, auswerten. Entsprechende Radiometer fliegen auf den polarumlaufenden Satelliten der TIROS-N/NOAA-Serie. Deshalb soll speziell auf sie Bezug genommen werden.

Der ursprüngliche Zweck der Arbeit, nur auf den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre hinarbeiten, erforderte sehr bald ein Umdenken, da sich entscheidende Verbesserungsmöglichkeiten eröffnen, wenn gleichzeitig auch andere Parameter, wie Oberflächentemperatur und atmosphärisches Temperaturprofil sowie die Bewölkung der Atmosphäre Beachtung finden.

Zunächst wird nach Vorstellung des Meßsystems mit Hilfe von Strahlungstransportsimulationen die Wechselwirkung der Atmosphäre und der Oberfläche mit dem infraroten Strahlungsfeld untersucht. Daran anschließend werden aus dem Gelernten Auswerteschemata abgeleitet, die einen Rückschluß von der am Satelliten gemessenen Strahldichte auf Atmosphären- und Oberflächenparameter erlauben

sollen. Schließlich erfolgen einige Vergleiche zwischen Satelliten- und in-situ-Messungen.

## 2. Beschreibung des Satelliten

Die Infrarotradiometer der TIROS-N/NOAA - Satelliten (TIROS = Television Infrared Observational Satellite; NOAA = National Oceanic and Atmospheric Administration) sind zur Zeit diejenigen Geräte (neben den jüngst auf geostationären Satelliten installierten Sondierern), die für eine Sondierung der vertikalen Temperatur- und Wasserdampfstrukturen sowie der Oberflächentemperaturen operationell zur Verfügung stehen und aufgrund des polarumlaufenden Instrumententrägers globale Daten liefern. Für die hier geforderten Belange sind zwei Instrumentengruppen dieses Satelliten interessant:

1) Das Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR). Es sondiert in fünf spektralen Kanälen Oberflächeninformationen im solaren ( $0.4-4 \mu\text{m}$ ) und terrestrischen ( $4-100 \mu\text{m}$ ) Spektralbereich mit hoher horizontaler Auflösung.

2) Der TIROS Operational Vertical Sounder (TOVS) bestehend aus drei Geräten:

a) Der High-resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS) mit neunzehn spektralen Kanälen im infraroten und einem im sichtbaren Spektralbereich dient zur vertikalen Temperatur- und Wasserdampfsondierung in der Troposphäre und der unteren Stratosphäre.

b) Die Microwave Sounding Unit (MSU) dient zur Ergänzung der Temperatursondierung des HIRS in bewölkten Gebieten. Sie mißt in vier spektralen Mikrowellen-Kanälen.

c) Die Stratospheric Sounding Unit (SSU) ist als Stratosphärensondierer konzipiert und mißt im Zentrum der  $15 \mu\text{m}$  Kohlendioxid-Bande in einem Spektralkanal Temperaturen in drei verschiedenen Schichten.

Der Instrumententräger fliegt auf einer sonnensynchronen Bahn in etwa 860 km Höhe mit einer Inklination von etwa  $99^\circ$ . Die Umlaufperiode ist circa 102 Minuten.

Die digitalen Daten der Radiometer werden im sogenannten High Resolution Picture Transmission (HRPT)-Strom zur Erde gesendet und können, sobald der Satellit über den Horizont einer Empfangsstation steigt, von ihr empfangen werden. Hier werden Daten von den Empfangsstationen in Oberpfaffenhofen (Bayern), Lannion (Bretagne) und Dundee (Schottland) bezogen und verarbeitet.

## 2.1 Charakteristiken der Radiometer

Die hier benutzten Daten stammen ausschließlich von den Radiometern AVHRR und HIRS, da ihre Informationen räumlich hoch genug aufgelöst sind und auch gut genug kalibriert sind, um in Klimabetrachtungen angewendet werden zu können.

### 2.1.1 AVHRR

Dies Radiometer tastet quer zur Flugrichtung im Bereich  $\pm 55.4^\circ$  2048 Pixel (Bildelemente) in fünf Kanälen mit einer räumlichen Auflösung von 1.3 mrad ab. Der Durchmesser eines Pixels, projiziert auf die Erdoberfläche, schwankt zwischen 1.1 km im Nadir und 5.6 km am Scanrand. Von den fünf Kanälen messen zwei im solaren Spektralbereich, zwei im terrestrischen, und einer empfängt Mischsignale beider Bereiche. Die spektralen Grenzen sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1: Charakteristiken der AVHRR-Kanäle

Kanal	Band $\mu\text{m}$	Zweck
1	0.58 - 0.68}	Wolkenerkennung
2	0.725 - 1.1}	Vegetationskartierung
3	3.55 - 3.93	Wolkenerkennung
4	10.3 - 11.3}	Oberflächentemperatur
5	11.5 - 12.5}	Wasserdampfgehalt

Alle Kanäle sehen in atmosphärische Fenster, erhalten ihre Informationen also von der Oberfläche und zwar direkt vom Boden, oder, wenn Wolken vorhanden sind, von deren Oberrand. Daraus ergeben sich auch direkt die Anwendungszwecke: Kanäle 4 und 5 sollen die Oberflächentemperatur sondieren und sich gegenseitig eine Atmosphärenkorrektur liefern. Die Kanäle 1 und 2 geben bei Tag Aufschluß über die Bewölkung von Bildelementen oder - bei Wolkenfreiheit - die Möglichkeit zur Land/Meer-Unterscheidung. Mit Hilfe von Kanal 3 sind nachts Wolken zu finden, die

von den Infrarotkanälen nicht entdeckt werden, die Oberflächentemperatur-Bestimmung aber verhindern (Olesen, 1984).

Die Genauigkeit der Messungen ist begrenzt durch das Radiometerrauschen. Es entspricht 0.12 K (Rausch-Äquivalent Temperatur-Differenz) in den Infrarot- und Mischkanälen und einem Signal- zu Rauschverhältnis 3:1 bei 0.5% Reflexionsvermögen in den solaren Kanälen. Detailliertere Angaben sind bei Lauritson et al. (1979) zu finden.

### 2.1.2 HIRS

Wie das AVHRR tastet auch dies Radiometer quer zur Flugrichtung ab, doch räumlich sehr viel schwächer auflösend mit 56 Pixel pro Zeile in einem Bereich  $\pm 49.5^\circ$ . Hier ist das Blickfeld eines Pixels 21.82 mrad ( $1.25^\circ$ ), entsprechend einem auf die Erdoberfläche projizierten Pixeldurchmesser von 17.4 km im Nadir und 58.5 km am Scanrand. Die Stärke dieses Radiometers liegt nicht mehr in der Erfassung von Oberflächenstrukturen, wie es das AVHRR leistet, sondern aufgrund der höheren spektralen Auflösung ist die Einsicht in die vertikalen Strukturen der Atmosphäre bei Blick in entsprechende Teile von Absorptionsbanden möglich. Der Zweck des HIRS ist die Sondierung des atmosphärischen Temperaturprofils, wozu verschiedene Sätze von Kanälen installiert sind. Kanäle 1-7 ( $15 \mu\text{m}$   $\text{CO}_2$ -Bande) sondieren die Atmosphäre im Bereich 900 bis 30 hPa. Kanal 8 ( $11 \mu\text{m}$ ) dient zur Oberflächentemperatur-Bestimmung und Wolkenerkennung, Kanal 9 ( $9.6 \mu\text{m}$   $\text{O}_3$ -Bande) gibt den Ozongehalt der Atmosphäre wieder. Die Kanäle 10-12 ( $6.3 \mu\text{m}$   $\text{H}_2\text{O}$ -Bande) messen den atmosphärischen Wasserdampfgehalt für eine Korrektur der Temperatursondierung in den Kanälen 1-8. In den Kanälen 13-17 ( $4.3 \mu\text{m}$   $\text{CO}_2$ - und  $\text{N}_2\text{O}$ -Banden) wird wiederum das Temperaturprofil gemessen (950 bis 5 hPa); diese Kanäle sind aber bei Tag aufgrund des Mischsignals (solar/terrestrisch) nur eingeschränkt brauchbar. Bei Nacht sondieren sie die untere Atmosphäre besser als der erste Satz (Kanäle 1-7) und sind weniger von Wolken und Wasserdampf beeinflusst. Kanäle 18 ( $3.9 \mu\text{m}$ ) und 19 ( $3.7 \mu\text{m}$ ) wiederum dienen der Oberflächentemperaturmessung unter den gleichen Vor- und Nachteilen wie Kanäle 13-17. Schließlich existiert noch ein Kanal (20) im solaren Bereich zur Wolkenerkennung bei Tag. Tabelle 2 gibt die wichtigsten Charakteristiken der HIRS-Kanäle wieder. Das Radiometer ist bei Lauritson (1979), die Nutzung der spektralen Charakteristiken bei Smith et al. (1979) ausführlich beschrieben.

Tabelle 2: Charakteristiken der HIRS-Kanäle

Kanal	Band		NE $\Delta$ T	Breite	Zweck	Hauptniveau
	cm <sup>-1</sup>	$\mu$ m				
1	668	15.0	2.0	3	Temperatur- profil	30
2	679	14.7	0.5	10		60
3	691	14.5	0.45	12		100
4	704	14.2	0.26	16		350
5	716	14.0	0.15	16		500
6	732	13.7	0.16	16		700
7	748	13.4	0.12	16		900
8	898	11.1	0.05	35		Oberfl.temp./Wolken
9	1028	9.7	0.14	25	Ozongehalt	25
10	1217	8.3	0.15	60	Wasserdampfinform.	900
11	1364	7.3	0.30	40	zur Korrektur	700
12	1484	6.7	0.60	80	der Kanäle 1 - 8	500
13	2190	4.57	0.05	23	Temperatur-	1000
14	2213	4.52	0.04	23	profil	950
15	2240	4.46	0.07	23		700
16	2276	4.40	0.08	23		400
17	2361	4.24	0.05	23		5
18	2512	4.00	0.01	35	Oberflächentemp.	Oberfläche
19	2671	3.70	0.01	100	Korr. solarer Anteil	Oberfläche
20	14367	0.70	0.1%R	1000	Wolkenerkennung	Oberfläche

R = Reflexionsvermögen

NE $\Delta$ T = 'Noise equivalent temperature difference'  
Rausch-Äquivalent-Temperaturdifferenz

## 2.2 Auswahl der Kanäle

Für die hier gegebene Aufgabe, Verbesserung der Auswerteverfahren für Oberflächentemperatur-Bestimmung und Extraktion von atmosphärischen Temperatur- und Wasserdampfstrukturen durch Kombination der Radiometer AVHRR und HIRS, wird die Anzahl der verwendeten HIRS-Kanäle drastisch beschränkt, um die theoretischen Simulationen in vertretbarem Rahmen zu halten. Die Simulationen des HIRS-Paketes als ganzes oder zusammen mit den anderen TOVS-Radiometern als Vertikalsondierungs-System für die Atmosphäre ist schon hinreichend beschrieben worden (Smith et al., 1979; Houghton et al., 1984; Menzel (Herausgeber), 1984 und

1985). Deshalb wird hier nur einer der beiden Temperatursondierungs-Sätze gewählt, nämlich die Kanäle 1-8, die nicht dem Einfluß der solaren Strahlung bei Tage unterliegen. Der Satz von Wasserdampfsondierungs-Kanälen ist durch seine zahlenmäßige Beschränktheit festgelegt; HIRS hat nur drei H<sub>2</sub>O-Kanäle. Diese Kanäle sind außerdem relativ frei von störender Aerosol- und Dunststreuung im Vergleich mit den Kanälen nahe 4.3 µm. Ein weiterer Vorteil ist die geringe Abhängigkeit der die tiefere Atmosphäre sondierenden Kanäle von stark variierender Bodenemission über Land, wie es bei 4.3 µm der Fall ist.

### 2.3 Navigation der Satellitendaten

Zur gemeinsamen Nutzung von AVHRR und HIRS sind die gemessenen Strahldichten miteinander zu kombinieren. Während das AVHRR flächendeckende Informationen liefert, wobei die einzelnen Pixel sich sowohl in Flug- als auch in Scanrichtung überlappen, sind die HIRS-Pixel sauber voneinander getrennt und decken bei Projektion auf die Erdoberfläche nur etwa 22 bis 39% der abgetasteten Fläche ab. Je nach gestelltem Problem ist nun die HIRS-Information auf das AVHRR-Feld zu interpolieren, oder es sind diejenigen AVHRR-Pixel zu extrahieren, die in einem HIRS-Pixel liegen. Im ersten Fall muß ein objektives Analyseverfahren verwendet werden, um die HIRS-Messungen auf das sehr feine AVHRR-Gitter zu bringen. Da die zu kombinierenden Radiometer auf demselben Satelliten fliegen, bietet sich eine gemeinsame Navigation in Blickwinkelkoordinaten der Radiometer an. Eine getrennte Navigation in geographische Koordinaten mit anschließender Verknüpfung birgt zusätzliche Fehlerquellen in umständlichen Orbitberechnungen in sich und wäre ungünstiger. Erst nach Zusammenbringen der Messungen beider Radiometer erfolgt eine Modellierung der Satellitenbahn nach der Brouwerschen Störungstheorie (Smith, 1980) mit Hilfe der im NASA-Prediction-Bulletin (1984) angegebenen Kepler-Bahnparameter und der Abtastparameter der Radiometer (Lauritson, 1979) für eine erste Schätzung der zugehörigen geographischen Koordinaten der Bildelemente. Schließlich werden noch hochauflösende Landkonturen angepaßt um die Navigation auf bis zu einem AVHRR-Pixel genau zu machen (Viehoff, 1985).

Die Verbindung AVHRR/HIRS wurde bereits von Aoki (1980) vorgenommen, um wolkenbeeinflusste HIRS-Strahldichten zu "entwölken"; doch wird die Prozedur nicht näher beschrieben.

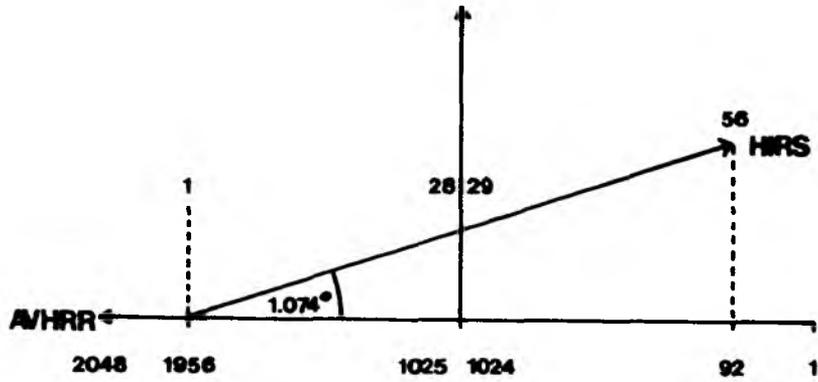


Abbildung 1: Abtastgeometrie von AVHRR und HIRS

angegebene Zahlen = Nummern der Bildelemente

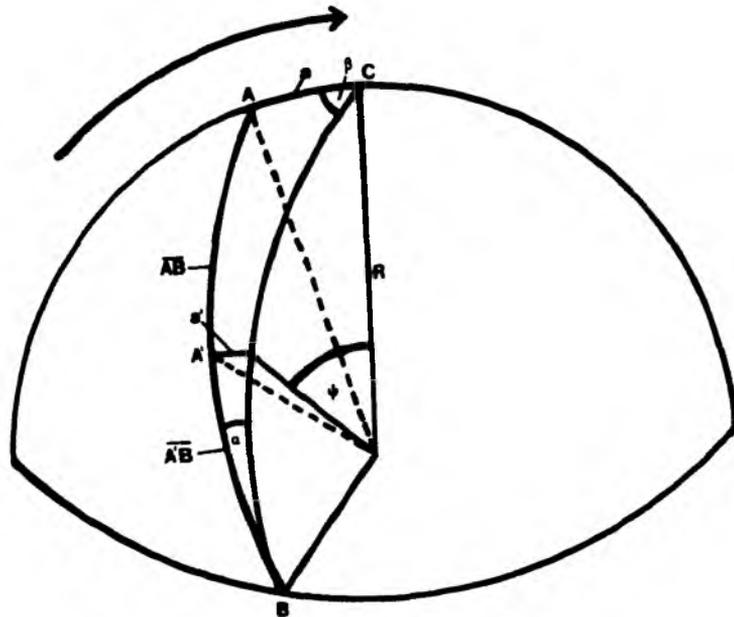


Abbildung 2: Annäherung der AVHRR-Zeilen zum Abtastrand hin

Tabelle 3: Abtastparameter von AVHRR und HIRS

	AVHRR	HIRS
Zeit zwischen zwei Zeilen	1/6 s	6.4 s
Schritt- und Verweilzeit zwischen zwei Pixeln	0.0813 ms	0.1 s
Zeit des ersten Pixels nach Zeilenbeginn	0.	0.5 s
Abtastwinkel	$\pm 55.4^\circ$	$\pm 49.5^\circ$
Pixel pro Zeile	2048	56
Winkel zwischen zwei Pixeln	$0.0541^\circ$	$1.8^\circ$
Öffnungswinkel	$0.0745^\circ$	$1.25^\circ$

Zunächst sind aus den Scan/Zeit-Parametern der Radiometer und der Orbithöhe des Satelliten die Zentren der HIRS-Pixel in AVHRR-Koordinaten festzulegen. Während das AVHRR in Flugrichtung von rechts nach links abtastet, scannt das HIRS von links nach rechts, beide Radiometer senkrecht zur Flugrichtung (Abbildung 1). Aufgrund seiner langsamen Arbeitsweise (6.4 s pro Zeile) und des inzwischen weitergeflogenen Orbiters liegen die HIRS-Zeilen schräg im AVHRR-Bild (Abbildung 1) da das AVHRR vergleichsweise schnell abtastet (1/6 s pro Zeile). Die genauen Parameter sind in Tabelle 3 wiedergegeben. Der Winkel zwischen den HIRS- und AVHRR-Zeilen berechnet sich zu  $1.074^\circ$ , die einzelnen HIRS-Pixel (Zentren) liegen in Flugrichtung 38.4 und quer dazu 33.27 AVHRR-Pixel auseinander. Die Größe der HIRS-Pixel schwankt mit dem Blickwinkel. Um dies zu zeigen, wird zunächst Abbildung 2 betrachtet. Die Erde sei der Kugel angenähert, die Satellitenspur ist dann ein Großkreis und damit auch der Scan des AVHRR. Bei zwei aufeinander folgenden Zeilen mit Abstand  $a$  im Nadir ist mit den in der Abbildung definierten Größen:

$$(1) \quad d' = \arcsin \left( \sin d \sin \left( \frac{\pi}{2} - \gamma \right) \right) \quad \text{und}$$

$$(2) \quad a' = R \arcsin \left( \sin \left( \frac{a}{R} \right) \sin \left( \frac{\pi}{2} - \gamma \right) \right)$$

Grundlage der Berechnung bildet der Sinussatz für Kugeldreiecke. Beispielsweise folgt für  $\Theta = 55^\circ$  ( $\gamma = 13.42^\circ$ ),  $a = 1.089$  km und  $R = 6371$  km ein  $a' = 1.059$  km, die

Zeilen sind um 30 m zusammengedrückt. Dieser Effekt ist klein und kann in der Anwendung vernachlässigt werden; er liefert aber die Tatsache, daß die AVHRR-Zeilen zum Rand hin nicht etwa auseinanderrücken, wie das Anwachsen der Pixelgröße zunächst annehmen läßt.

Abbildung 3 zeigt nun, wie die einzelnen Pixel sich zum Scanrand hin aufweiten. Mit den in der Abbildung definierten Größen ist

$$(3) b = b_0 \frac{R}{H} \frac{\sin \psi}{\sin \theta}$$

ausgehend von parallelen AVHRR-Zeilen. Für ein HIRS-Pixel bedeutet dies, gerechnet in AVHRR-Pixeln mit

$$b_0 = 17.24 \text{ AVHRR-Zeilen/HIRS-Pixel}$$

$$R = 6371 \text{ km}$$

$$H = 853 \text{ km}$$

$$\theta = 45^\circ \Rightarrow \psi = 8.30^\circ$$

ein  $b = 26.29$  AVHRR-Zeilen/HIRS-Pixel.

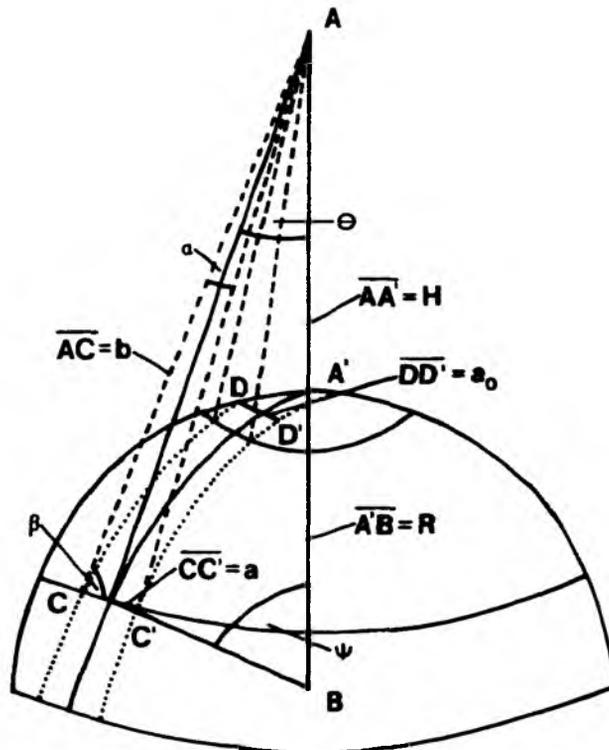


Abbildung 3: Aufweitung der HIRS-Ellipsen zum Abtastrand hin

In diesen Berechnungen ist nicht berücksichtigt, daß sich neben den HIRS-Pixeln auch die AVHRR-Pixel aufweiten. Dadurch nämlich überlagern sich die AVHRR-Pixel vielfach, denn ihr Durchmesser ist am Rand schon auf 5.6 km gewachsen.

Damit ist der HIRS-Pixeldurchmesser in Flugrichtung bestimmt. In Scanrichtung ist die Weite der HIRS-Pixel durch das Verhältnis von AVHRR zu HIRS-Öffnungswinkeln gegeben (16.78 AVHRR-Pixel pro HIRS-Blickfeld). Ein Problem bei der Überlagerung von HIRS und AVHRR ist die Unkenntnis der räumlichen Filterfunktion des HIRS. Genau wie im spektralen Response geht die Durchlässigkeit der Radiometerfilter am Rand des Radiometerblicks nicht von 0 auf 1 (Rochard, 1985). Vielmehr steigt die Durchlässigkeit von der Berandung des Blickfeldes zum Zentrum hin unregelmäßig an. Die Extraktion von AVHRR-Informationen zur Verwendung in HIRS-Pixeln müßte streng genommen mit dieser Durchlässigkeit gewichtet werden. Allerdings sind über die räumlichen Filterfunktionen keine Informationen veröffentlicht, sodaß hier darauf verzichtet wird.

Das HIRS-Feld wird dann als Ellipse angenähert, die durch die beiden Durchmesser bestimmt ist. Schließlich kommen 300 bis 550 AVHRR-Pixel in einer HIRS-Ellipse zu liegen.

Darüber hinaus wirft Aoki (1980) das Problem auf, daß die Rotationsachsen der Radiometerspiegel schlecht zentriert seien und eine nachträgliche Verschiebung der HIRS-Ellipsen nötig ist, um eine optimale Lage der beiden Radiometer übereinander zu finden. Dies wird ebenfalls untersucht mit Hilfe der Strahldichten in den Fensterkanälen AVHRR-4 und HIRS-8, nach der bei Aoki (1980) beschriebenen Prozedur. Allerdings werden dabei gemittelte AVHRR-Strahldichten mit den entsprechenden HIRS-Strahldichten verglichen und nicht die entsprechenden Helligkeitstemperaturen, da das Radiometer über seinen Blickwinkel Strahldichten integriert und nicht Temperaturen, die im 11  $\mu\text{m}$ -Fenster mit etwa ihrer vierten Potenz die Schwarzkörperstrahlung bestimmen.

Das Ergebnis ist eine einwandfreie Übereinstimmung der Radiometergeometrien, untersucht in einer Reihe von überlagerten AVHRR- und HIRS-Szenen. Der von Aoki (1980) beschriebene Effekt wird daher nicht weiter beachtet. Aus den beschriebenen Berechnungen folgt eine Maske, die für jedes HIRS-Pixel die zu berücksichtigenden AVHRR-Pixel bestimmt. Sie ist für einen Teil des Abtastrasters in Abbildung 4 dargestellt.

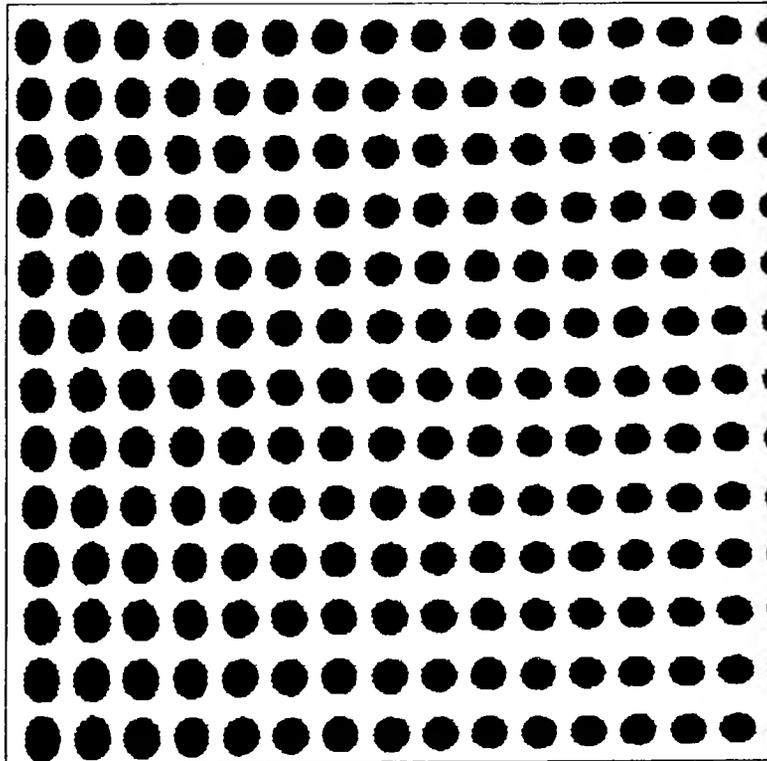


Abbildung 4: HIRS-Pixel in AVHRR-Koordinaten für ein Feld von 512 x 512 AVHRR-Pixeln; Flugrichtung von unten nach oben

### 3. Strahlungsübertragung im Infraroten

Das von der Erde und Atmosphäre durch Emission und Extinktion hervorgerufene Strahlungsfeld in den Radiometerkanälen soll beschrieben werden. Dazu ist die Strahlungsübertragungsgleichung zu lösen.

$$(4) \quad dI_\nu(P, \vec{s}) = (-I_\nu + J_\nu) d\delta_\nu$$

wobei  $I_\nu$  die Energie im Punkt  $P$  in Richtung  $\vec{s}$  angibt, die pro Zeit-, Raumwinkel- und Spektraleinheit durch die Einheitsfläche senkrecht zu  $\vec{s}$  tritt.  $I_\nu$  heißt Strahldichte ( $\text{W/m}^2 \text{ sr cm}^{-1}$ );  $\nu$  ist die Wellenzahl ( $\text{cm}^{-1}$ ), die die spektrale Abhängigkeit kennzeichnet.  $J_\nu$  ist die in  $\vec{s}$  emittierte oder gestreute

Strahldichte.  $\delta_\nu$  ist die optische Dicke des durchstrahlten Mediums. Mit (4) kann die gesamte Strahlungsübertragung in der Atmosphäre beschrieben werden; es müssen dafür Formulierungen für den Quellterm  $J_\nu(P, \vec{s})$  und die optische Dicke  $\delta_\nu(P, \vec{s})$  an jedem Punkt der Atmosphäre und ihren oberen und unteren Begrenzungen gefunden werden.

Die formelle Integration von (4) entlang der optischen Dicke in Blickrichtung des Radiometers beschreibt bereits die Strahldichte am Radiometer ( $\delta_\nu = 0$ )

$$(5) I_\nu(\delta_\nu=0) = I_\nu(\delta_\nu(p_0)) \exp(-\delta_\nu(p_0)) + \int_{\delta_\nu, p_0}^0 J_\nu(\delta_\nu) \exp(-\delta_\nu) d\delta_\nu$$

aus beliebiger Richtung des Erde/Atmosphäre-Systems.  $p_0$  ist der Bodendruck. Der erste Term rechts in (5) ist die die Oberfläche in Richtung Radiometer verlassende Strahlung, die mit

$$(6) \tau_\nu(p_0) = \exp(-\delta_\nu(p_0))$$

durch die Atmosphäre transmittiert wird.  $\tau_\nu$  bezeichnet die spektrale Transmission, sie nimmt stets Werte zwischen 0 (keine Transmission) und 1 (vollständige Transmission) an. Der zweite Term rechts in (5) gibt an, welchen Teil die Atmosphäre in Richtung Außenrand streut und emittiert.

Um (5) weiter behandeln zu können sind die Größen  $J_\nu$  und  $\delta_\nu$ , sie beschreiben die Physik des Problems, darzustellen.

Im betrachteten Spektralbereich  $> 6 \mu\text{m}$  ist die Streuung mit guter Näherung zu vernachlässigen. Testrechnungen mit einem aufwendigen Strahlungstransportmodell (Matrix-Operator-Methode) zeigen, daß auch im infraroten Spektralbereich der Streuanteil an der Extinktion überwiegend in Vorwärtsrichtung gestreut wird. Entsprechende Fehler bei Nichtbeachtung der Aerosolstreuung in einer klaren Atmosphäre mit marinen Aerosolteilchen (Hänel, 1976), optische Dicke der Aerosolschicht 0.2, bleiben unter 0.1 % in der Strahldichte in den Spektralbereichen  $650 \dots 2700 \text{ cm}^{-1}$ .

Mit Vernachlässigung der Streuung bei Beschreibung der Strahlungsübertragung verbleibt die Plancksche Schwarzkörperstrahlung einzige Strahlungsquelle. Sie wird durch die Strahlungsgesetze von Planck und Kirchhoff beschrieben, die bei bekannter Materialeigenschaft  $\delta_\nu$  Absorption und Emission von Körpern wiedergeben. Das Plancksche Gesetz gibt die Strahlungsflußdichte eines Schwarzkörpers als Funktion von Temperatur und Spektraleinheit (hier Wellenzahl) wieder. Da die

Schwarzkörperstrahlung isotrop ist, ist auch die Strahldichte in beliebige Richtung beschrieben:

$$(7) \quad B_\nu(T) = \frac{c_1 \nu^3}{\exp(c_2 \nu/T) - 1} \quad \begin{array}{l} c_1 = 2 h / c^2 \\ c_2 = h / k_0 \end{array}$$

mit T = Temperatur

h = Plancksches Wirkungsquantum

c = Lichtgeschwindigkeit

k<sub>0</sub> = Boltzmannsche Entropiekonstante

Weiterhin besagt das Kirchhoffsche Gesetz bei lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (die von Molekülen absorbierte Energie wird unmittelbar mit anderen Molekülen ausgetauscht), daß ein nichtschwarzer Körper soviel Strahlung emittiert, wie er von einem schwarzen Körper der gleichen Temperatur absorbiert. Mit (7) wird gleichfalls die Helligkeitstemperatur definiert, diejenige Temperatur T, für die bei gegebener Strahldichte I<sub>ν</sub> B<sub>ν</sub>(T) = I<sub>ν</sub> gilt. Die Helligkeitstemperatur ist oft ein anschauliches Maß für die Strahldichte, wenn Signale aus verschiedenen Spektralbereichen miteinander verglichen werden sollen.

Damit ist die Beschreibung der Strahldichte in (5) nur noch von der Kenntnis der atmosphärischen Verteilung von δ<sub>ν</sub> abhängig. Die Annahme des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts in der Troposphäre und in der Stratosphäre bis zu etwa 40 km Höhe ist gut gerechtfertigt (Bolle, 1967). Weitere Betrachtungen dazu für die höhere Atmosphäre werden später diskutiert.

(6) und (7) eingesetzt in (5) unter Berücksichtigung des Kirchhoffschen Gesetzes gibt

$$(8) \quad I_\nu(\tau_\nu=1) = \epsilon_\nu B_\nu(T) \tau_\nu(p_0) + (1 - \epsilon_\nu) \left( \int_1^{\tau_\nu(p_0)} B_\nu(T) d\tau_\nu \right) \tau_\nu(p_0) + \int_{\tau_\nu(p_0)}^1 B_\nu(T) d\tau_\nu$$

mit ε<sub>ν</sub> = spektrale Emission der Oberfläche.

Wird der Druck als Höhenkoordinate benützt, folgt

$$(9) \quad I_\nu(p=0) = \left[ \epsilon_\nu B_\nu(T, p_0) + (1 - \epsilon_\nu) \int_0^R B_\nu(T, p) \frac{\partial \tau_\nu}{\partial p} dp \right] \tau_\nu(p_0) + \int_{p_0}^0 B_\nu(T, p) \frac{\partial \tau_\nu}{\partial p} dp$$

mit  $\frac{\partial \tau_\nu}{\partial p}$  als spektrale Gewichtsfunktion, die angibt, wie sich die Beiträge zum Radiometersignal in der Atmosphäre verteilen. Dieses Maß, gemeinhin als Charakteristikum für einen bestimmten Spektralkanal angesehen, ist aber mit Vorsicht zu

genießen, da gerade die Transmissionsfunktion und deren vertikale Änderung starken Einflüssen der Absorbermasse unterlegen ist, wie Abbildung 5 für einige Wasserdampfbänder bei verschiedenen feuchten Atmosphären zeigt.

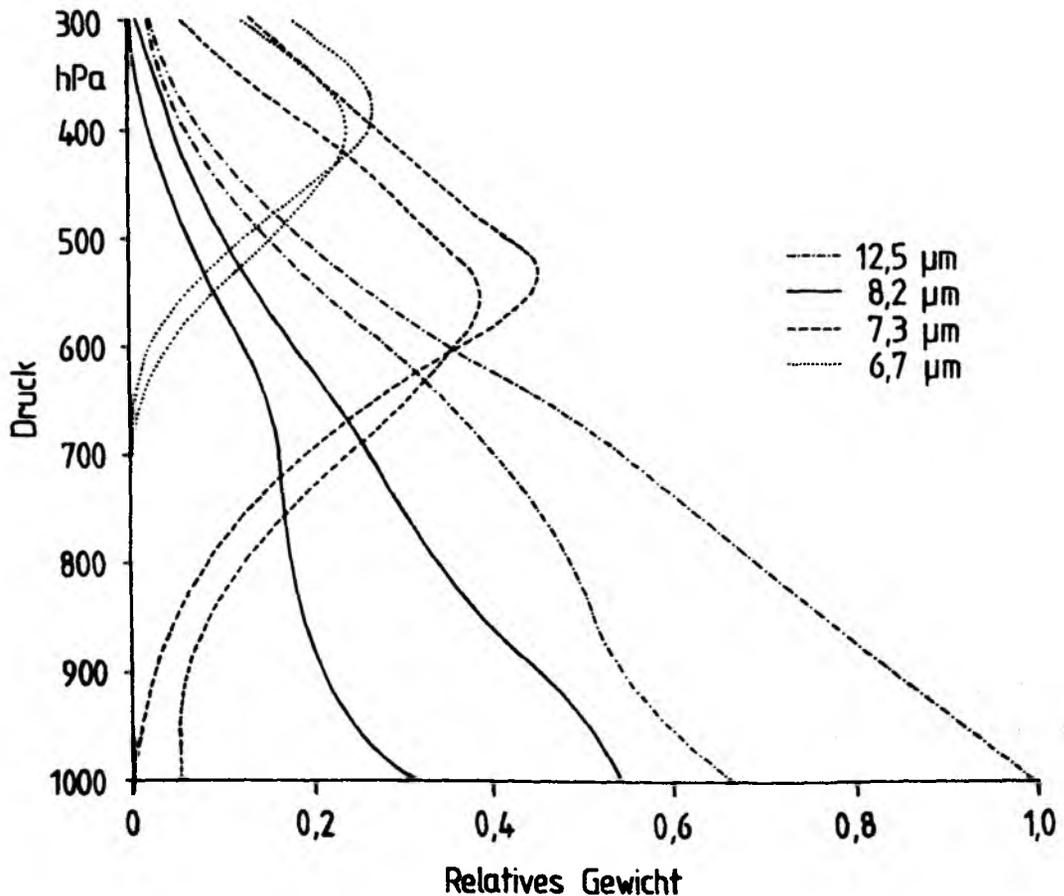


Abbildung 5: Relative Gewichtsfunktionen für vier verschiedene Wasserdampfbänder bei geringer (tiefer liegende Gewichtsfunktion) und hoher Feuchte (nach Smith und Zhou, 1982)

Die einzelnen Terme rechts in (9) beschreiben

- 1) die von der Oberfläche emittierte, durch die Atmosphäre nach außen transmittierte Strahlung,
- 2) die von der Atmosphäre nach unten emittierte, von der Oberfläche reflektierte und durch die Atmosphäre zum Radiometer transmittierte Strahlung
- 3) die von der Atmosphäre nach außen emittierte Strahlung.

Die azimutale Abhängigkeit der Strahlung wird aufgrund der Isotropie der Quellfunktion und der Extinktion in der Atmosphäre vernachlässigt. Die Anisotropie der Reflexion an der Oberfläche ist deshalb vernachlässigbar, da das Reflexionsvermögen nur bis zu 4 % beträgt. Einzig die Zenitwinkelabhängigkeit bleibt in dem eindimensionalen Modell, da die optische Dicke bei konstantem Volumen-Extinktionskoeffizienten proportional mit dem durchstrahlten Weg zunimmt, der monoton, aber nicht linear mit dem Nadirwinkel variiert.

Die Beschreibung der spektralen Transmissionsfunktionen, der Materialeigenschaften der Atmosphäre bezüglich der Strahlungsübertragung, ist der Kern des 5. Abschnitts.

Um die Strahlungsübertragungsgleichung auch auf Radiometerkanäle anwenden zu können, ist (9) noch mit der spektral abhängigen, nicht rechteckigen Filterfunktion des Radiometers zu falten:

$$(10) I_i^R = \int_0^{\infty} I_{\nu}(p=0) \phi_{\nu i} d\nu$$

$$\text{mit } \int_0^{\infty} \phi_{\nu i} d\nu = 1$$

$I_i^R$  ist die im Radiometerkanal  $i$  gemessene Strahldichte.

$\phi_{\nu i}$  ist die spektrale Filterfunktion des Kanals  $i$ .

#### 4. Numerische Modellierung

Gleichung (10) mit (9) als Integranden ist analytisch nicht lösbar, numerische Verfahren, auf Rechenanlagen anzuwenden, sind notwendig. Dazu sind folgende Quadraturen notwendig:

1) Die einzelnen Radiometerkanäle sind in spektrale Intervalle zu unterteilen, sodaß alle spektral abhängigen Größen hinreichend genau repräsentiert werden können. Wesentliche Begrenzungen für die Breite der Intervalle sind die Filterfunktionen der Radiometer (kleinste Halbwertsbreite etwa  $6 \text{ cm}^{-1}$ ) und die selektive Gasabsorption. Eine Integration über einzelne Linien ist aus Rechenzeitgründen und wegen vorhandener Möglichkeit, auch viele Linien gleichzeitig zu handhaben, nicht sinnvoll. Es bleiben die Filterfunktionen als begrenzende

Faktoren. Für die etwas breiteren AVHRR-Kanäle werden  $10 \text{ cm}^{-1}$  Intervalle festgelegt, die schmalere HIRS-Kanäle in  $5 \text{ cm}^{-1}$  Intervalle unterteilt. Dies geschieht auch mit den relativ breiten Kanälen in der  $6.3 \mu\text{m}$   $\text{H}_2\text{O}$ -Bande, da die Strahlungsübertragung dort großen spektralen Änderungen in der selektiven Absorption und in der Temperaturabhängigkeit der Schwarzkörperstrahlung unterworfen ist. Die Einteilung der HIRS-Radiometerkanäle in Unterintervalle ist in Tabelle 4 gezeigt.

2) Die Atmosphäre ist zu modellieren, d. h. in homogene Schichten einzuteilen, um die Integration entlang der Strahlrichtung vornehmen zu können. Kriterium hierfür sind hauptsächlich vertikale Temperatur- und Wasserdampfstrukturen, wobei die Temperaturstrukturen wesentlicher in den infraroten Strahlungstransport eingreifen. Als charakteristische Schichtdicken wurden 50 hPa vom Boden bis hinauf zu 100 hPa gewählt, darüber 20 hPa. Die unterste Schichtgrenze wird generell bei 1000 hPa festgelegt, da leichte Druckänderungen kaum einen Einfluß auf den atmosphärischen Strahlungstransport haben, solange die betrachteten Spektralintervalle breit im Vergleich zu den Linien sind, die typischerweise etwa  $0.05 \text{ cm}^{-1}$  breit sind. Ein weiteres Kriterium für diese starre Druckeinteilung ist, daß keine Möglichkeit besteht, aus Inversion der beschriebenen Strahldichtemessungen Informationen über den Druck zu bekommen. Andererseits lassen sich über die hydrostatische Grundgleichung bei Kenntnis der Höhe nur einer Druckstützstelle die exakten Druckwerte der Schichtgrenzen im nachhinein festlegen. Die Zahl der homogenen Schichten ist 22.

Gleichung (9) wird für jedes Spektralintervall getrennt gelöst und zwar rekursiv, beginnend am Atmosphärenaußenrand nach unten bis zur Oberfläche

$$(11) \quad I_{n-1}^{\downarrow} = I_n^{\downarrow} \tau_n + (1 - \tau_n) B(T_n)$$

mit  $I_n^{\downarrow}$  = abwärts gerichtete Strahldichte im Niveau n

$\tau_n$  = Transmission von Niveau n nach n-1

$(1 - \tau_n)$  = entsprechende Absorption (=Emissionsvermögen)

$B(T_n)$  = Plancksche Schwarzkörperstrahlung bei Temperatur  $T_n$

Die so die Oberfläche erreichende Strahlung  $I_1^{\downarrow}$  wird mit  $(1 - \epsilon)$  reflektiert und verläßt zusammen mit  $\epsilon B(T_0)$  wieder das unterste Niveau

$$(12) \quad I_1^{\uparrow} = B(T_0)\epsilon + I_1^{\downarrow}(1 - \epsilon)$$

Tabelle 4: Optische Parameter für spektrale Unterintervalle innerhalb der HIRS-Kanäle

A	B	C	D	A	B	C	D
652.5	0.065	0.60	37.3	1307.5	0.017	0.64	6.0
657.5	0.064	0.60	36.5	1312.5	0.017	0.64	6.0
662.5	0.062	0.59	35.8	1317.5	0.017	0.64	6.0
667.5	0.061	0.59	35.1	1322.5	0.018	0.64	6.0
672.5	0.060	0.58	34.3	1327.5	0.018	0.64	6.0
677.5	0.058	0.58	33.6	1332.5	0.018	0.65	6.0
682.5	0.057	0.57	32.8	1337.5	0.018	0.65	6.0
687.5	0.055	0.57	32.1	1342.5	0.018	0.65	6.0
692.0	0.053	0.56	31.4	1347.5	0.018	0.65	6.0
697.5	0.052	0.56	30.6	1352.5	0.018	0.65	6.0
702.5	0.051	0.56	29.9	1357.5	0.018	0.66	6.0
707.5	0.049	0.55	29.2	1362.5	0.018	0.66	6.0
712.5	0.048	0.55	28.4	1367.5	0.018	0.66	6.0
717.5	0.046	0.54	27.7	1372.5	0.018	0.66	6.0
722.5	0.045	0.54	27.0	1377.5	0.018	0.66	6.0
727.5	0.043	0.53	26.2	1382.5	0.018	0.66	6.0
732.5	0.042	0.53	25.5	1387.5	0.018	0.67	6.0
737.5	0.041	0.52	24.7	1392.5	0.018	0.67	6.0
742.5	0.039	0.52	24.0	1397.5	0.018	0.67	6.0
747.5	0.038	0.52	23.3	1402.5	0.018	0.67	6.0
752.5	0.037	0.51	22.5	1407.5	0.018	0.67	6.0
757.5	0.035	0.51	21.8	1412.5	0.019	0.67	6.0
762.5	0.034	0.50	21.1	1417.5	0.019	0.68	6.0
767.5	0.032	0.50	20.3	1422.5	0.019	0.68	6.0
772.5	0.030	0.49	19.6	1427.5	0.019	0.68	6.0
777.5	0.029	0.49	18.9	1432.5	0.019	0.68	6.0
862.5	0.011	0.41	11.8	1437.5	0.019	0.68	6.0
867.5	0.010	0.41	11.5	1442.5	0.019	0.69	6.0
872.5	0.010	0.40	11.3	1447.5	0.019	0.69	6.0
877.5	0.009	0.40	11.0	1452.5	0.019	0.69	6.0
882.5	0.009	0.39	10.7	1457.5	0.019	0.69	6.0
887.5	0.009	0.39	10.5	1462.5	0.019	0.69	6.0
892.5	0.008	0.39	10.2	1467.5	0.019	0.70	6.0
897.5	0.008	0.38	9.9	1472.5	0.019	0.70	6.0
902.5	0.008	0.38	9.7	1477.5	0.019	0.70	6.0
907.5	0.008	0.37	9.4	1482.5	0.019	0.70	6.0
912.5	0.008	0.37	9.1	1487.5	0.019	0.70	6.0
917.5	0.008	0.36	8.9	1492.5	0.019	0.70	6.0
922.5	0.008	0.36	8.6	1497.5	0.020	0.70	6.0
927.5	0.008	0.35	8.3	1502.5	0.020	0.71	6.0
932.5	0.008	0.35	8.1	1507.5	0.020	0.71	6.0
1167.5	0.015	0.59	5.7	1512.5	0.020	0.71	6.0
1172.5	0.015	0.59	5.8	1517.5	0.020	0.71	6.0
1177.5	0.015	0.59	5.9	1522.5	0.020	0.71	6.0
1182.5	0.015	0.59	6.0	1527.5	0.020	0.72	6.0
1187.5	0.015	0.59	6.0	1532.5	0.021	0.72	6.0
1192.5	0.015	0.59	6.0	1537.5	0.021	0.72	6.0
1197.5	0.016	0.60	6.0	1542.5	0.021	0.72	6.0
1202.5	0.016	0.60	6.0	1547.5	0.021	0.72	6.0
1207.5	0.016	0.60	6.0	1552.5	0.021	0.73	6.0
1212.5	0.016	0.60	6.0	1557.5	0.022	0.73	6.0
1217.5	0.016	0.60	6.0	1562.5	0.022	0.73	6.0
1222.5	0.016	0.61	6.0	1567.5	0.022	0.73	6.0
1227.5	0.016	0.61	6.0				
1232.5	0.016	0.61	6.0				
1237.5	0.016	0.61	6.0				
1242.5	0.016	0.61	6.0				
1247.5	0.016	0.62	6.0				
1252.5	0.017	0.62	6.0				
1257.5	0.017	0.62	6.0				
1262.5	0.017	0.62	6.0				
1267.5	0.017	0.62	6.0				
1272.5	0.017	0.62	6.0				
1277.5	0.017	0.63	6.0				

A: zentrale Wellenzahl in cm<sup>-1</sup>  
 B: Reflexionsvermögen einer Wasserfläche bei Nadirblick  
 C: Verhältnis der Aerosolteilchen-Absorption zu der bei 0.55 µm  
 D: Absorptionskoeffizient des Wasserdampfkontinuums in cm<sup>2</sup>/g-atm

und es geht rekursiv wieder bis zum Außenrand

$$(13) I_n^\uparrow = I_{n-1}^\uparrow \tau_n + (1 - \tau_n) B(T_n)$$

Der Vereinfachung halber wird in Spektralbereichen, in denen die Atmosphäre optisch sehr dick ist, die Prozedur (11) nicht bis zur Oberfläche verfolgt. Erreicht die Rekursion eine Schicht mit optischer Dicke  $> 15$ , erfolgt sofort eine Umkehr gemäß (13) ohne Berücksichtigung irgendwelcher Reflexstrahlung. Die obere Randbedingung ist  $I_N^\uparrow = 0$ .

Die Berücksichtigung des zweiten Terms rechts in (12) und damit die gesamte Prozedur (11) scheint zunächst aufgrund der hohen Emissionsfähigkeit und damit kleinem Reflexionsvermögen natürlicher Oberflächen im Infraroten nicht einsehbar. Deshalb werden einige Testrechnungen im Bereich der Infrarot-Kanäle des AVHRR durchgeführt, um den Reflexionsanteil der Strahlung am Außenrand abzuschätzen. Dabei zeigt sich, daß die Vernachlässigung der Reflexstrahlung über den Ozeanen bei kleinen Nadirwinkeln in der Größenordnung des Radiometerrauschens liegt, dagegen bei schrägen Blickwinkeln, entsprechend höherer Gegenstrahlung bei ebenfalls erhöhtem Reflexionsvermögen, Werte von 0.5 K erreicht, die nicht mehr zu vernachlässigen sind. Damit müssen die Transportrechnungen vollständig durchgeführt werden. Über die vorgegebene Schichteinteilung hinaus ist eine weitere Unterteilung der Schichten zur exakten Berechnung der von der jeweiligen Schicht emittierten Strahlung notwendig. Dies rührt daher, daß eine Schicht mit optischer Dicke  $\delta$  nicht mit der Planckschen Strahlung entsprechend der Schichtmitteltemperatur  $T_m$  mit  $(1 - \exp(-\delta))B(T_m)$  ausstrahlt, wenn in der Schicht ein Temperaturgradient vorhanden ist. Dann nämlich wird die von der Schicht emittierte Strahlung zur Schichtgrenze hin teilweise absorbiert und durch Strahlung ersetzt, die der entsprechenden Schichtgrenztemperatur näher ist. Je dicker (optisch) die Schicht ist, umso mehr wird die sie verlassende Strahlung sich der Schwarzkörperstrahlung entsprechend der Schichtgrenztemperatur nähern und nichts mehr mit der Schichtmitteltemperatur zu tun haben. Ein Beispiel verdeutlicht dies. Eine Schicht habe die optische Dicke 1 bei homogen verteilter Absorbermasse und die Grenztemperaturen 280 K und 290 K. Die betrachtete Wellenzahl sei  $1000 \text{ cm}^{-1}$ . Dann würde die Schicht bei zugrunde gelegter Schichtmitteltemperatur von 285 K an den Grenzen jeweils mit einer

Helligkeitstemperatur von 261.4 K strahlen. In Wirklichkeit tritt an den Grenzen Strahlung entsprechend den Helligkeitstemperaturen 260.7 K und 262.1 K aus. Noch krasser wird der Effekt bei Erhöhung der optischen Dicke. Ist  $\delta = 10$ , so würde eine Schicht mit homogener Temperaturverteilung (285 K) an beiden Seiten mit 285.0 K strahlen. An der inhomogenen Schicht entspricht die austretende Strahlung Helligkeitstemperaturen von 289.0 K und 281.0 K.

Um diesen Absorptions- und Emissionseffekten innerhalb einer Schicht bei der Simulation gerecht zu werden, ist also eine Feinteilung der Schichten vorzunehmen. Empfindlichkeitsstudien zeigen, daß für Schichten mit optischer Dicke kleiner als 0.1 (kritische optische Dicke) die Fehler in den Helligkeitstemperaturen an den Grenzen klein genug bleiben (0.01 K), um vernünftige Strahlungsübertragung rechnen zu können. Dabei wurde ein Gradient von 50 K zwischen den Schichtgrenzen zugrunde gelegt, der sicher alle künftig vorkommenden Fälle abdeckt. Ebenfalls wurde untersucht, ob die kritische optische Dicke bei anderen Spektralbereichen als  $1000 \text{ cm}^{-1}$  verändert werden muß. Dies ist nicht der Fall.

In der Anwendung werden die Schichten nach Berechnung ihrer optischen Dicke so oft halbiert, bis die kritische optische Dicke von den geteilten Schichten unterschritten wird. Die Temperaturgradienten in der jeweiligen Schicht bestimmen sich aus den Grenztemperaturen und werden konstant innerhalb einer Schicht angenommen. Die beschriebene Prozedur erhöht im Einzelfall, je nach optischer Dicke, die Gesamtzahl der Schichten auf einige Hundert.

Für die Berechnung der optischen Weglänge einer durchstrahlten Schicht bei schrägem Blickwinkel ist die Berücksichtigung der Erdkrümmung bei gleichzeitiger Beachtung der Flughöhe des Satelliten notwendig. Die bloße Wegverlängerung gemäß des Secans des Blickwinkels, wie bei Betrachtung planparalleler Schichtenmodelle üblich, ist ab Winkeln von  $30^\circ$  nicht mehr befriedigend und würde bei einem Blickwinkel von  $55^\circ$  die relative Luftmasse ( $=2.48$ ) um 30 % unterschätzen.

Die Berechnung der relativen Luftmasse  $r$  im Modell erfolgt mit den in Abbildung 6 bezeichneten Größen:

$$(14) \quad \psi_1 = \arcsin \left[ \left( \frac{R+H}{R+h} \right) \sin \theta \right] - \theta$$

$$(15) \quad \psi_2 = \arcsin \left[ \left( \frac{R+H}{R} \right) \sin \theta \right] - \theta$$

$$(15) \quad \hat{S} = R(\psi_2 - \psi_1) \quad , \text{ Annahme: } s = \hat{S}$$

$$(16) \quad r = x/h = \sqrt{h^2 + s^2} / h$$



Der Erdradius  $R$  wird durchweg mit 6371 km angenommen (Radius der volumengleichen Kugel), die Höhe  $H$  des Satelliten NOAA-7 mit 853 km (mittlere Bahnhöhe des Jahres 1984, NASA Prediction Bulletin, 1984).

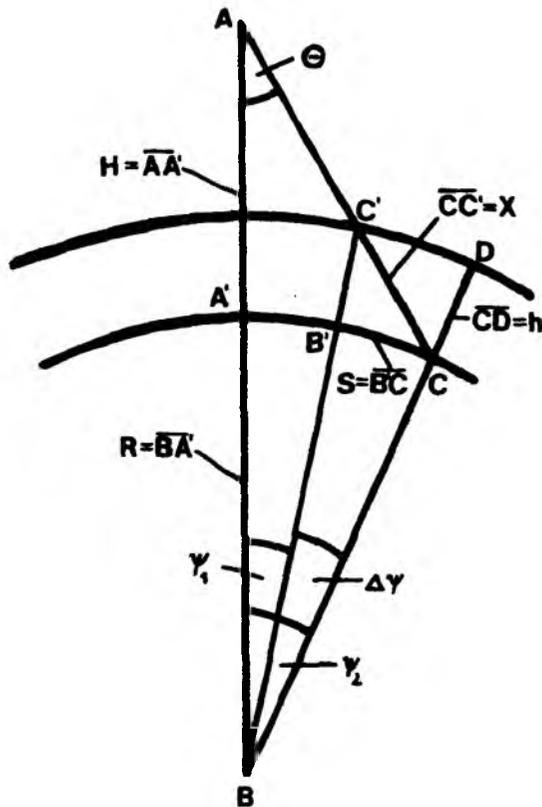


Abbildung 6: Wegverlängerung bei schräg durchstrahlter Schicht

## 5. Atmosphärische Transmissionsfunktionen

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt, sind die Absorptionseigenschaften der im betrachteten Spektralbereich optisch aktiven Stoffe der Atmosphäre zu beschreiben. Wolken bilden, falls sie vorhanden sind, im infraroten Strahlungstransport das Haupthindernis (Graßl, 1976). Außer bei sehr dünnen Cirren, die im solaren Spektralbereich nicht mehr sichtbar in Erscheinung treten, im infraroten aber noch optische Dicken über 0.1 haben, ist bei Bewölkung keine Infrarotfernerkundung der Oberflächen oder atmosphärischer Temperatur- und Wasserdampfstrukturen unterhalb der Wolken mehr möglich. Die

Oberflächentemperatur-Fernerkundung bei Vorhandensein von dünnen Cirren wurde von Manschke (1985) untersucht; generell ist sie noch möglich, aber die Fehler in den abgeleiteten Temperaturen sind größer, als bei solchen aus klaren Atmosphären. Darüber hinaus besteht nur noch bei sehr schwach mit Wolken besetzten Pixeln die Möglichkeit der Nutzung. Die Bemühungen gehen allgemein dahin, denjenigen Teil dieser Messungen zu extrahieren, der vom unbewölkten Teil zum Radiometer gelangt (Smith und Woolf, 1976; McMillin und Dean, 1982; Aoki, 1980; 1982).

Bei den folgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß die betrachtete Atmosphäre klar, d. h. unbewölkt ist.

### 5.1 Selektive Gasabsorption

Sieht man von der Kontinuumsabsorption des Wasserdampfes ab, so findet die Absorption durch Gase in den Linien der Rotations-Schwingungsbanden statt, die über den gesamten Infrarotbereich bis hin zu etwa 20  $\mu\text{m}$  verteilt sind. Zu noch größeren Wellenlängen hin sind reine Rotationsbanden des Wasserdampfes maßgeblich für die Absorption atmosphärischer Strahlung. Im Bereich der AVHRR- und HIRS-Kanäle bestimmen im Wesentlichen die Gase Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Lachgas, Methan und Kohlenmonoxid die atmosphärische Absorption und werden hier ausschließlich behandelt. Daneben existieren noch eine Reihe von Spurengasen, die strahlungsaktiv sind (Abbildung 7). Dies sind in der Hauptsache Stoffe anthropogenen Ursprungs, deren Konzentration zur Zeit ständig wächst und die das zur Zeit noch transparente Infrarotfenster bei 11  $\mu\text{m}$  langsam schließen (Zander, 1984), was direkte Konsequenzen für die Kanäle AVHRR 4 und 5 sowie HIRS 8 zur Folge hat. Diese Absorber halten sich hauptsächlich in der hohen Atmosphäre auf, wo das lokale thermodynamische Gleichgewicht nicht mehr erfüllt ist (Photonen wechselwirken mit Molekülen, diese aber nicht untereinander). Die entsprechenden physikalischen Prozesse der Strahlungsübertragung sind noch nicht hinreichend geklärt, um sie hier modellieren zu können; sie werden deshalb theoretisch nicht weiter behandelt, sondern später in der Anwendung empirisch brücksichtigt.

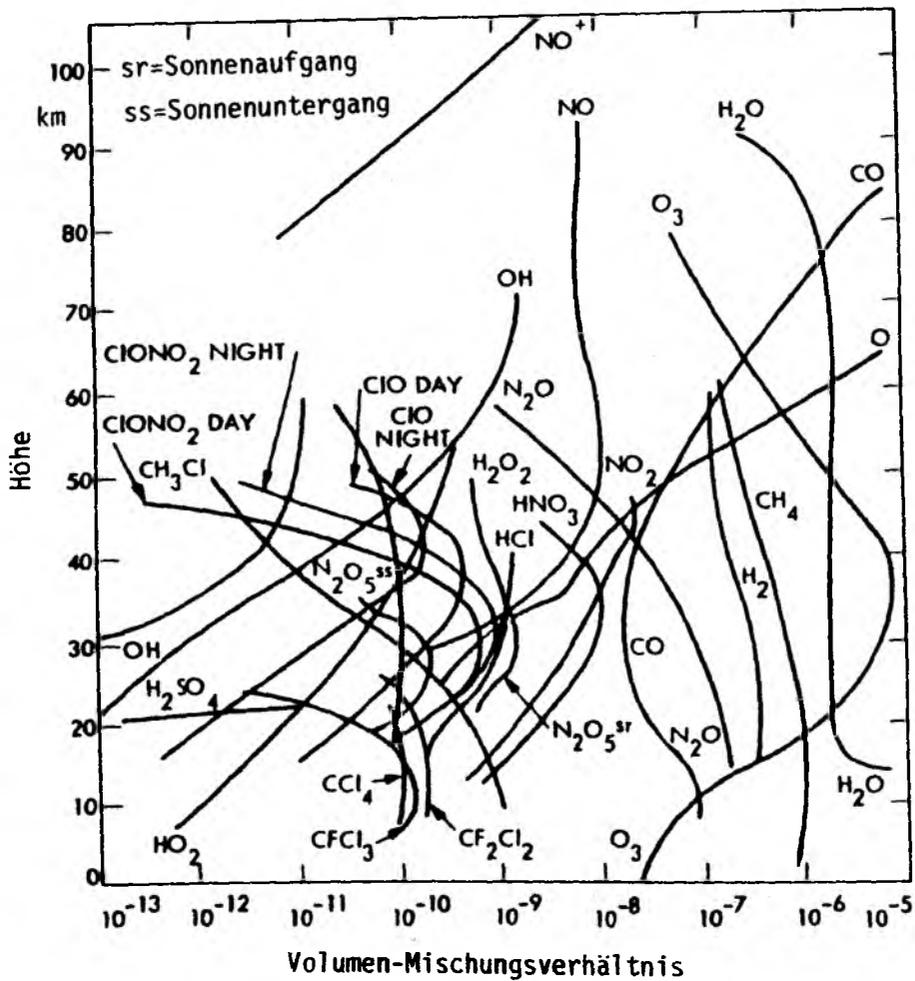


Abbildung 7: Verteilung von strahlungsaktiven Spurengasen in der oberen Atmosphäre (nach Jet Propulsion Laboratory, 1978)

### 5.1.1 Linie für Linie Rechnung

Für die in Abschnitt 4 festgelegten Spektralintervalle sind atmosphärische Transmissionsfunktionen zu bestimmen. Das kann mit Hilfe von katalogisierten Absorptionslinien-Parametern geschehen, indem zunächst Absorptionskoeffizienten für die sich überlappenden Absorptionslinien monochromatisch berechnet und dann die entsprechenden Transmissionen über das betrachtete Intervall gemittelt werden. Monochromatisch ist das Lambertsche Gesetz anzuwenden, d. h. an einer spektralen Stelle addieren sich die Absorptionskoeffizienten aller sich überlappenden Linien bzw. deren Flügel. Dies muß in spektralen Schritten getan werden, die klein sind im Vergleich zur Breite einer Linie, um möglichst jede Linie gut abzutasten und nicht nur zufällig zu berühren.

Die Beiträge einzelner Linien zu den Absorptionskoeffizienten sind aus Absorptionslinien-Parametern zu bestimmen, wobei die Linienform festgelegt werden muß und zwar in Abhängigkeit vom thermodynamischen Zustand der absorbierenden Moleküle und vorgegebenen Linienstärken, -breiten und -zentren sowie der Entfernung vom energetischen Grundzustand der Schwingung bzw. Rotation. Grundsätzlich sind zwei physikalische Prozesse maßgeblich für die Linienformen in der Atmosphäre. Die Dopplerverbreiterung, hervorgerufen durch die Translationsbewegung der Moleküle, ist nur von der Temperatur und der Lage der Linie im Spektrum bestimmt. Dagegen ist die Stoßdämpfungsverbreiterung durch schwache Wechselwirkungen der Moleküle untereinander weitgehend von Umgebungsdruck und Temperatur abhängig (Lorentzprofil). Beide Verbreiterungseffekte nehmen mit der Höhe in der Atmosphäre ab, die Wechselwirkungsverbreiterung schneller als die Dopplerverbreiterung. Die Effekte überlagern sich, die resultierende Linienform ist das sogenannte Voigtprofil. Andere Verbreiterungen, wie zum Beispiel durch den Zeemaneffekt hervorgerufen, spielen in der Atmosphäre keine oder nur eine sehr untergeordnete Rolle. In der unteren Atmosphäre erreicht die Dopplerverbreiterung nur etwa 1/10 bis 1/100 der Lorentzlinienbreite, dieser Verbreiterungseffekt kann also vernachlässigt werden, solange keine Strahlungsübertragungsrechnungen in einzelnen Linien angestellt werden, sondern breitere Spektralintervalle interessant sind. Erst ab Höhen von etwa 40 km dominiert das Dopplerprofil (Plass und Fivel, 1953; Möller, 1957; Rodgers und Walshaw, 1966). In den betrachteten Radiometerkanälen leistet die Atmosphäre in diesen Höhen kaum noch einen Beitrag zum gemessenen Signal, so daß hier nur das Lorentzprofil zur

Linienbeschreibung verwendet wird.

Der Absorptionskoeffizient in der Nähe eines Linienzentrums ist bei Wellenzahlen  $> 100$  gegeben durch

$$(17) k_{\nu} = \frac{S_T}{\pi} \frac{d_{p,T}}{(\nu - \nu_0)^2 + d_{p,T}^2}$$

Tragen mehrere Linien zur Absorption bei, gilt

$$(18) k_{\nu} = \sum_{i=1}^N k_{\nu i} \quad \text{für } i=1, \dots, N \text{ Linien}$$

Dabei ist  $\nu_0$  der Ort des Linienzentrums,  $S_T$  die Linienstärke und  $d_{p,T}$  die Halbwertsbreite (halbe Breite bei halbem Absorptionskoeffizienten).

Die Linienstärke, definiert als

$$(19) S_T = \int_{-\infty}^{\infty} k_{\nu} d\nu$$

ist abhängig von der Temperatur, der Differenz zwischen angeregtem Energieniveau und dem Nullniveau und der Form des absorbierenden Moleküls (Bolle, 1967):

$$(20) S_T = S_{T_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^r \exp\left(-\frac{E_0}{k_0} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \frac{1 - \exp(-hc\nu_0/k_0 T)}{1 - \exp(-hc\nu_0/k_0 T_0)}$$

mit  $S_{T_0}$  = Linienstärke bei Labortemperatur ( $T_0=296$  K)

$E_0$  = Nullpunktsenergie

$r$  = Molekülkonstante, die von der Anzahl der Freiheitsgrade für Rotation abhängt:

$r = 1$  für lineare Moleküle wie CO und N<sub>2</sub>O

$r = 1.5$  für mehratomige nichtlineare Moleküle

wie H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub> und CH<sub>4</sub>

Die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite wird beschrieben durch

$$(21) d_{p,T} = d_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^q$$

$d_0$  = Halbwertsbreite bei  $p_0 = 1013.25$  hPa,  $T_0 = 296$  K

$p$  = Druck

Der Exponent  $q$  ist nach der kinetischen Gastheorie gleich 0.5 (Paltridge und Platt, 1976); dieser Wert wird für alle Gase außer CO<sub>2</sub> verwendet. Für Kohlen-

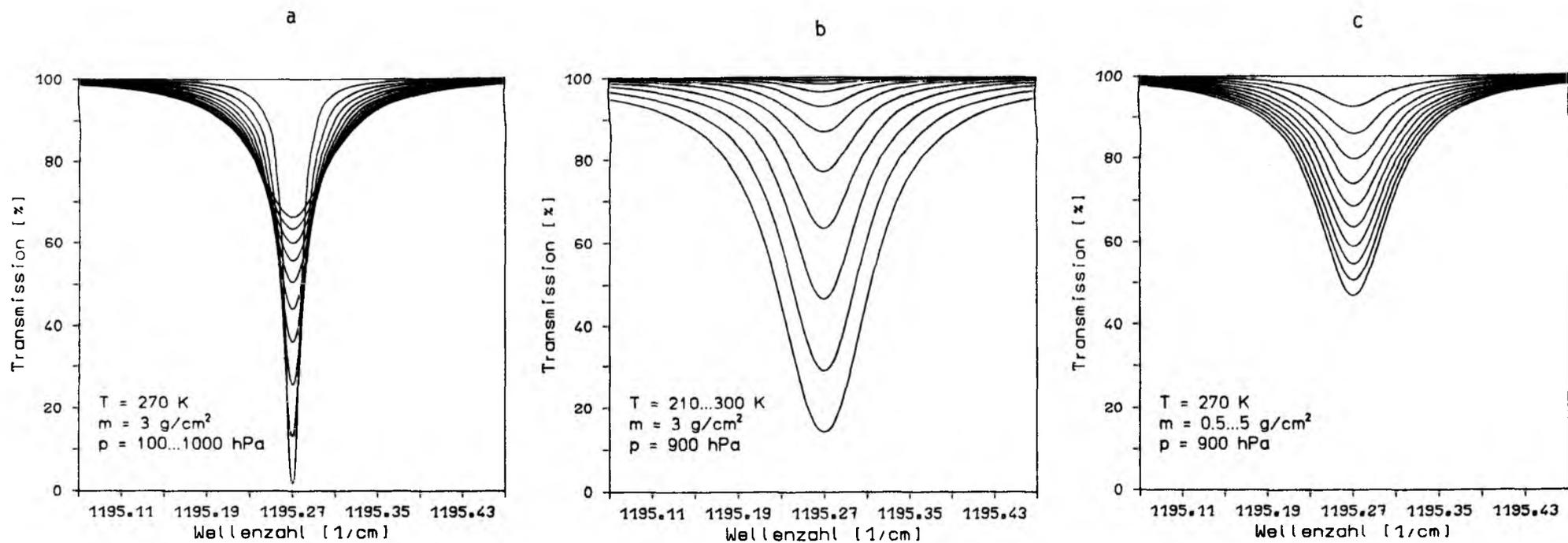


Abbildung 8: Druck- (a), Temperatur- (b) und Absorbermassenabhängigkeit (c) der Transmission einer isolierten Wasserdampflinie

dioxid wird eine höhere Temperaturabhängigkeit ( $q=0.75$ ) empfohlen, um eine bessere Anpassung der theoretisch berechneten Transmissionen an empirische Daten zu erreichen (Susskind und Searl, 1978; Döhler und Spänkuch, 1984). Darüber hinaus wird eine weitere Verbesserung der Transmissionsfunktionen im Bereich der  $15 \mu\text{m}$   $\text{CO}_2$ -Bande erreicht, wenn im Intervall 655 bis  $705 \text{ cm}^{-1}$  die Halbwertsbreiten der  $\text{CO}_2$ -Linien um 10 % erhöht werden (Döhler und Spänkuch, 1984).

Abbildung 8 zeigt für eine einzelne Wasserdampflinie die Druck- (a), Temperatur- (b) und Absorbermassenabhängigkeit (c) der Transmission. Während die Temperaturzunahme die Linie im Ganzen verstärkt und die Absorption im Zentrum wie in den Flügeln anhebt, verursacht eine Druckänderung nur eine Umverteilung der Absorption in der Linie, da  $S$  als Integral über den Absorptionskoeffizienten längs des Spektrums nicht vom Druck beeinflusst wird. Eine Zunahme des Drucks schwächt daher die Absorption im Linienzentrum und verstärkt sie in den Flügeln.

Während der Integration können nicht alle vorkommenden Absorptionslinien überall berücksichtigt werden; die Flügel der Linien sind in endlicher spektraler Entfernung vom Zentrum abzuschneiden, da der verbleibende Beitrag immer kleiner wird. In der Literatur schwanken die verwendeten Einflußbereiche der Linien für das hier behandelte Problem von  $10 \text{ cm}^{-1}$  bis hin zu  $250 \text{ cm}^{-1}$  (Susskind und Searl, 1977; Weinreb et al., 1981; Chedin, 1984; Döhler und Spänkuch, 1984). Dabei ist zu beachten, daß mit Berücksichtigung weit entfernter  $\text{H}_2\text{O}$  Linien versucht wird, das Absorptionskontinuum zu erklären, indem man alle sich überlappenden Linienflügel entfernter Linien zu einem Kontinuum aufsummiert. Dieses Verfahren ist umstritten, da noch nicht sicher ist, ob das Kontinuum durch den beschriebenen Effekt zustande kommt - er würde außerdem Super-Lorentzlinien mit stärkerer Absorption in den Flügeln fordern - oder ob die Absorption durch Wasserdampf-Polymere dafür verantwortlich ist.

Hier werden empirische Daten für das Kontinuum verwendet und die Ursache nicht weiter untersucht. Daher genügt es auch, die Linienflügel nur bis  $20 \text{ cm}^{-1}$  Abstand vom jeweiligen Zentrum zu berücksichtigen und zwar nach der oben vorgestellten Theorie zusammen mit den entsprechenden Verbesserungen für die  $\text{CO}_2$  Linien. Linienverschiebungen und asymmetrische Profile, wie sie von Lindholm (1946) und Holstein (1950) beschrieben worden sind, finden keine Beachtung, da sie klein im Vergleich zur Linienbreite (Davies und Oli, 1978) und erst recht zum Mittelungsintervall sind. Die Integrationsschrittweite wird mit  $0.02 \text{ cm}^{-1}$

gewählt, was in Vorstudien für ausreichend befunden wurde. Neben der theoretischen Beschreibung der Linienformen müssen nun die oben beschriebenen Eingangsparameter festgelegt werden. Hier kommt im Grunde nur eine Zusammenstellung spektroskopischer Daten in Frage, nämlich die sogenannten AFGL - Daten (Air Force Geophysics Laboratory, Cambridge) von Rothmann et al. (1983), die für die oben genannten Gase sämtliche (bisher bekannten) Absorptionslinien katalogisiert haben. Die Daten werden ständig neu aufbereitet und veröffentlicht; die hier benutzte Version stammt aus dem Jahr 1982. Durch den halbempirischen Charakter der Absorptionslinientheorie (Bolle, 1967) und die dadurch notwendige Anpassung an experimentelle Werte sind die gesammelten Absorptionslinien - Parameter nicht fehlerfrei. So bergen die Linienintensitäten in den stärksten Banden noch 5 bis 10 % Fehler in sich, schwächere Linien können noch mit 30 % Fehler behaftet sein (Döhler und Spänkuch, 1984). Leider ist nichts über die Art der Fehler, ob zufällig oder systematisch, ausgesagt. Mit der Annahme, daß es sich um zufällige Fehler handelt, kann bei der Vielzahl der zu betrachtenden Linien innerhalb eines Spektralintervalls (bis zu 12000 Linien auf  $5 \text{ cm}^{-1}$ ) der sich in die Transmissionen fortpflanzende Fehler vernachlässigt werden, da sich die Fehler wohl gegenseitig wegmitteln. Genauere Aussagen hierüber sind nicht möglich, doch zeigt sich an der zeitlichen Entwicklung der Linienkataloge zwischen 1978 und 1982, daß die Spektroskopie derartige Fortschritte macht, daß sich die Anzahl der beschriebenen Linien in Teilen der  $15 \mu\text{m}$   $\text{CO}_2$ -Bande vervierfacht hat. Das ist zum Teil auf genauere Vermessungen des Spektrums mit Hilfe von Lasern (Planet und Tetterer, 1979; Tetterer und Planet, 1980) zurückzuführen, zum anderen auf verbesserte Theorien, die nicht nur die Hauptisotope sondern auch seltenere der vorkommenden Gase benutzen, um das Absorptionsspektrum zu erklären. Dennoch ist zu erwarten, daß das Transmissionsspektrum mit Fehlern behaftet ist, so daß für bekannte Atmosphären die simulierten Strahldichten am Atmosphären-Außenrand nicht unbedingt mit gemessenen übereinstimmen. Dies ist allgemein festgestellt (Chedin et al., 1984; Smith et al., 1984; Döhler und Spänkuch, 1984) und wird derart behandelt, daß für die Anwendung die Transmissionen mit empirischen Koeffizienten korrigiert werden. In diesen Koeffizienten werden dann auch die unbekanntenen Absorptionseffekte in der hohen Atmosphäre durch Spurengase, die nicht behandelt werden, bei gleichzeitiger Verletzung des thermodynamischen Gleichgewichts aufgefangen.

Hieraus ist zunächst nicht mehr einsehbar, warum der große Aufwand der Linie für Linie Rechnung betrieben wird. Im vorliegenden Problem kommt es jedoch darauf an,

möglichst gut die Änderungen der Transmissionen aufgrund von atmosphärischen Temperatur- und Wasserdampfvariationen zu beschreiben, um die daraus folgenden Strahldichteänderungen zu simulieren. Dies ist nur mit genauen Rechnungen möglich, nicht aber mit einfachen Bandenmodellen, welche die physikalischen Gesetze zu stark approximieren. Fleming et al. (1986) zeigen, daß dies für relative Strahldichten erfüllt wird, auch wenn die berechneten absoluten Transmissionsfunktionen mit bis zu 5 bis 10% systematischem Fehler behaftet sind.

### 5.1.2 Mittelung über spektrale Intervalle

Ist die Absorption in Linien beschrieben, muß eine Formulierung der entsprechenden Transmission für mittlere Intervalle erfolgen. Nach festgelegten monochromatischen Transmissionen in genügend kleinen spektralen Schritten ist durch einfache Mittelung über das betrachtete Intervall die mittlere Transmission zu berechnen. Bei Anwendung der Transmission im Strahlungsübertragungsmodell wird gefordert, daß das Lambertsche Gesetz erfüllt ist, daß nämlich einzelne Transmissionen sich multiplizieren zur Gesamttransmission. Dies ist für die mittlere spektrale Transmission bei selektiver Gasabsorption nicht mehr erfüllt, wie ein krasses, aber anschauliches Beispiel zeigt: Betrachtet man ein Intervall, das je zur Hälfte voll und gar nicht absorbiert, so ist die resultierende mittlere Transmission 0.5. Wird jetzt die Absorbermasse verdoppelt, so fordert das Lambertsche Gesetz, daß die Gesamttransmission von 0.5 auf 0.25 sinkt; in Wirklichkeit ändert sich aber nichts, da in der einen Hälfte sowieso schon alles absorbiert war, in der anderen aber nicht absorbiert wird. Die Gesamttransmission bleibt bei 0.5. In spektralen Intervallen können also beliebige Abweichungen von den Gesetzmäßigkeiten für monochromatische Strahlung vorkommen. Damit die Transmission dennoch über Intervalle behandelt werden kann, ohne die gesamte Strahlungsübertragung Linie für Linie zu rechnen, werden die Transmissionsfunktionen nach der Absorbermasse in Exponentialreihen entwickelt. Das heißt, zunächst müssen mittlere spektrale Transmissionen durch Linie für Linie Rechnung für  $n$  Absorbermassen berechnet werden. Mit Hilfe der Simplex-methode werden dann die Transmissionen an eine Exponentialreihe angepaßt, die je nach gewünschter Genauigkeit bei vier bis acht Summanden abzubrechen ist. Minimiert wird

$$(22) \sum_{j=1}^n \left( \tau_j - \sum_{i=1}^L a_i \exp(-k_i m_j) \right)^2$$

bei vorgegebenen Gewichten  $a_i > 0$ ,  $\sum_{i=1}^L a_i = 1$  derart, daß die  $k_i$  bestimmt werden.

$\tau_j$  sind die vorgegebenen Transmissionen für entsprechende Absorbermassen  $m_j$  in einem spektralen Intervall.

Für die AVHRR-Kanäle mit relativ geringer selektiver Gasabsorption wurde  $l=6$  für ausreichend befunden mit  $a_i=1/6$  für alle  $i$ . Dabei wurde gefordert, daß der mittlere quadratische Fehler in der angepaßten Transmission kleiner als 0.2 % bleibt. In den HIRS-Kanälen genügen sechs Reihenglieder nicht, um der geforderten Fehlergrenze zu genügen. Hier waren acht Reihenglieder nötig, dazu mit ungleich verteilten Gewichten. Die Gewichtsverteilung auf die Absorptionskoeffizienten ist in Testrechnungen so festgelegt worden, daß die Fehler minimal werden. Dabei wurde Wert darauf gelegt, nur einen Satz von Gewichten für alle Spektralintervalle und alle Absorber festzusetzen. Die Gewichte  $a_i$  sind von kleinen zu großen Absorptionskoeffizienten hin 0.6, 0.16, 0.12, 0.05, 0.03, 0.02, 0.012, 0.008, womit auch der Realität genüge getan wird, daß viele schwache und wenige starke Absorptionslinien existieren. Ähnliche Verteilungen der Gewichte sind von Lacis und Hansen (1974) vertreten worden.

Tabelle 5: Mischungsverhältnisse der permanenten Gase

Gas	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub> O	CO	CH <sub>4</sub>
Mischungsverhältnis ppm	340	0.33	0.075	1.54
aktuelle Werte (1986)	345	0.33	0.075	1.65

Die generalisierten Absorptionskoeffizienten  $k_i$  in (22) werden nicht für alle Gase berechnet, sondern die quasi permanenten Gase der Atmosphäre werden zu einem Absorber zusammengefaßt, in dem sie konstante Mischungsverhältnisse annehmen - das Ozon ist noch höhenabhängig enthalten. Lediglich H<sub>2</sub>O als stark variierendes Gas wird einzeln behandelt. Die betrachteten Gaskonzentrationen sind in Tabelle 5 aufgelistet. Die Entwicklungen (22) müssen aufgrund der Druck- und Temperaturabhängigkeit der Transmission für verschiedene atmosphärische

Verhältnisse betrachtet werden. Für zwölf verschiedene Situationen, welche die vertikale Variation in der Atmosphäre repräsentieren, sind die Entwicklungen gerechnet. Tabelle 6 gibt sie zusammen mit den entsprechenden Entwicklungszentren der Absorbermasse wieder. Außer den sechs bisher genannten Gasen wird weiter in verschiedene Isotope der Hauptgase H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> und O<sub>3</sub> unterschieden (Goody, 1964; Zuev, 1976). Die berücksichtigten Isotopenverhältnisse sind in Tabelle 7 angegeben. Die Spektren der Nebenisotope von N<sub>2</sub>O (dies besitzt in der Atmosphäre zwölf stabile Isotope), CO und CH<sub>4</sub> sind noch nicht so weit erforscht, daß hier eine Aufteilung sinnvoll möglich ist (Zuev, 1976). Stattdessen werden nur die Hauptisotope berücksichtigt; ihr Anteil wird auf 100 % gesetzt.

Tabelle 6: Entwicklungszentren sowie Druck und Temperatur der verschiedenen Gastransmissionsfunktionen

Nr	Druck hPa	Temperatur K	Luft* g/cm <sup>2</sup>	H <sub>2</sub> O* g/cm <sup>2</sup>	O <sub>3</sub> * g/cm <sup>2</sup>
1	20.3	230	30	5*10 <sup>-4</sup>	8.3*10 <sup>-6</sup>
2	50.7	220	80	5*10 <sup>-4</sup>	4.5*10 <sup>-6</sup>
3	101.3	210	170	6*10 <sup>-4</sup>	1.3*10 <sup>-6</sup>
4	152.0	210	120	5*10 <sup>-4</sup>	7.5*10 <sup>-7</sup>
5	202.7	220	96	1.8*10 <sup>-3</sup>	3.7*10 <sup>-7</sup>
6	253.3	230	114	0.015	2.6*10 <sup>-7</sup>
7	304.0	240	90	0.02	2.0*10 <sup>-7</sup>
8	405.3	250	55	0.035	1.4*10 <sup>-7</sup>
9	506.6	260	70	0.1	9.6*10 <sup>-8</sup>
10	608.0	270	80	0.2	8.1*10 <sup>-8</sup>
11	709.3	280	88	0.35	7.2*10 <sup>-8</sup>
12	1013.3	290	120	1.4	5.0*10 <sup>-8</sup>

\* Mittlerer Gehalt der bei der Entwicklung der Transmissionsfunktionen verwendeten Schichten. Die Luftmasse pro Flächeneinheit steht für den Anteil wohlurchmischter Gase.

Tabelle 7: Anteile der Isotope der absorbierenden Gase

H <sub>2</sub> O		CO <sub>2</sub>		
H <sup>1</sup> O <sup>16</sup> H <sup>1</sup>	99.73%	C <sup>12</sup> O <sup>16</sup> <sub>2</sub>		98.42%
H <sup>1</sup> O <sup>18</sup> H <sup>1</sup>	0.20%	C <sup>13</sup> O <sup>16</sup> <sub>2</sub>		1.11%
H <sup>1</sup> O <sup>17</sup> H <sup>1</sup>	0.04%	C <sup>12</sup> O <sup>16</sup> O <sup>18</sup>		0.41%
HDO	0.03%	C <sup>12</sup> O <sup>16</sup> O <sup>17</sup>		0.06%
O <sub>3</sub>		N <sub>2</sub> O:	N <sup>14</sup> <sub>2</sub> O <sup>16</sup>	100%
O <sup>16</sup> <sub>3</sub>	99.40%	CO:	C <sup>12</sup> O <sup>16</sup>	100%
O <sup>16</sup> O <sup>18</sup> O <sup>16</sup>	0.21%			
O <sup>16</sup> O <sup>16</sup> O <sup>18</sup>	0.41%	CH <sub>4</sub> :	C <sup>12</sup> H <sup>1</sup> <sub>4</sub>	100%

In der Anwendung wird die Strahlungsübertragung in jedem Spektralintervall für jedes Exponentialreihenglied gesondert gerechnet und anschließend die Strahldichten unter Beachtung der Gewichte aufsummiert. Für die übrigen, nichtselektiven Absorber werden dabei mittlere spektrale Koeffizienten verwendet; sie können monochromatisch betrachtet werden.

## 5.2 Absorptionskontinuum des Wasserdampfes

Im Infrarotfenster bei 11  $\mu\text{m}$  ist die kontinuierliche Absorption des Wasserdampfes der Hauptabsorber in klaren Atmosphären. Obwohl ihre Ursache noch unklar ist, existieren doch hinreichende, auf experimentellen Daten basierende Angaben über ihren Absorptionskoeffizienten, dessen spektrale Variation sowie Abhängigkeit vom Wasserdampfdruck und der Temperatur (Bignell, 1970; Graßl, 1976; Roberts et al., 1976; Coffey, 1977; Barton, 1981). In der Fensterregion 8 - 13  $\mu\text{m}$  werden hier die

Absorptionskoeffizienten nach Graßl (1976) verwendet, außerhalb dieses Bereiches Werte von Bignell (1970) interpoliert. Im Bereich der  $6.3 \mu\text{m}$   $\text{H}_2\text{O}$ -Bande wird aufgrund fehlender Kenntnis die Kontinuumsabsorption konstant angesetzt. Für die Referenztemperatur 296 K sind die Absorptionskoeffizienten in Tabelle 4 aufgelistet. Die benutzte negative Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten ( $\sim 2\%$  pro K) ist Graßl (1976) entnommen

$$(23) \quad k \sim \exp(1745/T)$$

### 5.3 Absorption durch Aerosolteilchen

Die Absorption durch Aerosolteilchen in der planetarischen Grenzschicht spielt in den meisten HIRS-Kanälen eine untergeordnete Rolle, da dort die höhere Atmosphäre sondiert wird. In den Fensterkanälen des AVHRR und des HIRS dagegen ist die Absorption nicht mehr zu ignorieren. Entgegen der Behauptung von Stowe (1974) und Stowe und Flemming (1980), die den Aerosoleinfluß für klein und vernachlässigbar halten, zeigen Testrechnungen, daß in den Fensterkanälen Variationen über 1 K bei der Simulation der Helligkeitstemperaturen am Satelliten auftreten, verursacht durch ein maritimes Aerosol in der unteren Troposphäre. Je nach Temperaturschichtung der bodennahen Atmosphäre wird die von der Oberfläche stammende Strahlung, aus der zum Beispiel die Oberflächentemperatur bestimmt werden soll, maskiert. Die Aerosolteilchenabsorption wird also im weiteren berücksichtigt. Da meistens keine Informationen über das vorhandene Aerosol vorliegen und auch aus den betrachteten Strahldichtemessungen keine Informationen zu erwarten sind, wird in die Atmosphärenmodelle ein konstantes Aerosolmodell eingebaut, das mittlere Verhältnisse repräsentiert. Darüber hinausgehende Variationen können nicht berücksichtigt werden, solange nichts besseres bekannt ist. In das verwendete Aerosolmodell geht die spektrale Verteilung der Absorptionskoeffizienten für ein maritimes Aerosol bei 70 % relativer Feuchte ein. Die optische Dicke der Aerosolteilchenschicht wird auf 0.2 (bei  $0.55 \mu\text{m}$ ) festgesetzt; die vertikale Verteilung fällt nach oben hin exponentiell ab (beginnend an der Oberfläche) mit einer Skalenhöhe von 1250 m. Quellungen der Aerosolteilchen bei Variationen der relativen Feuchte wurden untersucht und brachten hinsichtlich des spektralen Absorptionsverhaltens keine nennenswerten

Änderungen bei Änderung der relativen Feuchte zwischen 50 und 90 %. Allerdings ist eine starke absolute Zunahme der Absorption mit zunehmender relativer Feuchte zu verzeichnen (Verdoppelung der Absorption bei Anwuchs von 60 auf 90 % relativer Feuchte). Diesem Verhalten gerecht zu werden ist nur möglich bei gleichzeitiger Kenntnis der Wasserdampfstrukturen in der unteren Atmosphäre. Simulationen der AVHRR-Kanäle 4 und 5 zeigen jedoch, daß die Strahldichte bei Erhöhung des Wasserdampfgehalts im Wesentlichen auf eben den Wasserdampf reagiert und kaum auf das Aufquellen des Aerosols. Da im weiteren nichts über den Grundzustand der optischen Dicke bekannt ist, wird sie generell bei 0.2 festgehalten, ungeachtet der Quellungen. Das beschriebene Aerosolmodell wird ebenfalls über Land benutzt. Die benutzten Werte sind in Tabelle 4 angegeben.

## 6. Emissionsvermögen natürlicher Oberflächen

Als untere Randbedingung ist neben der Oberflächentemperatur das Emissionsvermögen der Oberfläche zu spezifizieren. Im infraroten Spektralbereich sind natürliche Oberflächen nicht transparent. Der Teil, der nicht reflektiert wird, ist bereits nach wenigen Mikrometern absorbiert. Also addieren sich Reflexion und Emission stets zu eins.

### 6.1 Meeresoberflächen

Die Reflexionseigenschaften glatter Wasseroberflächen sind hinreichend genau untersucht, daß man bei Angabe des betrachteten Spektrums und des Blickwinkels mit Hilfe der Fresnel - Formeln Reflexion und Emission berechnen kann. Mit wachsendem Nadirwinkel des Radiometerblickes steigt auch die Reflexion an. Kennzeichnend im spektralen Verlauf ist das Minimum der Reflexion bei  $910 \text{ cm}^{-1}$  (nur etwa 0.007). Nach beiden Seiten steigt die Reflexion an, bis zu 0.06 bei  $650 \text{ cm}^{-1}$  und 0.02 bei  $1600 \text{ cm}^{-1}$ . Sie ist in diesen Randbereichen aber unwesentlich, da aufgrund der starken Absorption in der Atmosphäre keine Strahlung von der Oberfläche zum Außenrand dringt.

Die Reflexionen werden aus komplexen Brechungsindizes, basierend auf Messungen von Downing und Williams (1975), für die benutzten Blickwinkel berechnet. Variationen zwischen Salz- und Süßwasserflächen sind vernachlässigbar.

Änderungen gegenüber den Berechnungen für die glatte Oberfläche treten bei rauher

Oberfläche auf, die im Mittel gegen die glatte geneigt ist. Dieser Effekt ist jedoch für Dünungswellen und für Windseen bei Geschwindigkeiten unter 25 m/s und Blickwinkeln unter 40° vernachlässigbar (Llewellyn-Jones et al., 1984). Erst bei höheren Nadirwinkeln übersteigt ab 15 m/s Windgeschwindigkeit der Fehler das Radiometerrauschen der AVHRR-Kanäle. Geht man davon aus, daß bei höheren Windgeschwindigkeiten sowieso mit gleichzeitiger Bewölkung zu rechnen ist, die eine Infrarotfernerkundung der Oberfläche zunichte macht, können die Rauigkeitseffekte der Oberfläche vernachlässigt werden. Die Reflexionsvermögen für Nadirrichtung sind in Tabelle 4 in spektraler Abhängigkeit aufgelistet.

## 6.2 Landoberflächen

Die Landoberflächen sind weitaus schwieriger zu handhaben als Wasseroberflächen, da hier neben unterschiedlichen Emissionsvermögen der verschiedenen Oberflächen auch die Anordnung des Bewuchses oder die Ausrichtung des Untergrundes relevant ist. Bewachsene Oberflächen haben im Infrarotfenster Emissionsvermögen von größer als 0.95 (Kriebel und Koepke, 1985), das aber bei sehr zerklüfteter Anordnung des Bewuchses anwächst, da sich viele Hohlkörper bilden, die mehr Strahlung emittieren als zum Beispiel einzelne Blätter. Zu größeren Nadirwinkeln hin nimmt das Emissionsvermögen ab, doch gilt hier auch das eben gesagte, die Annäherung an Schwarzkörper durch Hohlraumbildungen. Demgegenüber ist das Reflexionsvermögen bebauter Oberflächen oder felsiger Gegenden und über Wüsten zum Teil sehr viel größer; es kann Werte von 0.2 erreichen (Kriebel und Koepke, 1985). Hier wird aufgrund fehlender Kenntnis der geographischen Verteilungen und zeitlichen Änderungen der verschiedenen Reflexionen ein konstanter Wert von 0.04 benutzt, ohne Variationen durch den Blickwinkel zu beachten.

## 7. Modellatmosphären und -oberflächentemperaturen

Ein Satz von Modellatmosphären zusammen mit zugehörigen Oberflächentemperaturen ist bereitzustellen, um mögliche vorkommende Situationen, die den Strahlungstransport im Erde/Atmosphäre - System beeinflussen, hinreichend studieren zu können. Die Auswahl der Atmosphären soll möglichst global sein, also die meisten Situationen erfassen.

Die gewählte Stichprobe enthält 53 tropische Atmosphären aus Radiosondenaufstiegen während der Internationalen Indischen Ozean Expedition 1964/65 sowie 129 Aufstiege in den mittleren Breiten (Radiosondenstationen Schleswig, Hannover, Essen, Stuttgart und München des Deutschen Wetterdienstes) aus verschiedenen Jahreszeiten der Jahre 1982/83. Arktische und subtropische Atmosphären sind nicht extra bereitgestellt worden, da sie hinreichend oft in die mittleren Breiten advehiert werden.

Sämtliche Aufstiege enthalten Profile der Temperatur und des Wasserdampfgehaltes in Abhängigkeit vom Druck. Sie werden zur Weiterverarbeitung auf das 22 Schichten-Modell interpoliert. Es wurde absichtlich auf die Verwendung sogenannter Standardatmosphären verzichtet, da diese zwar mittlere Verhältnisse wiedergeben, aber nicht die atmosphärische Variabilität repräsentieren. Die Mitteltemperaturen und Wasserdampfgehalte sowie deren Standardabweichungen sind in Tabelle 8 aufgelistet.

Die Oberflächentemperaturen liegen für die entsprechenden Situationen nicht vor. Deshalb wurden sie an die Bodenlufttemperatur angehängt und zwar mit zufälligen normalverteilten Differenzen. Eine Standardabweichung von 2.5 K scheint ausreichend, um reale Verhältnisse wiederzugeben.

Tabelle 8: Mitteltemperaturen und deren Standardabweichungen an den Schichtgrenzen

p hPa	T °C	ST °C	p hPa	T °C	ST °C
1000	12.14	10.55	400	-28.51	9.43
950	10.09	8.86	350	-33.80	9.50
900	8.64	9.07	300	-42.97	8.36
850	7.19	8.95	250	-50.52	6.59
800	4.48	8.77	200	-55.89	4.40
750	2.14	8.59	150	-59.23	6.68
700	-1.41	8.90	100	-63.03	11.23
650	-2.84	8.27	80	-62.83	10.61
600	-6.90	7.99	60	-60.36	7.10
550	-10.14	8.97	40	-58.24	6.14
500	-17.31	9.49	20	-54.98	7.86
450	-19.26	10.95			

## 8. Rückgewinnung von Oberflächen- und Atmosphärenparametern aus Strahldichtemessungen

Waren die Strahldichten am Atmosphärenaußenrand noch relativ einfach mit Hilfe der atmosphärischen Temperatur- und Transmissionsstrukturen zu beschreiben, so wird jetzt eine Lösung des umgekehrten Problems gesucht, aus den integrierten Strahldichten wieder auf die atmosphärischen Profile von Temperatur und Absorber (in diesem Fall der Wasserdampf) zurückzuschließen. Das sogenannte Inversproblem lautet: Man finde zu einem gegebenen Strahldichtesatz am Atmosphärenaußenrand die zugehörigen Temperatur- und Wasserdampfstrukturen der Atmosphäre, wobei hier auch noch die Oberflächentemperatur gesucht wird.

Diese Aufgabe klingt zunächst einfach, und bei näherem Hinsehen wird man auch für jeden gegebenen Strahldichtesatz leicht ein zugehöriges Temperaturprofil finden, das ihn rechtfertigt. Aufgrund der Beschränkung der gemessenen Strahldichten auf eine endliche Anzahl in nur endlich vielen Spektralbereichen gibt es bei beliebiger Variationsmöglichkeit des Temperaturprofils unendlich viele Lösungsmöglichkeiten für das Problem.

Die Aufgabe ist also schlecht gestellt, da aufgrund der mathematischen Uneindeutigkeit die Lösung unterbestimmt ist. Realistischer ist die Forderung, unter den unendlich vielen Lösungsmöglichkeiten diejenige zu finden, die das spezielle Problem am wahrscheinlichsten löst (Houghton et al., 1984). Das bedeutet, daß neben dem Strahldichtesatz, der bestmöglich ausgebeutet werden soll, Zusatzinformationen das Problem einkreisen müssen. Diese Zusatzinformationen bilden nach ihrer Formulierung für das gegebene Problem sogenannte Zwangsbedingungen, welche die Lösungsmannigfaltigkeit drastisch einschränkt und bei optimaler Verknüpfung mit den Strahldichtemessungen die realistischsten Atmosphärenparameter bestimmt. Die Aufgabe geht über in ein Schätzproblem, in dem nach passenden Kriterien gesucht wird, die unter allen möglichen Lösungen des Inversproblems die beste Lösung finden, die mit den Beobachtungen konsistent sind (Rodgers, 1976).

Neben der Unbestimmtheit ist dann noch das Instrumentenrauschen zu beachten, das wiederum zu größerer Mehrdeutigkeit führt.

Die Auswertemethoden, die bisher für dieses Problem entwickelt worden sind, können grob in zwei Gruppen eingeteilt werden:

Die statistischen Methoden stellen allgemeine lineare Beziehungen zwischen Meßvektor  $\vec{y}$  (Strahldichtesatz am Satelliten) und Atmosphärenprofil  $\vec{x}$  (Temperatur oder Wasserdampfgehalt) her. Ein lineares Gleichungssystem

$$(24) \quad \vec{y} = \underline{A} \vec{x}$$

wird dann durch Inversion der Matrix  $\underline{A}$ :

$$(25) \quad \vec{x} = \underline{A}^{-1} \vec{y}$$

gelöst. Hierin präsentiert  $\underline{A}$  den statistischen Zusammenhang zwischen  $\vec{x}$  und  $\vec{y}$ , enthält also auch Fehler, die darauf beruhen, daß  $\vec{y}$  nicht nur von  $\vec{x}$  bestimmt ist, sondern einer Reihe anderer Atmosphäreneinflüsse unterliegt.  $\vec{y}$  enthält neben den interessierenden Strahldichten auch deren Meßfehler.

Der aus (25) bestimmte Lösungsvektor gewährleistet also wegen der rein statistischen Beziehung nicht, daß in umgekehrter Richtung über die Strahlungstransport-Theorie der Meßvektor  $\vec{y}$  im Rahmen der Meßfehler wieder zustande kommt. Genau dies fordern aber die sogenannten physikalischen Modelle, die stets darauf achten, daß ein abgeleitetes atmosphärisches Temperatur- oder Wasserdampfprofil die gemessenen Strahldichten im Rahmen des Radiometerrauschens rechtfertigen.

In beiden Verfahren sind wegen der erwähnten Mehrdeutigkeit der Lösung Zwangsbedingungen zu formulieren. Im einfachsten Fall ist dies schon implizit durch Diskretisierung der betrachteten Größen getan, wie zum Beispiel in Gleichungen (24) und (25). Generell sind Zwangsbedingungen, die meistens à priori Informationen sind, als virtuelle Messungen zu betrachten. Entsprechend ihrer Fehlerkovarianzen können sie mit den zu analysierenden Messungen (hier: Strahldichten am Satelliten) über das sogenannte "Maximum Likelihood"-Verfahren kombiniert werden, so daß sämtliche vorhandenen Informationen optimal in die abzuleitenden Größen einfließen. Die verschiedenen Methoden sind in Rodgers (1976) und Houghton et al. (1984) zusammengefaßt und diskutiert.

Die Charakteristiken der einzelnen Auswerteverfahren kristallisierten sich während der TOVS-Konferenzen 1984 und 1985 heraus (Menzel (Hrsg.), 1984; 1985). Sie sind allerdings schwer zu beurteilen, da oft nicht explizit gesagt wird, welche Vorinformationen in die Auswertungen einfließen.

Abschätzungen über Vor- und Nachteile der verschiedenen Verfahren hat Prata

(1984) angestellt. Er kommt zu dem Schluß, daß die Regressionsmethoden allein schon gut arbeiten, aber in der oberen Atmosphäre aufgrund hoher Rauschanteile größere Fehler produzieren. Mit Hilfe der Iterationsmethoden lassen sich Verbesserungen nahe der Oberfläche und in der unteren Troposphäre anbringen. Größte Schwierigkeiten gibt es in der Tropopausenregion und in der unteren Stratosphäre. Darüber hinaus stufen Lynch et al. (1985) die genauere Ableitung von Meeresoberflächentemperaturen unter extremen atmosphärischen Feuchteverhältnissen als vorrangig ein, um zu besseren Ergebnissen in der Bestimmung von Satelliten-Temperaturprofilen in physikalischen Modellen zu kommen.

Mehr und mehr werden kombinierte Modelle in die Anwendung gebracht, um physikalische Exaktheit in das Problem zu bringen und dabei Profile zu extrahieren, die am wahrscheinlichsten sind (Chedin et al., 1984; Smith et al., 1984).

Hier soll nun ein solches physikalisch-statistisches Modell erarbeitet werden, das gleichzeitig die Aufnahme beliebiger Zusatzinformationen erlaubt und auch die Verknüpfung der Radiometer HIRS und AVHRR möglich macht. Dabei wird Wert darauf gelegt, daß im statistischen Teil des Modells nicht wahllos irgendwelche Größen zur Bestimmung eines Parameters einfließen, die eigentlich keine physikalische Beziehung zu ihm haben. Das heißt, daß jede durch Regression aufzustellende Bestimmungsgleichung physikalisch begründet sein soll. Dies ist wiederum eine Zwangsbedingung, die gewährleistet, daß nicht jede mögliche Lösung des Inversionsproblems akzeptiert wird.

Darüber hinaus soll hier auf Vorkenntnisse über den aktuellen thermodynamischen Zustand der Atmosphäre oder der Oberfläche (z.B. aus Wettervorhersagemodellen oder synoptischen Analysen) verzichtet werden, um die aus den Satellitendaten zu extrahierenden Informationen nicht zu verwischen.

## 8.1 Statistik und Regressionsanalyse

Die statistischen Beziehungen zwischen Satellitemessungen und Atmosphärenparametern werden durch Simulation des Strahlungstransports in den Radiometerkanälen für den in Abschnitt 7 beschriebenen Datensatz gewonnen. Außerdem werden nach der Modellierung der Radiometersignale diese noch verrauscht, um auch den Meßfehler zu simulieren. Dies geschieht durch normalverteilte Zufallszahlen mit

Mittelwert 0 und Standardabweichung gleich der dem Rauschen äquivalenten Temperaturdifferenz aus Abschnitt 2, die zu den exakten Werten addiert werden. Im nächsten Schritt wird dann nach Aufstellung eines geeigneten physikalischen Modells mit Hilfe von multivariaten Analysen versucht, aus den simulierten Messungen auf die Originaldaten zurückzuschließen.

Die Regressionsanalyse wird derart gestaltet, daß die zu erstellende lineare Vorhersagegleichung optimal im Rahmen der vorgegebenen Physik wird. Insbesondere ist dabei auf numerische Instabilitäten zu achten (kleine Änderungen in den Meßgrößen produzieren große in den abzuleitenden Größen), die entstehen, wenn Kollinearität zwischen den Prädiktoren in der Regressionsgleichung herrscht. Hierzu werden die zunächst physikalisch begründeten Prädiktoren schrittweise in die Gleichung aufgenommen oder ausgeschlossen. Eine Variable wird nur dann aufgenommen, wenn ihre Toleranz = (1 - quadratische multiple Korrelation mit den übrigen Prädiktoren) größer als 1% ist und auch die kleinste Toleranz aller übrigen Variablen mindestens 1% ist (Kendall, 1980). Weitere Kriterien, die hier relevant sind und beachtet werden, hat Manschke (1985) ausführlich beschrieben.

Alle Signifikanztests erfolgen auf dem 99%-Niveau.

## 9. Meeresoberflächentemperatur

Die Oberflächentemperatur der Ozeane ist die am verbreitetsten fernerkundete Größe im Infrarotbereich. Hier ist das AVHRR mit seinen Fensterkanälen das dominierende Gerät, da seine spektralen Charakteristiken schon fast optimal zur Oberflächentemperatur-Bestimmung sind. McMillin (1975) und McMillin und Crosby (1984) zeigen, wie in zwei benachbarten Fensterkanälen der Atmosphäreneinfluß durch Wasserdampfabsorption weitgehend eliminiert werden kann. Die daraus resultierende sogenannte "split-window"-Methode gibt aus den AVHRR-Kanälen 4 und 5 direkt die Oberflächentemperatur

$$(26) \quad T_{ob} = a_0 + a_1 T_4^A + a_2 (T_4^A - T_5^A)$$

Seit Anding und Kauth (1970), die erstmals mit diesem Ansatz arbeiteten, wurde vielfach gezeigt, daß (26) Atmosphärenkorrekturen liefert und die Oberflächentemperatur mit einer Genauigkeit von 0.5 - 1 K aus Satellitemessungen bestimmbar ist (Prabhakara et al., 1974; Deschamps und Phulpin, 1979; Llewellyn-Jones et al., 1984; McClain et al., 1985).

Versuche, die Oberflächentemperatur auf eine ähnliche Weise aus dem HIRS abzuleiten, gelingen nur mit einer Genauigkeit von etwa 1 K (Susskind et al., 1984), da die HIRS-Kanäle für diesen Zweck nicht so gut festgelegt sind.

Die aus jedem der beiden Radiometer abgeleiteten Oberflächentemperaturen werden schlechter in Gebieten mit hohem Atmosphäreneinfluß, etwa in den Tropen, wo durch verstärkte Wasserdampfabsorption nur noch weniger als 50% der Oberflächenstrahlung durch die Atmosphäre transmittiert wird.

Dagegenüber stehen Forderungen der Klimaforschung, in denen eine globale Ableitung der Meeresoberflächentemperaturen aus Satellitendaten mit Fehlern kleiner als 0.3 K gewünscht werden (WCRP/TOGA, 1984). Dies ist mit den vorhandenen Radiometern nicht zu erreichen, solange sie einzeln ausgewertet werden und nicht alle verfügbaren Informationen zusammenfließen. Zwar läßt sich der Einfluß des Radiometerrauschens durch horizontale Mittelung über viele Einzelmessungen eliminieren, dagegen aber bleibt der Atmosphäreneinfluß erhalten, da er systematisch die Strahlung von der Oberfläche maskiert, diese Systematik im Einzelfall aber nicht bekannt ist. Eine Abhilfe würden Zusatzinformationen über den jeweiligen Atmosphärenzustand verschaffen. Dies soll durch die Kombination von AVHRR und HIRS in Angriff genommen werden.

### 9.1 "split-window"-Methode

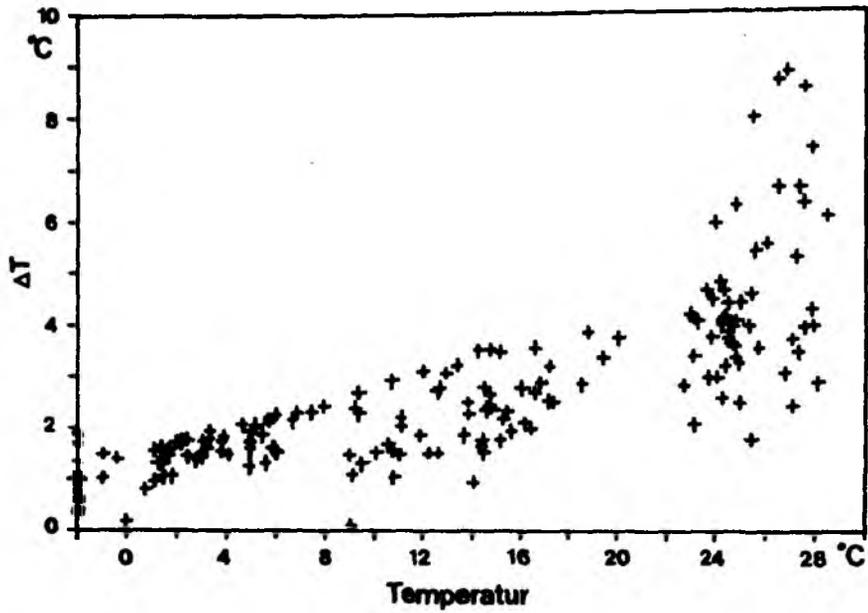
Ziel dieses Abschnitts ist es, den Atmosphäreneinfluß in den "split-window"-Kanälen näher kennenzulernen, um ausfindig zu machen, wo Ansatzpunkte für eine mögliche Verbesserung existieren. Obwohl die Gleichung (26) schon oft untersucht wurde und die Koeffizienten für die unterschiedlichen atmosphärischen Situationen abgeleitet wurden, soll sie hier nochmal darauf hin studiert werden, den Atmosphäreneinfluß detaillierter bestimmen zu können und ihn gegebenenfalls besser als bisher zu korrigieren. Dazu werden für die in Abschnitt

7 genannten Situationen für sechs verschiedene Blickwinkel ( $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  und  $50^\circ$ ) die Helligkeitstemperaturen in den "split-window"-Kanälen simuliert. Einen Eindruck davon vermittelt Abbildung 9, in der die Differenzen zwischen Oberflächentemperaturen und Helligkeitstemperaturen über der Oberflächentemperatur aufgetragen, für 182 Fälle bei Nadirblick (oben) und bei  $50^\circ$  Blickwinkel (unten).

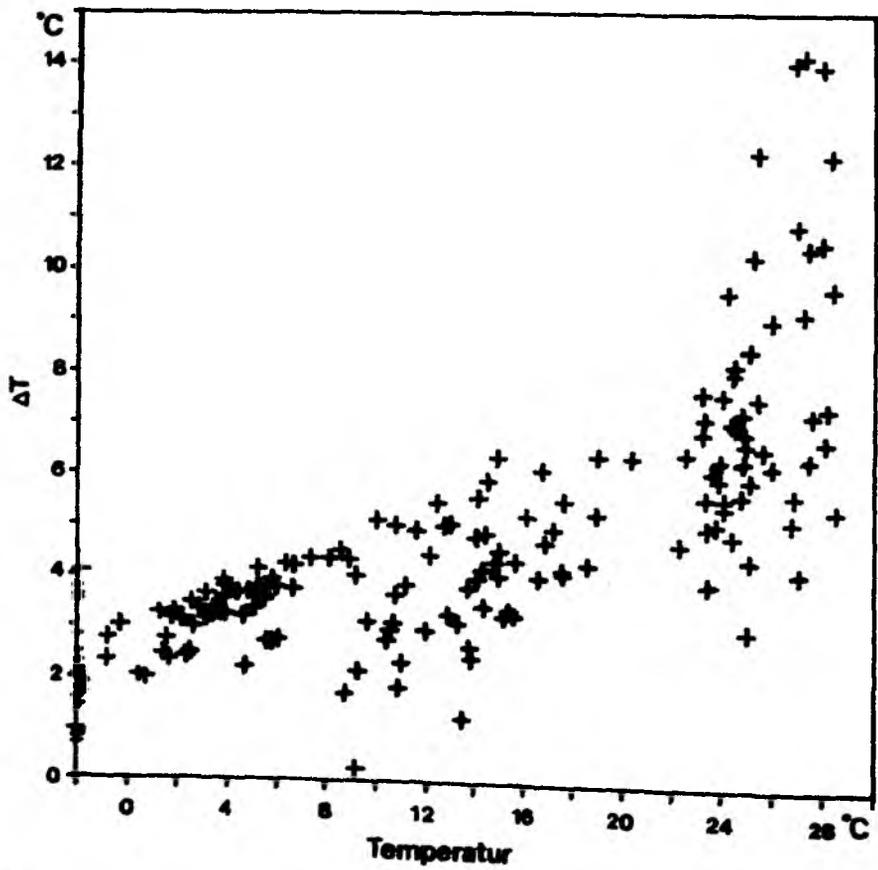
Schwankt die durch Atmosphäreneinfluß bestimmte Differenz bei Nadirblick noch zwischen 0 und 9 K, so kommen bei Seitenblick schon Differenzen von 14 K vor. Auch zu erkennen sind generell höhere Differenzen bei höheren Temperaturen, die wärmere und damit wasserdampfreichere Situationen repräsentieren. Gleichzeitig aber ist sehr gut zu sehen, daß bei derselben Oberflächentemperatur die Maskierung durch die Atmosphäre durchaus um 10 K schwanken kann, bedingt durch unterschiedliche Wasserdampf- und Temperaturstrukturen, die im Wasserdampfkontinuum Absorption und Emission bestimmen. Ähnliche, aber noch größere Differenzen zeigen die Temperaturen im Kanal 5 zu den Oberflächenwerten.

Abbildung 10 zeigt die im Modelldatensatz extremsten Atmosphären hinsichtlich der Differenz  $T_{Ob}-T_4^A$ . Für die nächtliche Sommeratmosphäre (10a), gemessen am 26.9.82 in München, ist die Differenz vernachlässigbar, trotz eines nicht extrem niedrigen Wasserdampfgehalts von  $1.51 \text{ g/cm}^2$ . Die von der Oberfläche stammende Strahlung wird in der darüberliegenden Wasserdampfschicht absorbiert, aber auch wieder vollständig von der warmen bodennahen Inversionsschicht ersetzt, die zwar nicht schwarz strahlt, dafür aber wärmer als die Oberfläche ist. In Abbildung 10b ist eine tropische Situation gezeigt, gemessen auf  $3^\circ\text{N}$ ,  $61^\circ\text{E}$  am 3.2.65, mit hohen Temperaturen in der unteren Atmosphäre und gleichzeitig kleinen Taupunktdifferenzen. Die Atmosphäre hat einen Wasserdampfgehalt von  $5.66 \text{ g/cm}^2$  und macht die Helligkeitstemperatur im Kanal 4 um 8.5 K kleiner als die Oberflächentemperatur; sie verdeutlicht das andere Extrem.

Diese, am Satelliten durch die Atmosphäre verschobenen Informationen über die Oberflächentemperatur gilt es nun mit Hilfe von Gleichung (26) zurückzuholen. Dazu wird der Datensatz für jeden der gewählten Blickwinkel gesondert behandelt, wie es bereits Barton (1985) und Kelly und Davis (1986) fordern.



a



b

Abbildung 9: Differenzen zwischen Oberflächentemperaturen und Helligkeitstemperaturen im AVHRR - Kanal 4 für 182 Situationen bei Nadirblick (oben) und bei 50 Grad Blickwinkel (unten)

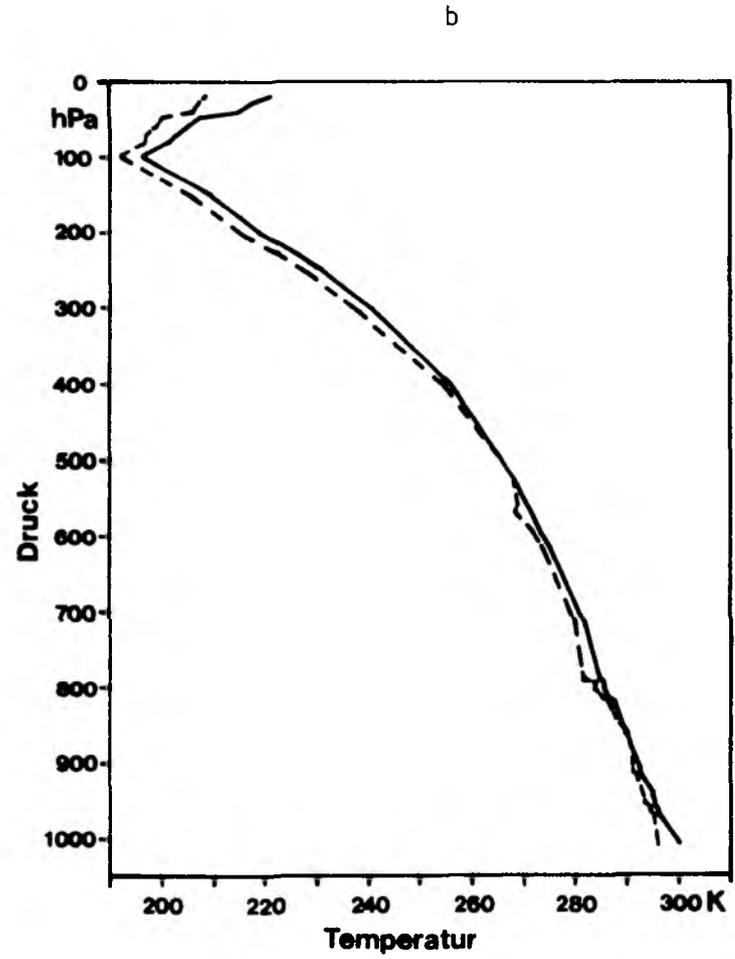
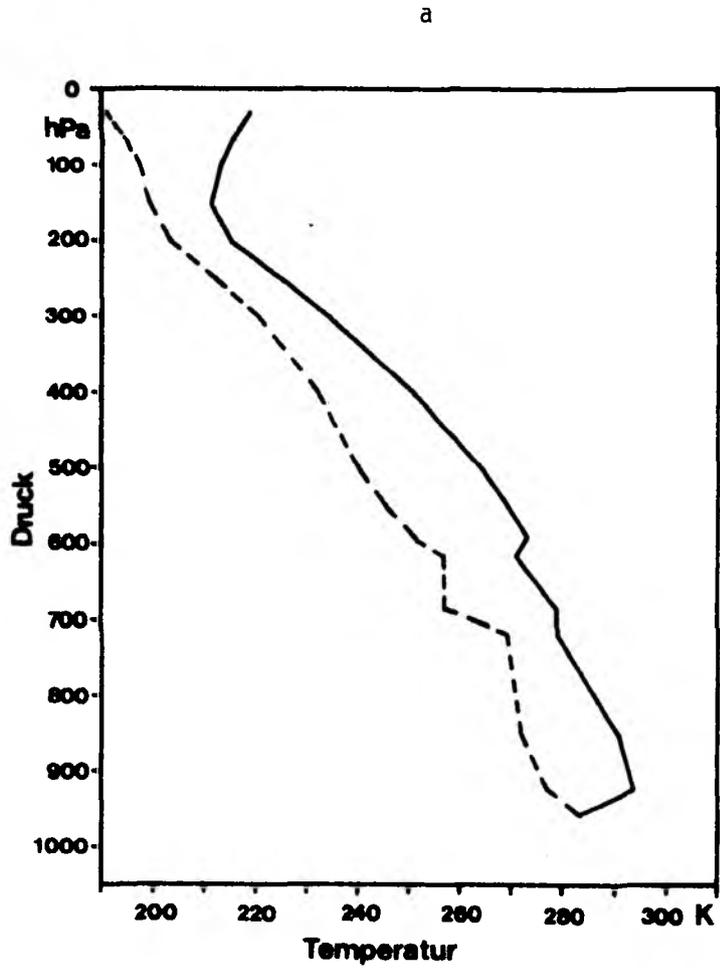


Abbildung 10: Atmosphären mit geringster und höchster Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Satellit im AVHRR-Kanal 4  
 a) München, 26.09.83; b) 3°N, 61°E am 03.02.65  
 Durchgezogen: Temperatur, gestrichelt: Taupunkt



Mit Hilfe von Regressionsgleichungen werden die Koeffizienten  $a_j$  in (26) bestimmt; außer den oben genannten Kriterien ist der Standardfehler hier das eigentliche Maß für die Güte einer Auswerteformel, die erstellt werden soll. Die Koeffizienten sind in Tabelle A1 (Anhang) aufgelistet, zusammen mit den Standardfehlern und zwar für drei Fälle:

- a) Dieser Satz enthält sowohl den Atmosphärenfehler als auch das radiometrische Rauschen.
- b) Das radiometrische Rauschen ist auf 1/10 reduziert, was in der Praxis durch Mittelung über etwa 100 Pixel zu erreichen ist.
- c) Das radiometrische Rauschen ist ganz vernachlässigt, um den Atmosphärenanteil herauszuheben, in praxi annähernd durch Mittelung über einige Hundert Pixel zu erreichen.

Daß bei unterschiedlichen Rauschanteilen verschiedene Koeffizientensätze die Regressionsgleichung optimieren, liegt darin, daß die Regressionskoeffizienten Verhältnisse zwischen Kovarianzen der Regressanden und Regressoren und den Varianzen der Prädiktoren sind. Fügt man also zum Radiometersignal einen zusätzlichen Rauschanteil hinzu, der nichts mit der Oberflächentemperatur zu tun hat, dann erhöht sich die Varianz der gemessenen Helligkeitstemperatur, die Kovarianz zwischen ihr und der Oberflächentemperatur wird aber kleiner. Infolgedessen resultiert ein kleinerer Regressionskoeffizient, wie es in den berechneten Koeffizienten gut zu sehen ist.

Die gefundenen Standardfehler stimmen gut mit den in der Literatur von anderen Autoren angegebenen überein.

Die Untersuchung des Atmosphäreinflusses geht jetzt weiter, indem die Koeffizienten aus Tabelle A1 an die simulierten Helligkeitstemperaturen angebracht werden, um die Oberflächentemperaturen zurückzugewinnen. Abbildung 11a zeigt die entsprechenden Differenzen zu den wahren Oberflächentemperaturen, aufgetragen wieder über der Oberflächentemperatur. Deutlich sind einzelne Ausreißergruppen zu erkennen. Hauptsächlich die tropischen Atmosphären mit ihrer hohen Wasserdampfabsorption sind in der Regression unterkorrigiert worden, da die Absorption bei hohen Wasserdampfkonzentrationen in Kanal 5 nicht mehr so schnell anwächst, wie noch im Kanal 4; die Differenz der Helligkeitstemperaturen wächst dort langsamer als die Wasserdampfgehaltsänderung es für die benutzte Auswertemethode fordert.

Die anderen Ausreißer, sie sind überkorrigiert worden (bei etwa 16 °C), sind nur mit Hilfe von zusätzlichen Informationen zu interpretieren: Stabile atmosphä-

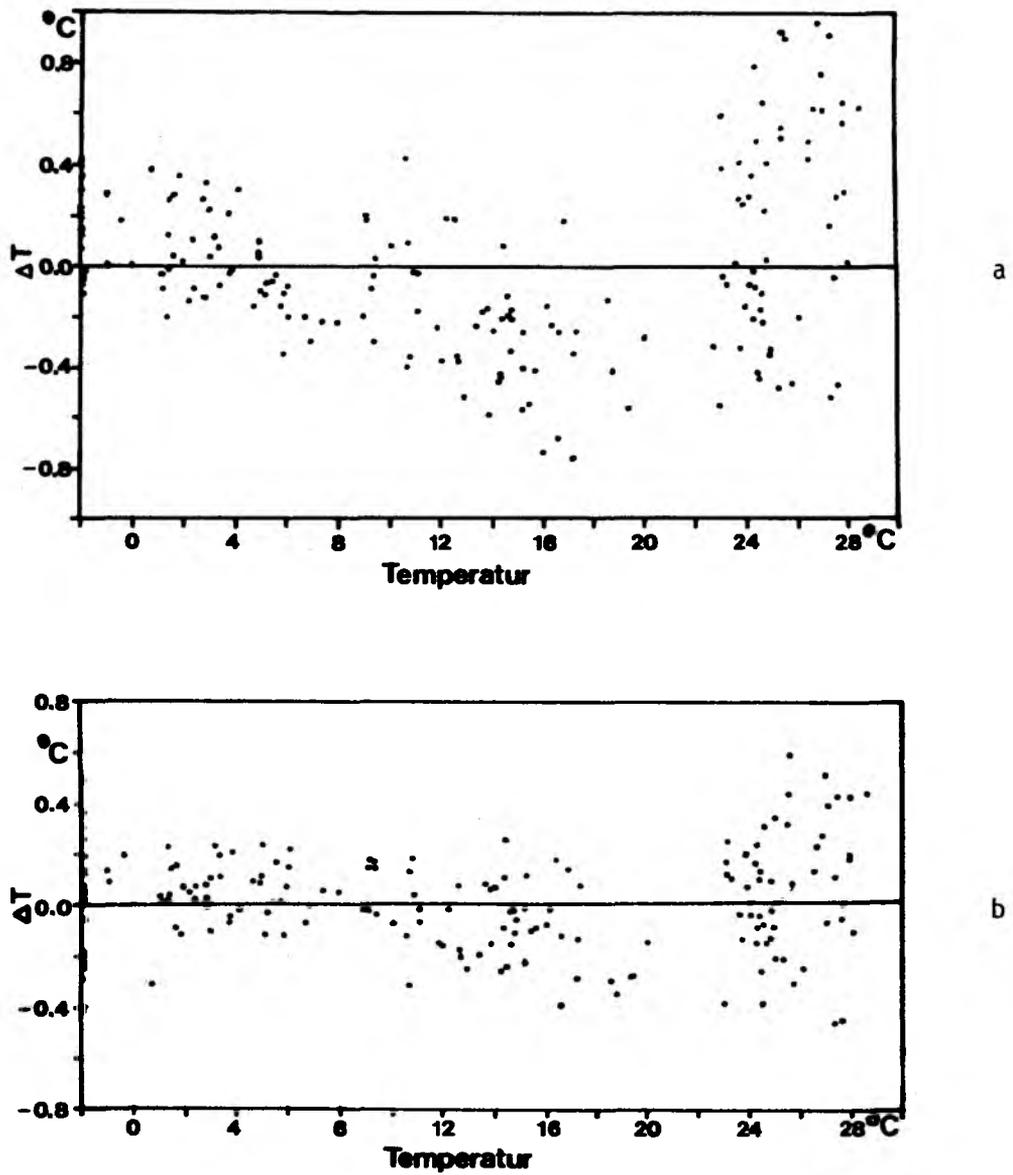


Abbildung 11: Differenzen zwischen wahren und abgeleiteten Oberflächentemperaturen nach Gleichungen 26 (oben) und 28 (unten) für Nadirblick

rische Verhältnisse in Bodennähe, die für wärmere Wasserdampfmassen sorgen, heben die Strahlung in beiden AVHRR-Kanälen gleichmäßig an, ohne die Differenz wesentlich zu ändern, so daß eine normale Korrektur angebracht wird, die zu hoch ausfällt. Solche Verhältnisse sind Standardsituationen über Küstengewässern im Frühjahr, wo über Land angewärmte Luft über das noch kalte Wasser geführt wird.

Eine Möglichkeit, die Ausreißer wieder näher zur Wahrheit zu bringen, wären regional und jahreszeitlich abhängige Koeffizienten  $a_i$ , wie es Llewellyn-Jones et al. (1984) realisiert haben. Dies ist allerdings in den mittleren Breiten, wo ständig wechselnde Luftmassen ineinander übergehen, nur eine schwache Lösung. Besser sind Zusatzinformationen, die Aufschluß über den aktuellen thermodynamischen Zustand der Atmosphäre geben. Geeignet dafür sollte das HIRS sein. Da es gerade seine Aufgabe ist, die Atmosphäre zu sondieren und es auf demselben Satelliten fliegt wie das AVHRR, liegt es nahe, die benötigten Informationen dort gleichzeitig zu besorgen.

Bevor darauf näher eingegangen wird, soll jedoch ein kleiner Vergleich mit anderen Koeffizienten für Gleichung (26) angestellt werden. Zwei Koeffizientensätze werden dazu ausgewählt. Zum einen die regional- und jahreszeitlich-sowie blickwinkelabhängigen, ebenfalls theoretisch gewonnenen Koeffizienten von Llewellyn-Jones et al. (1984), zum anderen ein Satz von McClain et al. (1985), der empirisch aus dem Vergleich zwischen Satellitenbeobachtungen und Driftbojermessungen abgeleitet ist.

Die Koeffizienten werden an die hier simulierten Helligkeitstemperaturen angebracht und die Ergebnisse mit den Original-Oberflächentemperaturen verglichen. Dafür muß der Datensatz für den ersten Koeffizientensatz nach Atmosphären aus tropischen und mittleren Breiten getrennt werden, da regionale Unterscheidung gefordert ist. Über alle Blickwinkel gemittelt ist dann in den mittleren Breiten eine systematische Abweichung von  $-0.11$  K (Temperatur aus Regression wärmer als Original) mit Standardabweichung  $0.5$  K für 774 Situationen zu verzeichnen. In den Tropen (318 Situationen) ist nur eine verschwindend kleine Systematik von  $0.03$  K mit Standardabweichung  $0.77$  K zu verbuchen. Dabei ist zu beachten, daß hier zum Vergleich auch kältere Atmosphären als bei der Erstellung der Koeffizienten (nur Sommer-Atmosphären) verwendet wurden. Daraus folgt, daß die kälteren Atmosphären zu hohe Korrekturen erfahren, wie es auch die Ergebnisse zeigen. Weiter fällt auf, daß sich die Standardfehler gegenüber denen in Tabelle A1a etwas verringert haben, was der regionalen Abhängigkeit der

Koeffizienten zuzuschreiben ist.

Die von McClain et al. (1985) vorgestellten Koeffizienten sollen global gültig sein und für alle Blickwinkel bis  $45^\circ$  gelten. Sie werden hier auf alle Simulationen bis  $40^\circ$  angebracht, insgesamt 910 Fälle. Das Ergebnis ist eine systematische Überschätzung der Oberflächentemperaturen um 0.26 K mit einer Standardabweichung von 0.97 K. Die Systematik ist hier auf den Skineffekt zurückzuführen (Robinson et al., 1984), da die Koeffizienten auf Wassertemperaturen der Deckschicht in einigen Dezimetern bis Metern Tiefe zugeschnitten sind. Diese Bulkttemperaturen sind in der Regel wärmer als die Temperatur der Oberflächenhaut, die der Satellit sondiert, da der langwellige Nettostrahlungsfluß und der latente Wärmefluß an der Oberfläche meistens nach oben gerichtet sind und die Oberfläche um einige Zehntel Grad abkühlen können. Die hohe Standardabweichung hat ihre Ursache in der Verwendung aller Blickwinkel in denselben Koeffizienten. Damit ist die hier explizit berücksichtigte Blickwinkelabhängigkeit noch einmal gerechtfertigt.

Mit diesen Vergleichen, insbesondere mit dem ersten, ist gezeigt, daß das benutzte Strahlungsübertragungsmodell zusammen mit den benutzten Transmissionsfunktionen fähig ist, die Realität gut zu beschreiben.

Im folgenden wird nun versucht, die gefundenen Standardfehler durch Zusatzinformationen vom HIRS zu verkleinern.

## 9.2 Erweiterung der "split-window"-Technik mit HIRS

Der Schluß von den gemessenen Strahldichten am Satelliten auf die Meeresoberflächentemperatur soll nun in der Genauigkeit verbessert werden, indem zusätzliche aktuelle Informationen über den Atmosphärenzustand vom HIRS in die AVHRR-Auswertung einfließen. Die Störeinflüsse, hervorgerufen durch extreme Wasserdampfverhältnisse sind mit dem HIRS-Kanal 11 aufzufangen, der die Wasserdampfsphäre nahe 700 hPa sondiert, also Strukturen erkennt, die das AVHRR aufgrund seiner sehr tief liegenden Gewichtsfunktionen nicht, oder nur sehr schwach entdeckt.

Die Anhebung der fernerkundeten Oberflächentemperaturen, verursacht durch stabile

Temperaturschichtungen in der unteren Atmosphäre müßte durch HIRS-Kanäle erkannt werden können, die eben diesen Teil des vertikalen Temperaturprofils messen. Hier liegt es zunächst nahe, die Differenz der Helligkeitstemperaturen  $T_8^H - T_7^H$  in den Kanälen mit den tiefsten Gewichtsfunktionen (1000 hPa und 900 hPa) als Maß für eine Korrektur zu benutzen. Diese Differenz ist jedoch noch stark von der jeweiligen Luftmasse beeinflusst, ist in warmen Atmosphären generell größer als in kalten. Es fehlt also eine Referenz in der höheren Atmosphäre. Hierfür eignet sich  $T_6^H$ , gemessen bei etwa 700 hPa. Mit diesen drei Kanälen ist der Quotient

$$(27) \quad r = \frac{(T_8^H - T_6^H)}{(T_8^H - T_7^H)} \quad \text{zu bilden,}$$

der anwächst, sobald die Stabilität in der planetarischen Grenzschicht ansteigt ( $T_7^H$  wächst), oder die Oberflächentemperatur weit von der Lufttemperatur abweicht (bei fallendem  $T_8^H$ ) ohne sich drastisch zu ändern, wenn die Luftmasse wechselt. Der Quotient  $r$  wird sich also dann ändern, wenn sich bodennahe Inversionen herausbilden oder wenn schlechthin warme Luftmassen über kälteres Wasser gebracht werden. Typische Werte von  $r$  liegen zwischen 1.6 und 2.1. Damit ist eine Erweiterung der "split-window"-Gleichung angeregt:

$$(28) \quad T_{ob} = a_0 + a_1 T_4^A + a_2 (T_4^A + T_5^A) + a_3 T_{11}^H + a_4 r$$

Die Koeffizienten in Gleichung (28) werden wiederum durch Regression an den Helligkeitstemperaturen aus dem simulierten Datensatz gewonnen, der auch auf die HIRS-Kanäle ausgedehnt wurde. Die Regressionskoeffizienten sind in Tabelle A2 gezeigt, wieder mit entsprechenden Standardfehlern für die oben erwähnten Fälle für schrittweise Reduktion des radiometrischen Rauschens des AVHRR. Das Rauschniveau des HIRS wurde realistischerweise beibehalten, da bei der schwachen räumlichen Auflösung kaum die Möglichkeit einer horizontalen Mittelung und damit verbundener Rauschreduzierung gegeben ist.

Die alten Koeffizienten aus Tabelle A1 sind bei Anpassung von (28) an den Datensatz nicht festgehalten worden, sondern zusammen mit den zwei weiteren  $a_3$  und  $a_4$  optimal an den Datensatz angepaßt. Abbildung 11b veranschaulicht analog zu Abbildung 11a die Verbesserung der Genauigkeiten in den mit Hilfe von (28) zurückgewonnenen Oberflächentemperaturen. Die Streuung der Differenzen um die Nulllinie ist sehr viel gleichmäßiger geworden und drastisch reduziert; Ausreißergruppen wie in Abbildung 11a existieren nicht mehr.

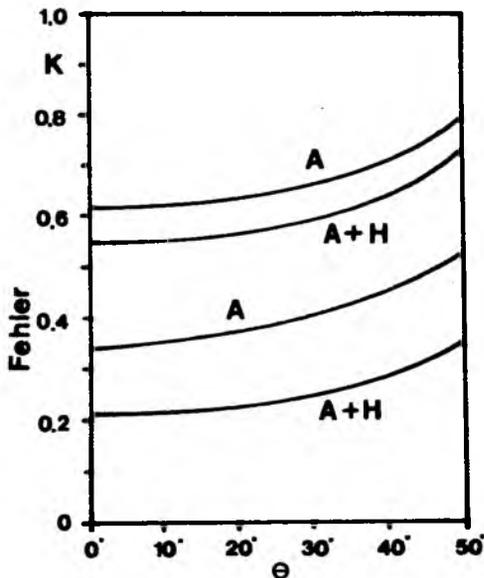


Abbildung 12: Blickwinkelabhängige Fehler nach Gleichungen 26 (A) und 28 (A+H) mit und ohne radiometrischen Rauschanteil des AVHRR

Betrachtet man einmal nur den Fehleranteil, der durch die Atmosphäre verursacht wird, so ist die Unsicherheit bei Nadirblick von 0.36 K auf 0.20 K gesunken. Eine Zusammenschau der Fehler in beiden Methoden in Abhängigkeit vom Blickwinkel zeigt Abbildung 12. Danach liegen die Fehler in einer Einzelmessung, die atmosphärisches und radiometrisches Rauschen vereinigt, bei beiden Methoden zwischen 0.5 K und 1 K, wobei die Fehler in der kombinierten Methode geringfügig kleiner ausfallen. Erst bei Eliminierung des radiometrischen AVHRR-Rauschanteils kommt die Verbesserung voll zur Geltung und genügt auch den Forderungen nach 0.3 K Genauigkeit bis zu Blickwinkeln von etwa 40° und zwar mit einer horizontalen Auflösung auf HIRS-Pixelbasis, was die Forderungen des WCRP/TOGA-Reports (1984) sogar übertrifft.

Es liegt nun nahe, die Auswertegenauigkeit weiter voranzutreiben, um noch mehr Sicherheit zu gewinnen. Beispielsweise könnte man sämtliche HIRS-Messungen in einer Linearkombination vereinigen und dadurch weitere, statistisch begründete Verbesserungen anbringen. Dazu fehlt jedoch die physikalische Grundlage, da nicht einzusehen ist, an welcher Stelle die zusätzlichen Korrekturen greifen sollen; in Abbildung 11a waren keine weiteren offensichtlichen Ausreißer zu sehen. Ein ausgedehnter statistischer Ansatz wurde versucht (WCRP/TOGA, 1984). Er stellte

heraus, daß bei Erhöhung der Kanalanzahl über fünf keine Verbesserung des Ergebnisses mehr zu erreichen ist.

## 9.2 Landoberflächentemperaturen

Die Fernerkundung der Oberflächentemperatur über Land mit Hilfe des AVHRR ist von Stork (1985) beschrieben worden. Grundsätzliche Schwierigkeiten entstehen dabei durch die Unkenntnis des Emissionsvermögens der Oberfläche. Der Fehler in der abgeleiteten Oberflächentemperatur durch Variation des Emissionsvermögens, das aufgrund seiner spektralen Schwankung nicht gleichzeitig mit der Oberflächentemperatur fernerkundet werden kann, ist von Kornfield und Suskind (1977) abgeschätzt worden:

$$(29) \Delta T_{Ob} = \frac{T_{Ob}^2 \ln(\epsilon/\epsilon')}{\nu}$$

mit  $\epsilon$  und  $\epsilon'$  als wahres und geschätztes Emissionsvermögen.

Damit ist für Temperaturen über 290 K mit Fehlern von 2 K im Bereich um  $900 \text{ cm}^{-1}$  zu rechnen, wenn das Emissionsvermögen nur auf 0.02 genau bestimmt ist (im Mittel sei 0.96 angenommen).

Dazu kommen, wie über den Meeresoberflächen, die Atmosphärenfehler, die nicht vollständig korrigiert werden können, wie oben beschrieben. Der zu erwartende Gesamtfehler in der abzuleitenden Landoberflächentemperatur wird also zwischen 2 und 3 K liegen, wenn die Atmosphärenkorrektur, unbeeinflusst durch das unbekannte Emissionsvermögen der Oberfläche anbringbar ist. Dies ist möglich durch Interpolation der Korrekturen zwischen verschiedenen Gewässern, über denen die "Meeresoberflächentemperatur" vorher zu bestimmen ist (Stork, 1985).

Hier wird über das Storksche Verfahren hinaus ein weiterer Weg beschritten, der es ermöglicht, schnell, ohne Interpolation von AVHRR-Informationen an die Oberflächentemperaturen zu kommen. Dazu wird in die unter 9.1 beschriebene Regressionen die Unsicherheit des Emissionsvermögens einbezogen; die Auswertgleichungen (26) und (28) bleiben die gleichen. Die bei der Simulation verwendeten Emissionsvermögen sind die in 6.2 beschriebenen, die, um ihre Unsicherheit zu modellieren, noch verrauscht werden. Das entsprechende Rauschen sei normalverteilt mit Standardabweichung 0.02. Die Koeffizienten der Regressionen von (26)

und (28) sind zusammen mit den Standardfehlern in Tabellen A1 und A2 aufgestellt. Erwartungsgemäß sind die Fehler größer als über dem Ozean.

## 10. Wasserdampfgehalt der Atmosphäre

Im letzten Kapitel ist versucht worden, den Wasserdampfeinfluß der Atmosphäre auf die am Satelliten gemessenen Helligkeitstemperaturen zu eliminieren, um an die Oberflächentemperaturen zu kommen. Hier soll nun gerade der Wasserdampfgehalt extrahiert werden. Er ist bislang nur spärlich aus Satellitendaten gewonnen worden, meistens nur soweit, um Korrekturen vornehmen zu können, die eine bessere Erkundung der Oberflächentemperaturen oder des Temperaturprofils ermöglichen. Zunächst wurden Versuche unternommen, aus den HIRS-Messungen relative Horizontalcharakteristiken von Feuchtefeldern herauszustellen, um Vergleiche mit solchen aus Radiosondermessungen zu machen; dabei wurden allerdings keine absoluten Größen gezeigt (Smith und Zhou, 1982; Hillger und vonder Haar, 1981, 1984). Konkretere Verfahren wurden von Chesters et al. (1983) mit Hilfe der "split-window"-Kanäle herausgearbeitet, in denen neben den Informationen von der Oberfläche ein gleichgroßer Anteil von Strahlung aus der atmosphärischen Wasserdampfschicht enthalten ist. Aus der Formulierung von (26) für den Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre

$$(26a) \quad w = a_0 + a_1 T_4^A + a_2 (T_4^A - T_5^A) \quad , \quad a_i \text{ verschieden von denen in (26),}$$

ist dieser mit einer Genauigkeit von etwa  $0.6 \text{ g/cm}^2$  zu bestimmen, wie theoretische Untersuchungen von Jürgensen (1984) zeigen.

Dies soll Ausgangspunkt für weitere Betrachtungen sein, obwohl das Problem hochgradig nichtlinear ist. Die Temperaturabhängigkeit der Planckschen Strahlung im  $11 \mu\text{m}$  Fensterbereich geht mit der vierten Potenz von  $T$  und wächst zum Kurzwelligen hin, wo die HIRS-Wasserdampfkanäle installiert sind, zur sechsten Potenz an. Der Absorptionskoeffizient des in den AVHRR-Kanälen maßgeblichen Wasserdampfkontinuums ist negativ zur Temperatur proportional, wächst aber mit

dem Quadrat des Wasserdampfdruckes und geht negativ in die Exponentialfunktion ein, die für die Transmission bestimmend ist. Dennoch ist der lineare Ansatz erfolgversprechend wie Prabhakara (1979) und Jürgensen (1984) zeigen. Ein von Chesters et al. (1983) benutzter nichtlinearer Ansatz versucht zunächst die Bodenlufttemperatur abzuschätzen und dann damit auf den Wasserdampfgehalt zu schließen. Die geringen Genauigkeiten ( $>1 \text{ g/cm}^{-2}$ ), die damit erzielt werden, ermutigen hier nicht zur weiteren Beachtung des Verfahrens.

Wie in Abschnitt 9 wird zunächst das "split-window"-Verfahren für ozeanische Verhältnisse - ihr Vorteil liegt im bekannten Emissionsvermögen der Oberfläche - untersucht werden. Wurde eben die Wasserdampfabsorption noch als Hindernis bei der Oberflächentemperatur-Bestimmung betrachtet, so steht sie jetzt im Vordergrund und soll über eine zu (26) analoge Regression abgeleitet werden. Der Ansatz ist der gleiche wie (26). Wiederum wird auf Blickwinkelabhängigkeit Wert gelegt, was das Ergebnis zu verbessern verspricht. Die entsprechenden Koeffizienten sind in Tabelle A3 dargestellt.

Während bei vollem radiometrischen Rauschanteil die Fehler bei  $0.45 \text{ g/cm}^2$  liegen, lassen sie sich durch Mittelung über 100 AVHRR-Pixel auf  $0.37 \text{ g/cm}^2$  reduzieren. Beim Vergleich der Standardfehler für verschiedene Blickwinkel fällt auf, daß sich die Fehler bis zu Blickwinkeln von  $40^\circ$  kaum vergrößern, bei  $50^\circ$  aber stark ansteigen. Die Ursache dafür ist, daß jetzt die Atmosphäre sondiert und nicht korrigiert wird; zunehmende atmosphärische Anteile bedeuten nicht mehr unbedingt eine Störung.

Eine Analyse der mit Hilfe der berechneten Koeffizienten zurückgewonnenen Wasserdampfgehalte ist wieder durch Vergleich mit den Originalwerten möglich. Abbildung 13a zeigt dies bei Nadirblick. Die Verteilung der Abweichungen um die Nulllinie ist, anders als bei den Oberflächentemperaturen, sehr gleichmäßig. Anhaltspunkte für eine mögliche Verbesserung sind nur im unteren Bereich zu erkennen, wo die Fehler größere Werte annehmen als die Absolutwerte des Wasserdampfgehalts, also auch negative Gehalte in der Auswertung vorkommen. Dies ist entweder durch die einfache Zwangsbedingung - Verbot von negativen Wasserdampfgehalten - oder durch einen neuen Regressionsansatz zu vermeiden. Ein solcher Ansatz setzt den Logarithmus des Wasserdampfgehalts in Beziehung zu den Helligkeitstemperaturen. Er wurde ebenfalls probiert, fällt aber schlechter aus, als der lineare Ansatz, da die Variabilität des Wasserdampfes sich bei höheren Gehalten eher linear in den Helligkeitstemperaturen durchsetzt. So bleibt das Gebot, nur positive Gehalte zu produzieren, als Zwangsbedingung, die aber nur so

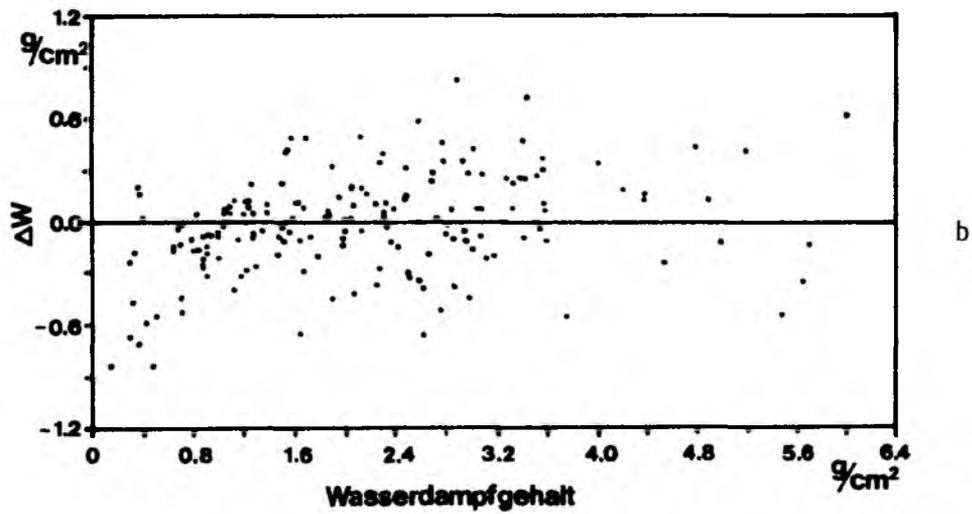
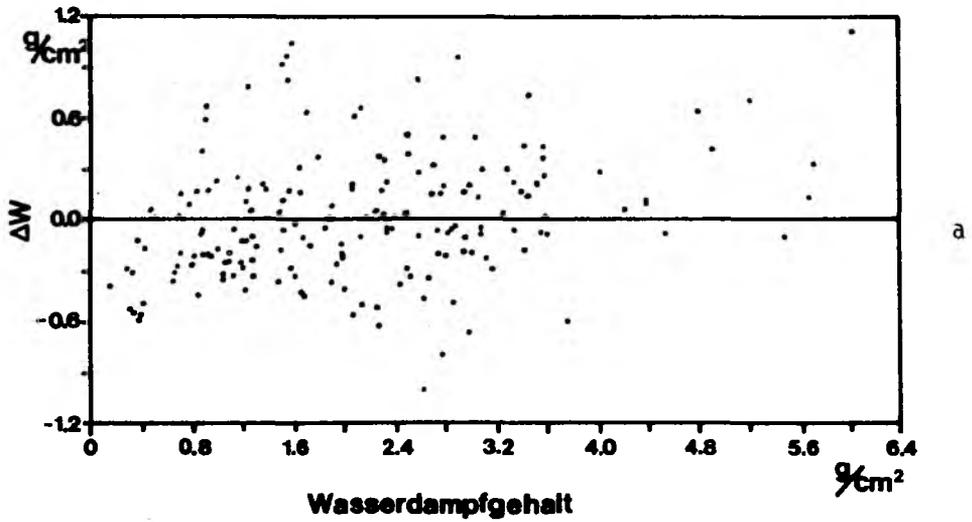


Abbildung 13: Differenzen zwischen wahren und abgeleiteten Wasserdampfgehalten nach Gleichungen 26 (oben) und 31 (unten) für Nadirblick

selten greift, daß sich die Genauigkeit nicht im Standardfehler niederschlägt. Wiederum erhebt sich die Frage, ob die Genauigkeit des abzuleitenden Wasserdampfgehalts durch zusätzliche HIRS-Informationen zu verbessern ist. Um dies auf physikalischer Grundlage zu bewerkstelligen, werden die Fehler der oben abgeleiteten Gehalte einzelner Atmosphären untersucht. Dabei stellt sich heraus, daß der  $H_2O$ -Gehalt wasserdampfamer Atmosphären ( $<0.5 \text{ g/cm}^2$ ) und solcher mit hohen Oberflächentemperaturen sehr überschätzt wird. Dagegen wird der Wasserdampfgehalt kalter Atmosphären nahe der Sättigung des Wasserdampfes und in solchen mit angereicherter Feuchte unter Temperaturinversionen von der Zweikanalmethode unterschätzt. Für eine Korrektur kommen also weitere Wasserdampfinformationen sowie Aufschlüsse über die Temperaturschichtung dicht über der Oberfläche, wie es mit dem Quotienten (27) geliefert wird, in Frage.

Die zusätzliche Wasserdampfinformation sollte in den Kanälen 10 und 11 des HIRS zur Verfügung stehen. Eine multivariate Analyse der Zusammenhänge zwischen Wasserdampf und Satellitemessungen zeigt, daß der Wasserdampfgehalt am besten durch die Helligkeitstemperaturen in den Kanälen AVHRR 4 und 5 sowie in den HIRS-Kanälen 6, 7, 8 und 10, 11 beschrieben werden kann und zwar in der Form, daß die Differenz  $T_4^A - T_5^A$  sowie das Stabilitätsmaß  $r$  aus (30) den Hauptteil der Varianz im Gesamtgehalt  $w$  beschreiben. Der isolierte Beitrag von  $T_4^A$  ist durch den von  $T_{10}^H$  zu ersetzen, der etwas mehr Variabilität in  $w$  erklärt, da er weiter in die Wasserdampfabsorption der  $6.3 \mu\text{m}$ -Bande gerückt ist. Bringt man diese Beiträge aber in Verbindung mit den Differenzen  $T_8^H - T_{10}^H$ , die weitere Wasserdampfstrukturen in der planetarischen Grenzschicht wiedergeben und  $T_{10}^H - T_{11}^H$ , die den oberen Teil der Wasserdampfsphäre etwas besser ausleuchten, so verliert das Stabilitätsmaß  $r$  wieder an Signifikanz. Die Beachtung des Kanals 12, der den Wasserdampfgehalt bei 500 hPa wiedergibt, ist ebenfalls nicht signifikant, da der Wasserdampf dort nicht wesentlich zum Gesamtgehalt der Atmosphäre beiträgt. Das Auswertemodell lautet also

$$(31) \quad w = a_0 + a_1 T_{10}^H + a_2 (T_4^A - T_5^A) + a_3 (T_8^H - T_{10}^H) + a_4 (T_{10}^H - T_{11}^H)$$

Das Ergebnis ist ein auf  $0.36 \text{ g/cm}^2$  reduzierter Fehler, der bei Verkleinerung des AVHRR-Radiometerauschens auf  $1/10$  weiter auf  $0.30 \text{ g/cm}^2$  gedrückt werden kann. In Tabelle A4 sind die entsprechenden Koeffizienten und Standardfehler vorgestellt; Abbildung 13b zeigt den Vergleich zwischen abgeleiteten und

Originalwerten. Hier und im weiteren werden nicht mehr verschiedene Rauschgrade des AVHRR betrachtet, da ein Hauptteil der Informationen vom HIRS kommt und die Auswertungen nicht mehr auf AVHRR-Pixelbasis bezogen werden können. Das AVHRR-Rauschniveau ist ab sofort auf 1/10 verkleinert; die Ergebnisse unterscheiden sich kaum von denen bei völlig vernachlässigtem Radiometerrauschen.

Ebenfalls in Tabelle A4 gezeigt sind die entsprechenden Auswertekoeffizienten für die Wasserdampferkundung über Land. Wie im Abschnitt 9 sind wieder größere Fehler zu verzeichnen, da das unbekannte Emissionsvermögen den Helligkeitstemperaturen noch weitgehend unbekanntes Schwankungen aufprägt.

### 10.1 Wasserdampf in der planetarischen Grenzschicht

Für Untersuchungen der planetarischen Grenzschicht über dem Ozean sind detaillierte Kenntnisse über ihre Anreicherung mit Wasserdampf erforderlich, um Verdunstungsraten ableiten zu können, die wesentlich die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre mitbestimmen. Hierfür wird versucht, den Anteil des atmosphärischen Wasserdampfgehalts zu extrahieren, der sich in der Grenzschicht unterhalb von etwa 850 hPa befindet.

Der Grenzschichtgehalt an Wasserdampf  $w_g$  ist aufgrund seiner hohen Korrelation (0.94) mit dem Gesamtgehalt  $w$  auf  $0.17 \text{ g/cm}^2$  bestimmt, wenn die Angabe von  $w$  fehlerlos wäre. Da der Gesamtgehalt jedoch nur auf  $0.30 \text{ g/cm}^2$  fernerkundet werden kann, ist eine Bestimmung von  $w_g$  aus  $w$  wegen anteiliger Fehlerfortpflanzung nur auf  $0.22 \text{ g/cm}^2$  genau möglich. Deshalb wird ein gesondertes Auswertemodell für  $w_g$  erarbeitet, um höhere Genauigkeiten zu erreichen.

Das aufzustellende Modell enthält zweckmäßigerweise nur diejenigen Kanalinformationen, die weitgehend unbeeinflusst von der höheren Atmosphäre sind. Somit kommen nur die AVHRR-Kanäle sowie HIRS-Kanäle 8 und 10 in Frage. Der Einfluß des Stabilitätsmaßes wurde wiederum untersucht, sein Beitrag war aber zu gering, um signifikant auszufallen. Eine geeignete Gleichung ist dann

$$(32) \quad w_g = a_0 + a_1 T_4^A + a_2 (T_4^A - T_5^A) + a_3 (T_8^H - T_{10}^H)$$

Die durch Regression abgeleiteten Koeffizienten sind in Tabelle A5 beschrieben. Sie vermögen den Wasserdampfgehalt der Grenzschicht über dem Ozean auf

$0.18 \text{ g/cm}^2$  genau zu bestimmen. Die Genauigkeit über Land ist aufgrund des unbekanntem Emissionsvermögens nur  $0.21 \text{ g/cm}^2$ . Diese Werte sind aber klein im Vergleich zur natürlichen Variabilität des Wasserdampfgehaltes der Grenzschicht.

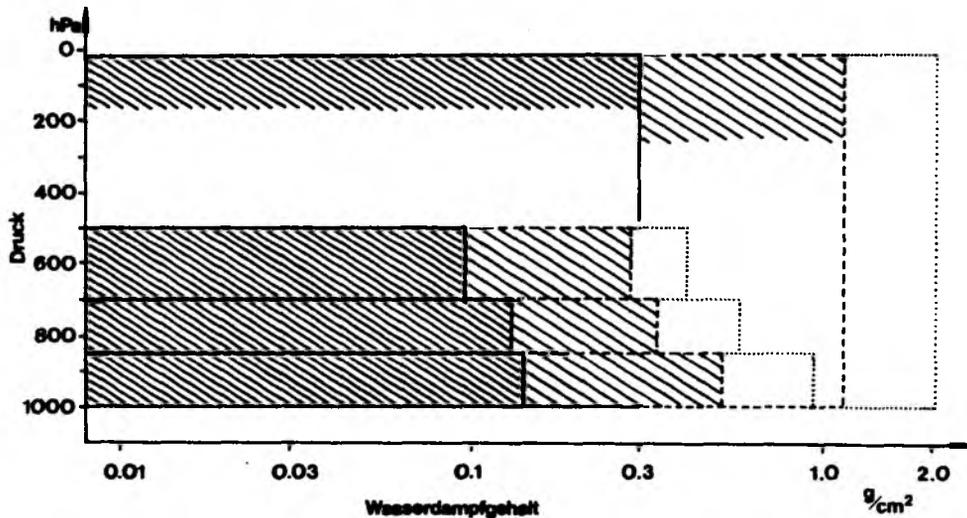


Abbildung 14: Mittelwert (gepunktet), Standardabweichung (gestrichelt) und aus statistischen Ansätzen (31) bis (34) ableitbare Genauigkeit (Standardabweichung, durchgezogen) des Wasserdampfes in breiten Schichten

Bei Betrachtung der bisher abgeleiteten Auswerteverfahren fällt auf, daß insbesondere die Differenz der Helligkeitstemperaturen in den AVHRR-Kanälen empfindlich auf den atmosphärischen Wasserdampfgehalt reagiert. Trotzdem sind diese Kanäle noch nicht in den Sondierer HIRS aufgenommen, um dort mit geringerem Radiometerrauschen als beim AVHRR die entsprechenden spektralen Charakteristiken auszunutzen.

## 10.2 Wasserdampf in den Schichten 850/700 und 700/500 hPa

Der Erfolg bei der Ableitung des Wasserdampfs der planetarischen Grenzschicht ermutigt, weitere einfache Auswertemodelle für ähnlich breite Schichten in der höheren Troposphäre aufzustellen. Die Breite der Gewichtsfunktionen in den HIRS-Wasserdampfkanälen legt nahe, hierfür etwa die Schichten 850/700 und 700/500 hPa zu wählen.

Die entsprechenden Wasserdampfgehalte  $w_{85/7}$  und  $w_{7/5}$  können nach eingehender Regressionsanalyse durch folgende Beziehungen am besten abgeleitet werden:

$$(33) \quad w_{85/7} = a_0 + a_1(T_4^A - T_5^A) + a_2(T_8^H - T_{10}^H) + a_3(T_{10}^H - T_{11}^H) + a_4 T_6^H + a_5 r$$

$$(34) \quad w_{7/5} = a_0 + a_1(T_4^A - T_5^A) + a_2(T_6^H - T_{11}^H) + a_3 r_1 + a_4(T_{11}^H - T_{12}^H)$$

$$r_1 = \frac{T_7^H - T_5^H}{T_7^H - T_6^H}$$

Abbildung 14 zeigt die zu erwartenden Genauigkeiten in den jeweiligen Schichten zusammen mit den Schwankungsbreiten des Wasserdampfgehalts und dessen Mittelwerte. Die Koeffizienten und Fehler sind in Tabellen A6 und A7 gegeben.

## 11. Atmosphärische Temperatur- und Wasserdampfprofile

Bisher ist versucht worden, den atmosphärischen Wasserdampfgehalt mit Hilfe einfacher linearer Beziehungen aus den Helligkeitstemperaturen am Satelliten zu extrahieren. Höhere vertikale Auflösungen und Genauigkeiten können nicht erwartet werden, da das Problem zu weit von der Linearität abweicht. Wie bereits in Abschnitt 8 beschrieben, ist ein fortgeschritteneres Auswertemodell zu benutzen, das statistische und physikalische Schemata vereinigt und auch die beliebige Verwendung von Zwangsbedingungen bzw. Zusatzinformationen erlaubt.

Eng einhergehend mit dem Wasserdampf sind die atmosphärischen Temperaturstrukturen, die den Wasserdampfgehalt im wesentlichen mitbestimmen. Die Tem-

peratur einer Luftmasse legt die obere Grenze des Gehalts fest, gegeben durch den Sättigungsdampfdruck des Wasserdampfes. Ist es also möglich, das Temperaturprofil festzulegen, so sollte auch der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre genauer bestimmbar sein.

Einige erste Gehversuche mit physikalisch-statistischen Auswerteverfahren zeigen, daß ein "gutes" Temperaturprofil abgeleitet werden kann, wenn die erste Schätzung des Profils schon nahe an das wahre Profil kommt. Das Schätzprofil wird lediglich noch durch einige Schritte, selten mehr als zwei bis vier, in einer Iteration verändert (Chedin et al., 1984; Smith et al., 1984; Susskind et al., 1984). Diese Vorgehensweise soll auch hier verfolgt werden: Allgemeine statistische Aussagen über das Temperaturprofil, noch zu gewinnen über oben genannte statistische Prozeduren, werden auf den einzelnen Strahldichtesatz angewendet, um das Schätzprofil zu gewinnen. Geeignete Zwangsbedingungen sind dann anzubringen und während der folgenden Iteration festzuhalten. Die Iteration selbst löst in jedem Schritt die Strahlungsübertragungsgleichung in den Radiometerkanälen für die jeweiligen Schätzprofile von Temperatur und Wasserdampf und prüft, ob die berechneten Strahldichten mit den gemessenen im Rahmen des Radiometerrauschens übereinstimmt. Der Abbruch der Iteration erfolgt nach diesem Kriterium, spätestens nach einer vorgegebenen Anzahl von Schritten.

Letztere sichert bei schwacher Konvergenz des Verfahrens die Einhaltung von realistischen zeitlichen Rahmenbedingungen in der Anwendung. Das Auswertemodell sieht dann wie in Abbildung 15 gezeigt aus.

Kern ist das Iterationsschema, das ähnlich wie bei Chahine (1968) aufgebaut ist. Es geht davon aus, daß die Strahldichtemessungen in einem Kanal hochgradig mit den Temperaturen bestimmter Niveaus in der Atmosphäre, nämlich dort, wo die Gewichtsfunktionen ihre Maxima haben, korreliert sind. Das atmosphärische Temperaturprofil ist dann repräsentiert durch eine Interpolation zwischen den Temperaturen in den festgelegten Niveaus. An dieser Stelle kommt zum Ausdruck, daß der gemessene Strahldichtesatz am Atmosphärenaußenrand nur eine geringe Anzahl unabhängiger Informationen über das Temperaturprofil liefert. Diese Anzahl wird in der Literatur mit maximal sechs für das Temperatur- und drei für das Wasserdampfprofil angegeben (z.B. Houghton et al., 1984). Dabei wird aber oft vergessen, daß das atmosphärische Temperaturprofil auch nicht beliebig viele Freiheitsgrade hat, die Temperaturen in benachbarten Schichten sind durchaus eng miteinander korreliert.

Im verwendeten Iterationsschema wird also jedem Kanal ein Atmosphärenniveau mit



Hauptbeitrag zugeordnet. Die Temperatur in diesem Niveau kann dann nach jedem Schritt entsprechend dem Verhältnis zwischen berechneter und gemessener Helligkeitstemperatur verändert werden; so ist dann über alle Kanäle zusammen das atmosphärische Temperaturprofil an acht Stützstellen neu festgelegt:

$$(35) T_i^{n+1} = T_i^n T_{B_i} / T_{B_i}'$$

mit  $T_i^n$  = Temperatur der Stützstelle  $i$  im  $n$ -ten Iterationsschritt

$n+1$  =  $n+1$ -ter Iterationsschritt

$T_{B_i}$  = gemessene Helligkeitstemperatur im Kanal  $i$

$T_{B_i}'$  = für das  $n$ -te Profil berechnete Helligkeitstemperatur im Kanal  $i$

Das Verfahren, auch als Relaxationsmethode bekannt, hat den Vorteil, schnell gegenüber anderen Optimierungsverfahren zu sein. Es ist aber anfällig für unerwünschte Lösungen, wenn das erste Schätzprofil weit ab vom wahren Profil liegt, die Zwangsbedingungen nicht streng genug formuliert sind und die Iteration nicht rechtzeitig abgebrochen wird. Diese Nachteile sind im Vorfeld der Ausarbeitung des Verfahrens festgestellt worden, lassen sich aber durch entsprechende Maßnahmen ausräumen. Ein weiterer Vorteil der Methode ist, daß sie das stark nichtlineare Problem besser löst, als schrittweise Anwendungen von linearen Lösungsmethoden wie zum Beispiel der Newtonschen Iteration.

Gründe für die Benutzung der nichtlinearen Methode liegen in folgenden Quellen der Nichtlinearität (Rodgers, 1976), geordnet nach Größe der Nichtlinearität:

- Wolken
- nichtlineare Zwänge
- Wellenzahlabhängigkeit der Planck-Funktion zwischen den spektralen Kanälen
- Abhängigkeit der Transmission von der Absorbermasse
- Temperaturabhängigkeit der Transmission
- Wellenzahlabhängigkeit der Planck-Funktion innerhalb eines Kanals

Die Relaxationsmethode birgt in ihrer Definition schon den Zwang in sich, daß nur endlich viele Stützstellen im Iterationsprozeß betrachtet werden und daß diese an den Gewichtsfunktionsmaxima festgelegt sind. Auf diese Stützen konzentriert sich auch hier die Formulierung der ersten Schätzung. Die Bestimmung des Profils an weiteren Stützen erfolgt durch Interpolation zwischen den Hauptniveaus. Wesentliche Zwangsbedingung im Auswertprozeß soll die im vorab festgelegte

Oberflächentemperatur sein, die durch das oben beschriebene kombinierte AVHRR/HIRS-Verfahren schon derart gut bestimmt ist, daß keine weitere Verbesserung mehr notwendig erscheint. Diese Oberflächentemperatur wird als untere Randbedingung festgehalten und schränkt dadurch im Rahmen ihres Standardfehlers die Variabilität des Rückschlusses von den Messungen auf das atmosphärische Temperaturprofil in Oberflächennähe drastisch ein. Ebenso wird mit den Wasserdampfgehalten sowohl der gesamten Atmosphäre als auch der planetarischen Grenzschicht verfahren, die bis auf ihren Standardfehler nicht vom aufsummierten Gehalt der einzelnen Schichten über- oder unterschritten werden dürfen.

### 11.1 Schätzprofile

Die in die Iteration eingehenden ersten Schätzungen werden aus den Helligkeitstemperaturen der AVHRR- und HIRS-Kanäle per Regressionsanalyse ermittelt. Wie in den vorangegangenen Abschnitten sind physikalisch begründete lineare Ansätze zu formulieren und mit Hilfe der simulierten Datensätze statistisch abzusichern

Für die acht Hauptstützen werden Koeffizienten für folgende Beziehungen abgeleitet:

$$(36a) \quad T_{1000} = a_0 + a_1 T_8^H + a_2 (T_4^A - T_5^A)$$

$$(36b) \quad T_{1000} = a_0 + a_1 T_8^H + a_2 (T_8^H - T_{10}^H) + a_3 (T_{10}^H - T_{11}^H) + a_4 r$$

$$(37) \quad T_{900} = a_0 + a_1 T_7^H + a_2 (T_7^H - T_6^H) + a_3 (T_{10}^H - T_7^H) + a_4 (T_{10}^H - T_{11}^H) + a_5 (T_8^H - T_{10}^H)$$

$$(38) \quad T_{700} = a_0 + a_1 T_6^H + a_2 (T_6^H - T_7^H) + a_3 r_1$$

$$(39) \quad T_{500} = a_0 + a_1 T_5^H + a_2 (T_5^H - T_4^H) + a_3 r_2 \quad ; \quad r_2 = \frac{T_6^H - T_5^H}{T_6^H - T_4^H}$$

$$(40) \quad T_{350} = a_0 + a_1 T_4^H + a_2 (T_5^H - T_4^H) + a_3 T_3^H$$

$$(41) \bar{T}_{100} = a_0 + a_1 T_3^H + a_2 (T_3^H - T_2^H) + a_3 r_3 ; \quad r_3 = \frac{T_4^H - T_2^H}{T_4^H - T_3^H}$$

$$(42) \bar{T}_{60} = a_0 + a_1 T_2^H + a_2 T_1^H + a_3 (T_3^H - T_2^H)$$

$$(43) \bar{T}_{40} = a_0 + a_1 T_1^H$$

Die Indizes an den jeweilig zu bestimmenden Temperaturen geben das Druckniveau in hPa an. Die Koeffizienten  $a_j$  sind natürlich für jede Gleichung getrennt zu berechnen. Sie sind wieder blickwinkelabhängig und nach See- und Landoberflächen getrennt, wobei diese Trennung nur bis 500 hPa hinaufreicht, darüber dringen die Unterschiede nicht mehr in die Strahlungsübertragung. Die Koeffizienten sind in den Tabellen A8 bis A16 gezeigt.

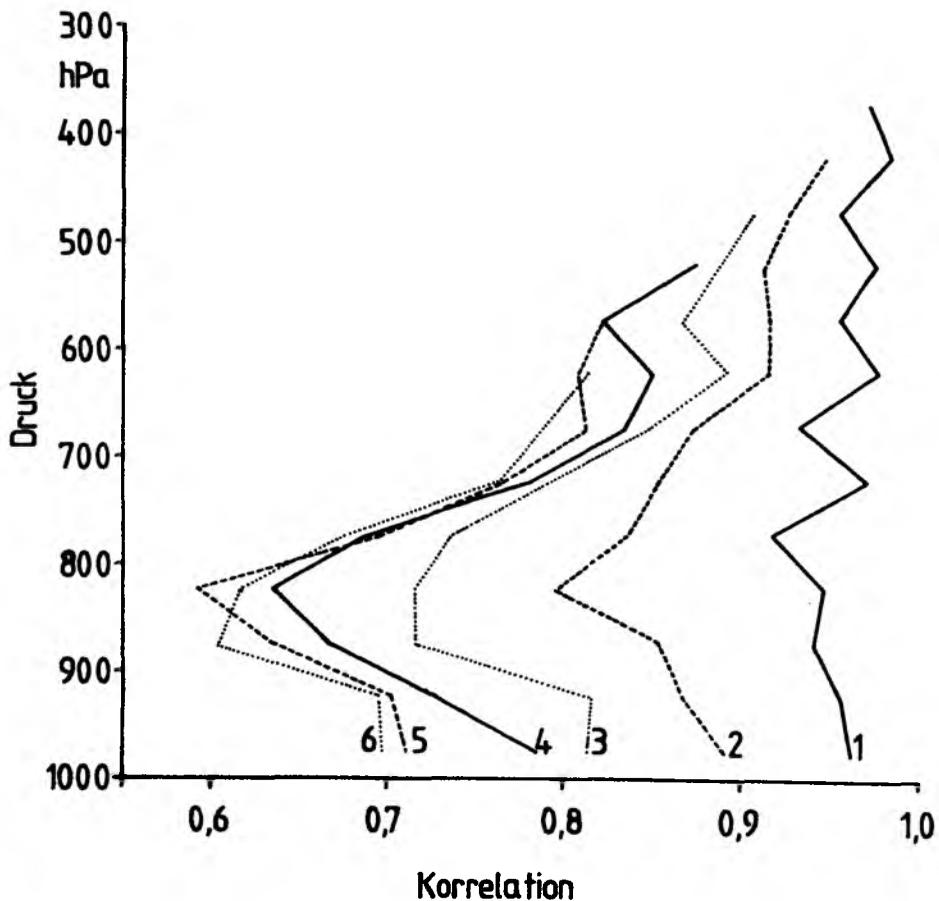


Abbildung 16: Korrelation der Wasserdampfgehalte benachbarter und entfernter Schichten; 1: benachbart, 2: 50 hPa, 3: 100 hPa, 4: 150 hPa, 5: 200 hPa, 6: 250 hPa Abstand

Wieder sind in einigen Höhen die schon bekannten Stabilitätsmaße als signifikante Aussagen über die jeweiligen Temperaturstrukturen erkannt worden. Im untersten Niveau sind wahlweise nur HIRS-Kanäle, oder bei gleichzeitiger Nutzung des AVHRR auch dessen Fensterkanäle zu benutzen. Die aus den Regressionen hervorgehenden Standardfehler sind als Profil in Abbildung 19a gezeigt. Der mit der Höhe zunehmende Fehler ist konsistent mit den nach oben hin breiter werdenden Gewichtsfunktionen in den einzelnen Kanälen.

Ob die Ableitung des Wasserdampfprofils ebenso wie die des Temperaturprofils an einigen Hauptstützen erfolgen kann, mit nachfolgender Interpolation zwischen diesen Hauptstützen, hängt von der natürlichen Variabilität des Wasserdampfprofils ab. Allgemein ist eine große Schwankungsbreite des Gehaltes von Schicht zu Schicht zu erwarten, verbunden mit geringen Korrelationen der Gehalte zwischen benachbarten Schichten. Um dies herauszufinden werden für die 182 Testatmosphären die Korrelationen zwischen den Gehalten benachbarter, aber auch weiter entfernter Schichtenpaare berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 16 für die untere Troposphäre dargestellt. Kurve 1 zeigt die Korrelationen benachbarter Schichten von 50 hPa Dicke, Kurve 2 diejenigen von Schichten, gepaart mit jeweils der übernächsten usw., beginnend bei der untersten Schicht (1000/950 hPa).

Entgegen der Erwartung sind die Gehalte in direkt benachbarten Schichten sehr gut miteinander korreliert; die entsprechenden Koeffizienten liegen durchweg über 0.9. Völlig anders dagegen sieht die Situation für weiter voneinander entfernte Schichten aus. Sind die Gehalte innerhalb der planetarischen Grenzschicht noch relativ gut miteinander verknüpft, so zeigen die Schwankungen in den Schichten darüber (850 bis 700 hPa) weit weniger Gemeinsamkeiten sowohl zu den untersten Schichten aber auch zu ihren Nachbarn. Oberhalb von 700 hPa ist wieder gleichartiges Verhalten der Wasserdampfgehalte in benachbarten und bis zu 300 hPa voneinander entfernten Schichten zu erwarten.

Bei der Entscheidung, wie nun das Wasserdampfprofil aus den Satellitermessungen abzuleiten ist, über Hauptstützen mit nachfolgender Interpolation oder mit Hilfe vieler Einzelmodelle, einzeln für jede Stützstelle, ist zunächst die zu erwartende Genauigkeit abzuschätzen. Diese wird, mit Blick auf die Ergebnisse bei den Gehalten breiterer Schichten mit etwa 20% veranschlagt. Dann ist angesichts der geringen Korrelationen allenfalls unterhalb von 700 hPa eine Verbesserung zu erwarten, wenn man anstelle der Interpolation zwischen den Hauptniveaus spezielle Einzelmodelle verwendet. Die Entscheidung lautet also, unterhalb von 650 hPa jede

Schicht einzeln zu betrachten, darüber nur noch die Schicht 500/450 hPa. Oberhalb dieses Bereichs wird nicht weiter versucht, den Wasserdampfgehalt aus den vorhandenen Infrarotmessungen abzuleiten. Die Modelle sind wieder möglichst einfach und linear gewählt, um Instabilitäten in der Anwendung zu vermeiden und größtmögliche Robustheit gegen unerwartete Störeinflüsse wie z.B. unentdeckte Restwolken (Sub-Pixel-Größe) oder Aerosoleinflüsse zu gewährleisten. Die entsprechend besten Modelle sind in den Gleichungen (44) - (51) wiedergegeben. Die theoretisch zu erwartenden Fehler sind zusammen mit Standardschwankungen und Mittelwerten in Abbildung 17 gezeigt (Koeffizienten und Fehler in Tabellen A17 bis A24).

$$(44) \quad w_1 = a_0 + a_1 T_4^A + a_2 (T_4^A - T_5^A) + a_3 (T_8^H - T_{10}^H) \quad 1000/950 \text{ hPa}$$

$$(45) \quad w_2 = a_0 + a_1 (T_4^A - T_5^A) + a_2 (T_8^H - T_7^H) + a_3 (T_8^H - T_{10}^H) \quad 950/900 \text{ hPa}$$

$$(46) \quad w_3 = a_0 + a_1 (T_4^A - T_5^A) + a_2 T_7^H + a_3 (T_8^H - T_{10}^H) \quad 900/850 \text{ hPa}$$

$$(47) \quad w_4 = a_0 + a_1 (T_4^A - T_5^A) + a_2 T_6^H + a_3 (T_8^H - T_{10}^H) \quad 850/800 \text{ hPa}$$

$$(48) \quad w_5 = a_0 + a_1 (T_4^A - T_5^A) + a_2 T_6^H + a_3 (T_{10}^H - T_{11}^H) + a_4 (T_8^H - T_{10}^H) + a_5 r \quad 800/750 \text{ hPa}$$

$$(49) \quad w_6 = a_0 + a_1 (T_4^A - T_5^A) + a_2 T_5^H + a_3 r + a_4 (T_6^H - T_{11}^H) \quad 750/700 \text{ hPa}$$

$$(50) \quad w_7 = a_0 + a_1 (T_6^H - T_{11}^H) + a_2 (T_{11}^H - T_{12}^H) + a_3 (T_6^H - T_5^H) \quad 700/650 \text{ hPa}$$

$$(51) \quad w_{11} = a_0 + a_1 (T_{10}^H - T_{11}^H) + a_2 (T_6^H - T_{11}^H) + a_3 T_{11}^H + a_4 r_4 \quad 500/450 \text{ hPa}$$

$$r_4 = \frac{T_6^H - T_4^H}{T_6^H - T_5^H}$$

Wie bereits oben grob abgeschätzt liegen die Standardfehler bei etwa 15 bis 30% des Gehaltes. Auffallend gut schneidet die Ableitung des Gehaltes in der untersten Schicht ab. Dies liegt an der maritimen Färbung des Datensatzes, in dem die Feuchte der untersten Schicht gut mit der Oberflächentemperatur korreliert ist (Koeffizient = 0.94). Damit wird die Variabilität der strahlungsrelevanten Parameter eingeschränkt. Über kontinentalen Gebieten mit entkoppelten Feuchte-

und Temperaturverhältnissen sind also größere Fehler als die hier abgeleiteten zu erwarten.

An den Auswertemodellen (44) bis (51) wird wiederum deutlich, daß die "split-window" Kanäle wesentlich zur Klärung der Wasserdampfverhältnisse beitragen. Ohne sie wären weitaus größere Fehler anzugeben.

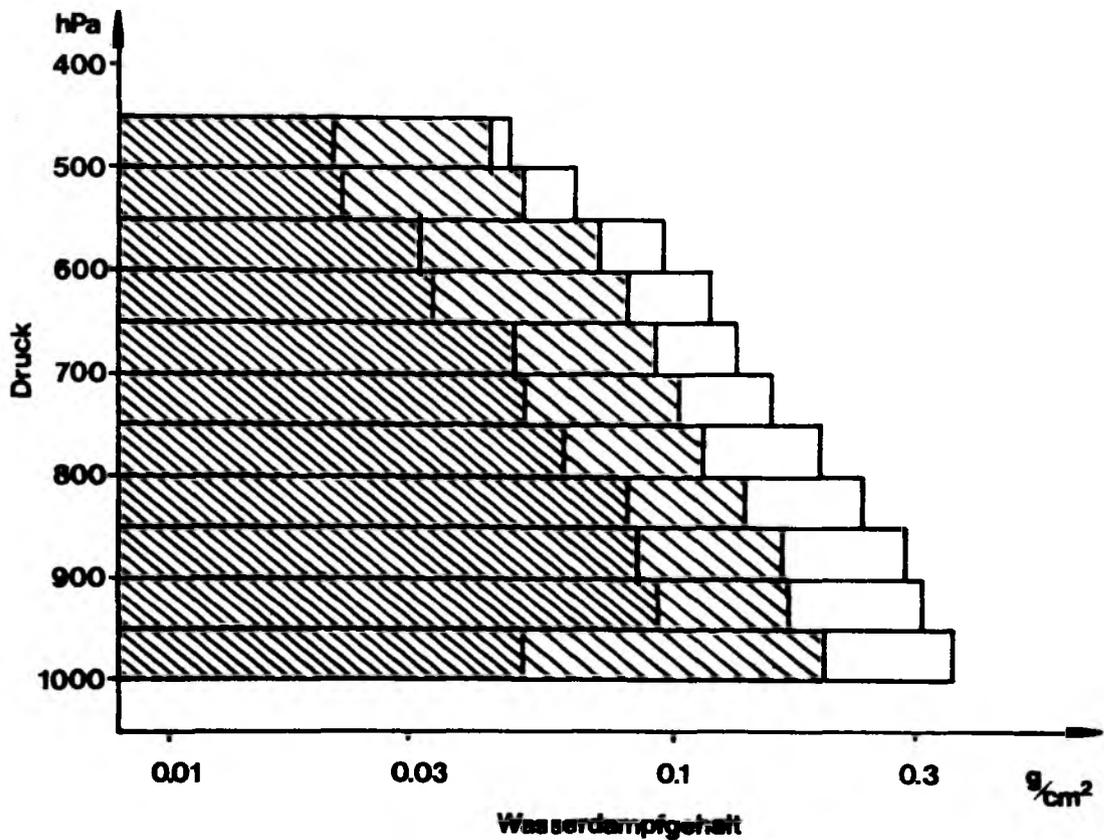


Abbildung 17: Mittelwert (außen), Standardabweichung (Mitte) und aus statistischen Ansätzen (44) bis (51) ableitbare Genauigkeit (Standardabweichung, innen) des Wasserdampfes in 50 hPa breiten Schichten

## 11.2 Zwangs- und Randbedingungen

Mit den im vorangegangenen Abschnitt gezeigten statistischen Ansätzen sind erste Schätzungen des Temperatur- und Wasserdampfprofils zu gewinnen, die schon gute Ergebnisse liefern, aber noch verbesserungsfähig sind. Hierzu dienen Zwangs- und Randbedingungen, welche die Profile in gegebene physikalische Gesetzmäßigkeiten einpassen und so dem wahren Atmosphärenzustand ähnlicher machen.

Der wesentlichste Zwang ist oben schon angesprochen, nämlich die Erfüllung der Gesetzmäßigkeiten der Strahlungsübertragung. Die aus dem strahlenden System hervorgehende Strahlung soll innerhalb des Radiometerrauschens mit der Strahlung am Satelliten identisch sein.

Bedingungen, die schon in die statistische Auswertung eingehen, sind die Unterscheidungen nach verschiedenen Blickwinkeln und nach Ozean- oder Landoberflächen. Diese Kenntnisse, in der Anwendung gehen sie direkt aus der Scaangeometrie und der Navigation der Messungen hervor, fließen dann ebenfalls in das Iterationsschema ein. Ebenso ist die Orographie der Erde nach geographischen Koordinaten katalogisiert, sie bildet eine weitere entscheidende Randbedingung.

Ist einmal eine erste Schätzung der Atmosphärenparameter erfolgt, können weitere Bedingungen formuliert werden. So soll das abgeleitete Temperaturprofil nicht überadiabatisch sein, da solche Atmosphärenzustände nur in kleinen Raum- und Zeitskalen existieren, niemals aber über horizontale Flächen von HIRS-Pixelgröße aufrechterhalten werden. Derart labile Zustände bauen sich unmittelbar durch vertikale Umschichtung selbst wieder ab. Ist diese Bedingung erfüllt, wird das Profil vorläufig akzeptiert und liefert dann ein Profil des Sättigungs-Wasserdampfgehaltes. Damit ist eine obere Grenze für den Wasserdampfgehalt gegeben. Die untere Grenze liegt bei Null.

Ein weiterer Zwang auf das Wasserdampfprofil bilden die für größere Schichten abgeleiteten Gehalte sowie der atmosphärische Gesamtgehalt an Wasserdampf. Ihre Werte sollen innerhalb ihrer Fehler vom aufsummierten Profil eingehalten werden. Dabei ist allerdings noch zu entscheiden, was der "Fehler" ist. Der Standardfehler, oben jeweils angegeben, gebietet einen scharfen Zwang, in dem aber in Wirklichkeit nur 67% aller Fälle zu liegen brauchen. Seine Annahme als Schranke würde das Profil also reichlich weit zur Normalität zwingen und andere, durchaus mögliche, aber seltenere Fälle ausschließen. Deshalb wird hier eine Grenze von

drei Standardabweichungen angenommen, die also 99% aller Vorkommnisse abdecken soll.

Die Oberflächentemperatur wird zur unteren Randbedingung erklärt. Sie selbst wird während der Iteration nicht mehr verändert; ihrem Fehler wird aber noch Rechnung getragen.

Schließlich wird noch eine Zwangsbedingung formuliert, die der Tropopausenhöhe Rechnung trägt und möglicherweise das Temperaturprofil in der oberen Troposphäre verbessert. Die Tropopausenhöhe ist eng an die troposphärische Mitteltemperatur geknüpft. Allgemein haben kalte Atmosphären tiefe, warme haben hohe Tropopausen. Ein einfacher linearer Ansatz, der diese beiden Größen miteinander verbindet, sollte also die Tropopausenhöhe festlegen.

$$(52) p_{Trop} = a_0 + a_1 T_m$$

wird für verschieden breite troposphärische Schichten untersucht, wobei die planetarische Grenzschicht à priori ausgeklammert wird, da sie zu sehr den kurzzeitigen diabatischen Einflüssen unterliegt, die sich nicht sofort auf die gesamte Troposphäre erstrecken. Beste Ergebnisse lassen sich also mit den Temperaturen zwischen 850 und 350 hPa erzielen. Der Fehler in der so festgestellten Tropopausenhöhe ist etwa 40 hPa bei Anwendung der Koeffizienten  $a_0 = 101 \text{ hPa}$  und  $a_1 = -4.826 \text{ hPa/}^\circ\text{C}$ .

Während der Iterationen bleiben die Zwänge entweder erhalten wie die Gesamtwasserdampf- Gehalte, Nullgehalt, adiabatischer Zwang, Oberflächentemperatur, Blickwinkel und Untergrund, oder müssen jeweils neu formuliert werden, wie Sättigungs- Wasserdampfgehalt und Tropopausenniveau.

Weitere Zusatzinformationen, die auf Informationen über den aktuellen Zustand der Atmosphäre aus anderen Quellen basieren, fließen nicht in das Auswerteschema ein, ließen sich aber ohne weiteres einbeziehen. So könnten Vorhersagefelder aus dynamischen Prognosemodellen die ersten Schätzprofile verbessern und so auch das Endergebnis positiv beeinflussen. Darauf wird jedoch verzichtet, um die aus den Messungen abgeleiteten Informationen nicht zu verschleiern.

### 11.3 Theoretischer Gütetest

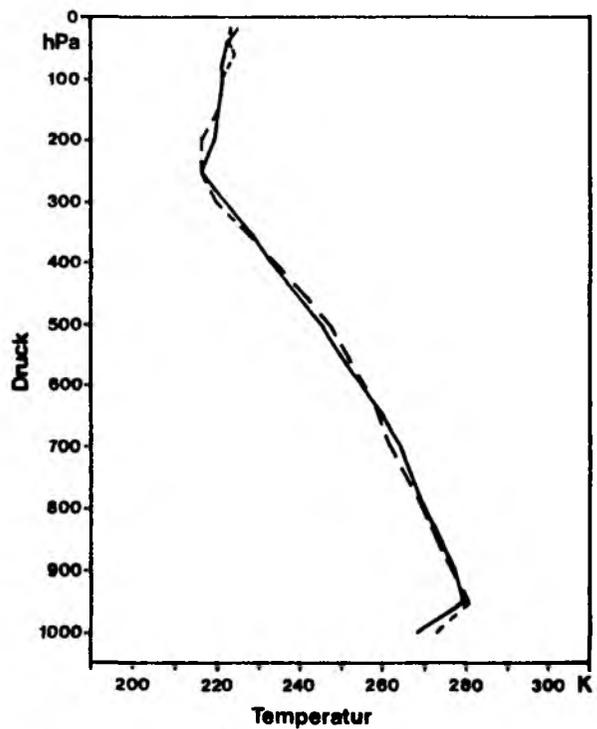
Neben den bereits aufgelisteten Fehlern aus der Regressionsanalyse ist zu testen, wie gut das Iterationsschema arbeitet. Hierfür werden die für die 182 Testfälle berechneten Helligkeitstemperaturen mit entsprechendem Radiometerrauschen versehen und in das Auswerteschema eingegeben, um dann auf die Profile zurückzuschließen. Ein anschließender Vergleich mit den Originalprofilen liefert dann eine Abschätzung für zu erwartende Fehler bei Anwendung des Verfahrens.

Beim Blick auf einzelne Situationen sind bereits Vor- und Nachteile des Verfahrens für Temperaturprofile zu erkennen, wie die Abbildungen 18 zeigen. Durchgezogen sind jeweils die Originalprofile, gestrichelt die aus den simulierten Messungen zurückgewonnenen Profile. Letztere geben den Verlauf der ursprünglichen Temperaturprofile gut wieder. Das Verfahren ist fähig, Bodeninversionen zu erkennen, abgehobene, schwache Inversionen sind nicht wiederzuerkennen. Die Tropopause wird allgemein durch eine abgerundete Form gekennzeichnet, ihr Niveau aber gut wiedergefunden.

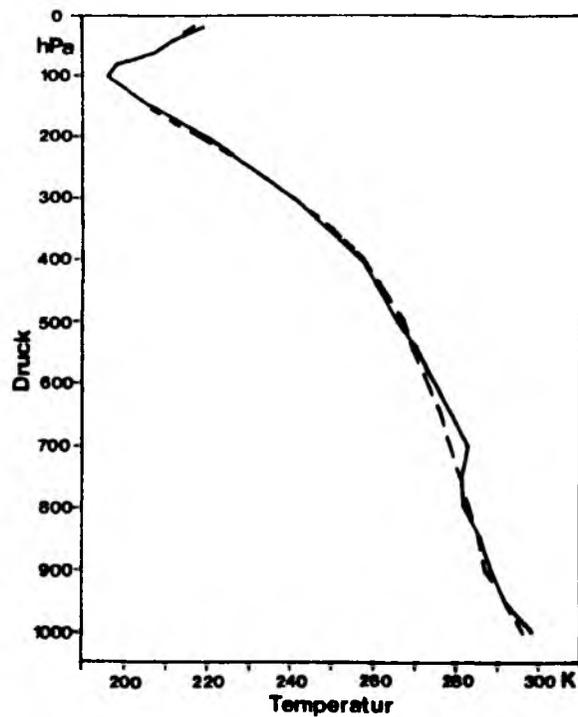
Fehlerprofile sind in Abbildung 19 gezeigt. Sie geben für einzelne Stadien der Rückgewinnung die mittleren quadratischen Fehler an den Hauptstützen wieder. Bemerkenswert klar geht hervor, daß das schon gute Startprofil, gewonnen mit Hilfe der Regressionsmethode insbesondere an der Oberfläche noch drastisch zu verbessern ist, wenn die Oberflächentemperatur gut bestimmt wurde und so in den physikalischen Iterationen als untere Randbedingung einfließen kann. Weiterhin ist zu erkennen, daß in der unteren Stratosphäre keine Verbesserungen zu erwarten, ja sogar Verschlechterungen in Kauf zu nehmen sind. In der mittleren Troposphäre liefert die Anwendung des adiabatischen Zwanges und des Tropopausenzwanges weiter verbesserte Profile.

Beim Wasserdampfprofil ist durch die Relaxation keine einschneidende Verbesserung erhalten worden. Dies liegt an der starken Variation der Gewichtsfunktion mit dem Wasserdampfgehalt und der Temperatur. Untersuchungen, die dahin gehen, die Stützstellen für die Relaxation der jeweiligen Situation variabel anzupassen, sind nicht unternommen worden. Wohl aber sind leichte Verbesserungen im Wasserdampfprofil bei Anwendung der Zwangsbedingungen zu erkennen. Die gezeigten Fehlerprofile gelten für ozeanische Bedingungen, gesehen im Nadirblick der Radiometer.

a



b



c

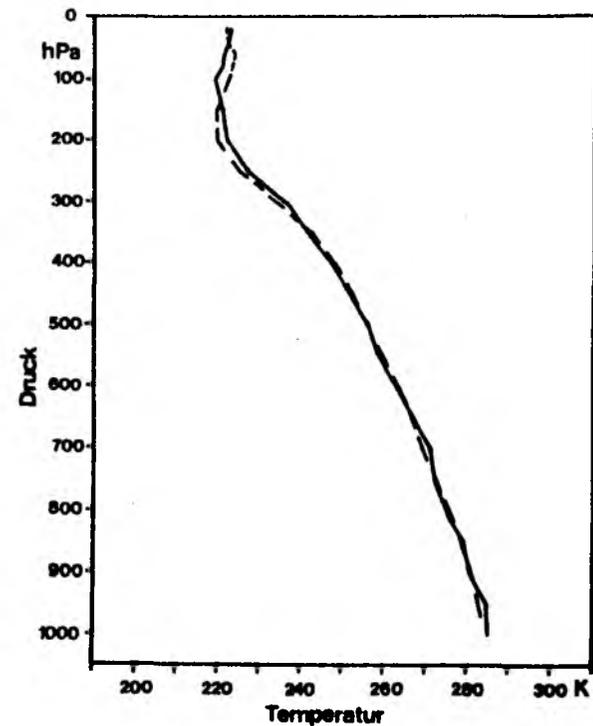


Abbildung 18: Simulation der Rückgewinnung einzelner Temperaturprofile aus dem modellierten Strahldichtesatz (durchgezogen: wahres Profil, gestrichelt: abgeleitetes Profil)

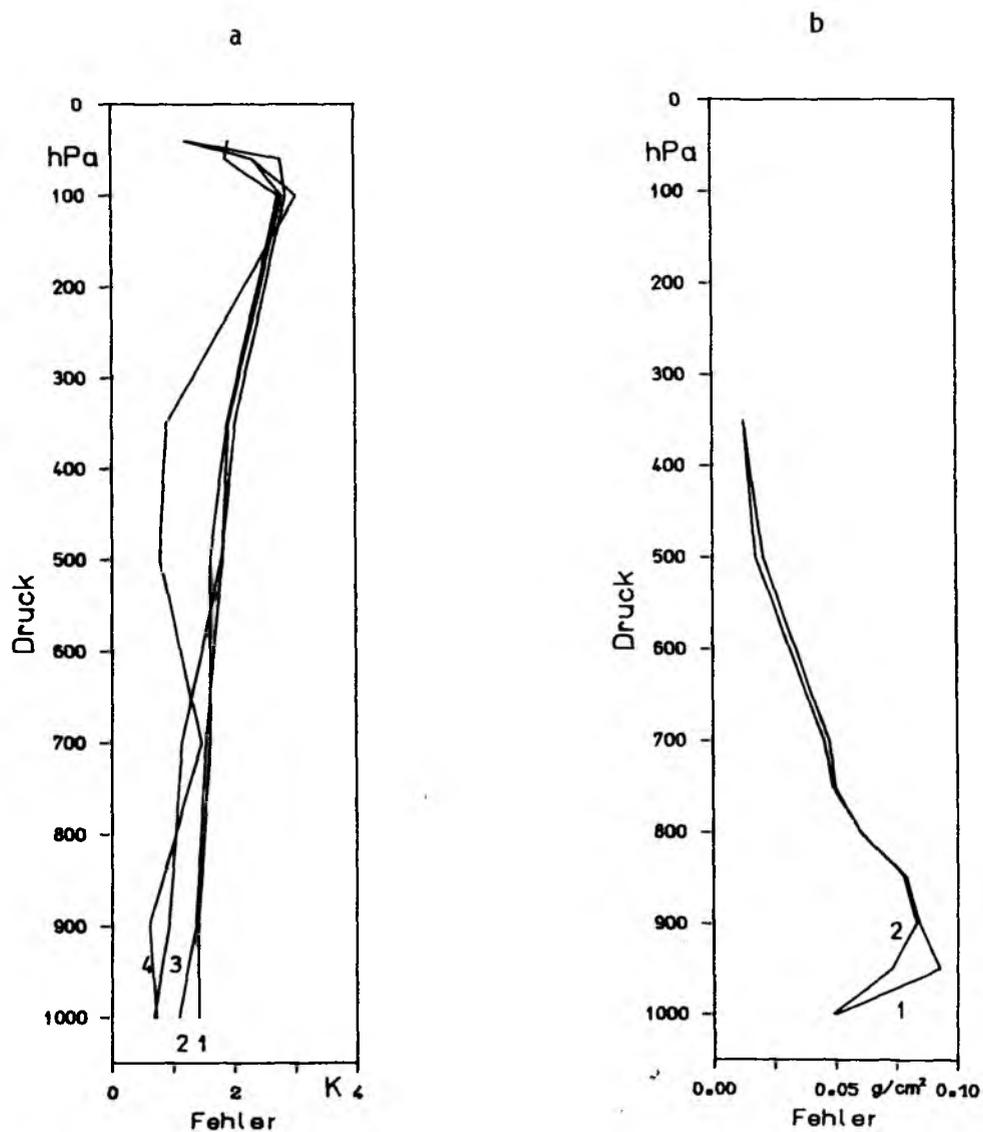


Abbildung 19: Fehlerprofile für Temperatur (a) und Wasserdampfgehalt (b)  
Temperatur: 1: Schätzprofil; 2: nach einer Iteration; 3: nach zwei Iterationen; 4: nach zwei Iterationen mit Zwangsbedingungen  
Wasserdampf: 1: Schätzprofil; 2: mit Zwangsbedingungen

Fehlerprofile für andere Verfahren von anderen TOVS-Nutzern sind von LeMarshall (1985) zusammengefaßt worden. Dort liegen die Fehler im Temperaturprofil in den meisten Fällen (Vergleich Satellit - Radiosonde) zwischen 2 und 3 K, wobei an der Oberfläche und in der Tropopausenregion die größten Differenzen auftraten. Dagegen scheinen die hier abgeleiteten Fehler sehr klein zu sein. Dies liegt an der rein theoretischen Betrachtung, in der keine Restwolken, keine unbekannte Aerosolextinktion und auch keine Meßfehler des Vergleichssystem Radiosonde berücksichtigt sind.

## 12. Wolkenerkennung und -eliminierung

Haupthindernis in der Anwendung der Infrarotfernerkundung bilden die Wolken. Bisher wurden lediglich Auswerteverfahren abgeleitet, die von Wolken völlig unbeeinflusste Messungen zugrunde legen. Generell aber sind Radiometermessungen nicht allein von der Strahlung aus dem klaren Oberflächen/Atmosphäre-System bestimmt, sondern ihre Informationen werden mehr oder weniger von Wolken maskiert. Solche Messungen sind zunächst einmal zu erkennen, um sie dann entweder unberücksichtigt zu lassen oder gesondert von den unter "klaren" Verhältnissen gewonnenen Messungen zu behandeln, etwa Entwölkungsmethoden anzuwenden, um für wolkendurchsetzte Pixel solche Strahldichten zu berechnen, die das Radiometer gesehen hätte, wenn keine Wolken da wären. Verfahren dieser Art sind jedoch nur dann einzusetzen, wenn der Bewölkungsgrad eines Pixels hinreichend klein ist und so überhaupt Informationen von unterhalb der Wolken zum Radiometer dringen. Es ist klar, daß in total mit optisch dicken Wolken besetzten Pixeln keine Information über Temperatur- oder Wasserdampfverhältnisse unterhalb der Wolken über den infraroten Strahlungstransport den Satelliten erreicht.

Zunächst sind also Wolkenerkennungsverfahren auf die Daten anzuwenden, um danach als bewölkt erkannte Pixel zu eliminieren und die klaren Pixel allein weiterzuverarbeiten oder gesondert zu behandeln (Entwölkung).

## 12.1 Wolkenerkennung

Sowohl das AVHRR als auch das HIRS sind mit Fensterkanälen im solaren und infraroten Spektralbereich ausgestattet, um Wolken zu erkennen. Von seiner räumlichen Auflösung her ist das AVHRR natürlich besser geeignet diese Aufgabe zu erfüllen, insbesondere bei Verknüpfung der beiden Radiometer Aufschluß über Bewölkungsgrade innerhalb eines HIRS-Pixels zu geben.

Grob lassen sich die Erkennungsverfahren in zwei Gruppen einteilen. Die Schwellwertmethoden, auf Einzelpixelbasis arbeitend, gehen davon aus, daß Wolken stärker reflektieren als die Unterlagen (solar), kälter sind als die Unterlagen (infrarot) und vom Mischbereich zum infraroten Bereich hin an Streuvermögen verlieren. Die erste Tatsache ist tagsüber gut anwendbar (Saunders, 1985), die letzte (Mischbereich/Infrarot) nachts (Olesen und Graßl, 1985). Der Infrarotbereich steht immer für entsprechende Verfahren zur Verfügung. So sind zu jeder Tageszeit immer zwei verschiedene Methoden anwendbar, die sich gegenseitig ergänzen. Andererseits existieren Kohärenzmethoden (Viehoff, 1984; Saunders, 1985), die Vergleiche zwischen benachbarten Pixeln anstellen und Clusteranalysen (Phulpin et al., 1983), die viele Pixel auf statistischer Basis untersuchen und so Wolken oder Bodenparameter für ein größeres Gebiet festlegen.

Hier sollen Schwellwertmethoden zur Anwendung kommen, da sie Informationen einzelner Pixel besser erhalten als die anderen Verfahren. Ein Nachteil dieser Schwellwertmethoden liegt in der Festlegung geeigneter Schwellwerte für Reflexionsvermögen (im solaren Bereich) und Helligkeitstemperaturen (im infraroten). In beiden Spektralbereichen schwankt zum Beispiel über dem Ozean das Reflexionsvermögen mit den Blickwinkeln von geringen Werten im Nadir zu höheren am Rand. Im solaren Bereich gehen darüber hinaus Schwankungen des Sonnenstandes direkt in die Beobachtungen ein. Die Folge sind fluktuierende Schwellwerte, die fast immer der Situation angepaßt festzulegen sind. Deshalb werden sie hier dynamisch gehalten und in jeder neuen Situation neu festgelegt. Dies geschieht am besten interaktiv an einer Bildverarbeitungsanlage, wo die Meßdaten entsprechend ihrer räumlichen Verteilung zu einem Bild angeordnet werden und die jeweiligen Messungen als Hell/Dunkel- bzw. Farbinformationen dargestellt sind. Das menschliche Auge ist dann am besten dazu geeignet, die vorhandenen Strukturen und deren Kontraste in "bewölkt/klar"-Informationen zu transformieren und entsprechende Schwellwerte festzulegen.

Es besteht jedoch die Forderung nach einem objektivierten Verfahren, ohne Mensch/Computer-Wechselwirkung Grenzwerte für festgelegte Gebiete zu bestimmen. Hierfür werden Häufigkeitsverteilungen in den jeweiligen Kanälen untersucht. Fast immer sind in diesen Verteilungen deutlich separierte Häufungen (Cluster) auszumachen, die eine Unterscheidung nach Ozean, Land und Wolken möglich macht, ja oft sogar noch eine Unterscheidung von Wolkentypen zuläßt. Hier ansetzend wird nun ad hoc festgelegt, daß die jeweils wärmsten bzw. dunkelsten Häufungen die Oberfläche kennzeichnen. Der entsprechende Schwellwert ist also beim ersten "ausgeprägten" Minimum festzulegen. Die Klasseneinteilung der Histogramme richtet sich nach dem Radiometerrauschen, sollte aber so gewählt werden, daß jeweils zwei benachbarte Klassen deutlich zu einer Häufung gehörig anzusehen ist, aber daß auch nicht zu viel Informationen im Grenzbereich bei zu großer Klassenbreite verloren gehen. Als geeignet stellten sich die Klassenbreiten 0.2% im Kanal 1 und 0.5 K im Kanal 5 heraus. Beim interaktiven Arbeiten mit den Daten kristallisiert sich heraus, daß ein Minimum "ausgeprägt" ist, wenn nach oben und unten jeweils zwei benachbarte Klassen existieren, die größere Häufigkeiten zeigen. Beispiele einer dynamischen Schwellwertfestlegung für drei Situationen in einem Tagüberlauf zeigt Abbildung 20. Die Gebiete grenzen eng aneinander, sodaß die gleichen Oberflächenverhältnisse bei verschiedenen Bewölkungen zu erwarten sind. Der erste Fall (20a) ist gekennzeichnet durch niedrige und hohe Bewölkung, die sehr dicht ist. Die zweite Situation (20b) zeigt sehr durchbrochene tiefe Bewölkung, während drittens (20c) eine Wolkenfront mit vorwiegend hoher Bewölkung in das betrachtete Gebiet reicht. In allen drei Fällen sind sowohl im sichtbaren Bereich als auch im infraroten geeignete Schwellwerte gut festzulegen, angedeutet durch kleine Pfeile im Histogramm. Verwendet wurden jeweils etwa 10000 Pixel. Die Methode arbeitet aber auch schon gut bei 300 Pixeln, wenn das Augermerk auf ein einzelnes HIRS-Pixel gelegt ist. Bei der Auswahl des zu wählenden Gebietes, falls es nicht automatisch durch ein HIRS-Pixel definiert ist, sollte nach Möglichkeit auf Einheitlichkeit der Oberfläche geachtet werden. Gemischte Land- und Wasserflächen führen beispielsweise im Sichtbaren zur Interpretation der freien Meeresflächen als unbewölkte Gebiete und schieben vorhandene Landflächen zu den Wolken.

Nach Festlegung der Schwellwerte müssen diese noch angewendet werden. Die verschiedenen Spektralbereiche reagieren unterschiedlich auf verschiedene Wolkentypen. Während dünne Cirren im solaren Spektralbereich kaum auffallen, treten sie im infraroten deutlich hervor. Andererseits zeigen sehr tiefe Wolken

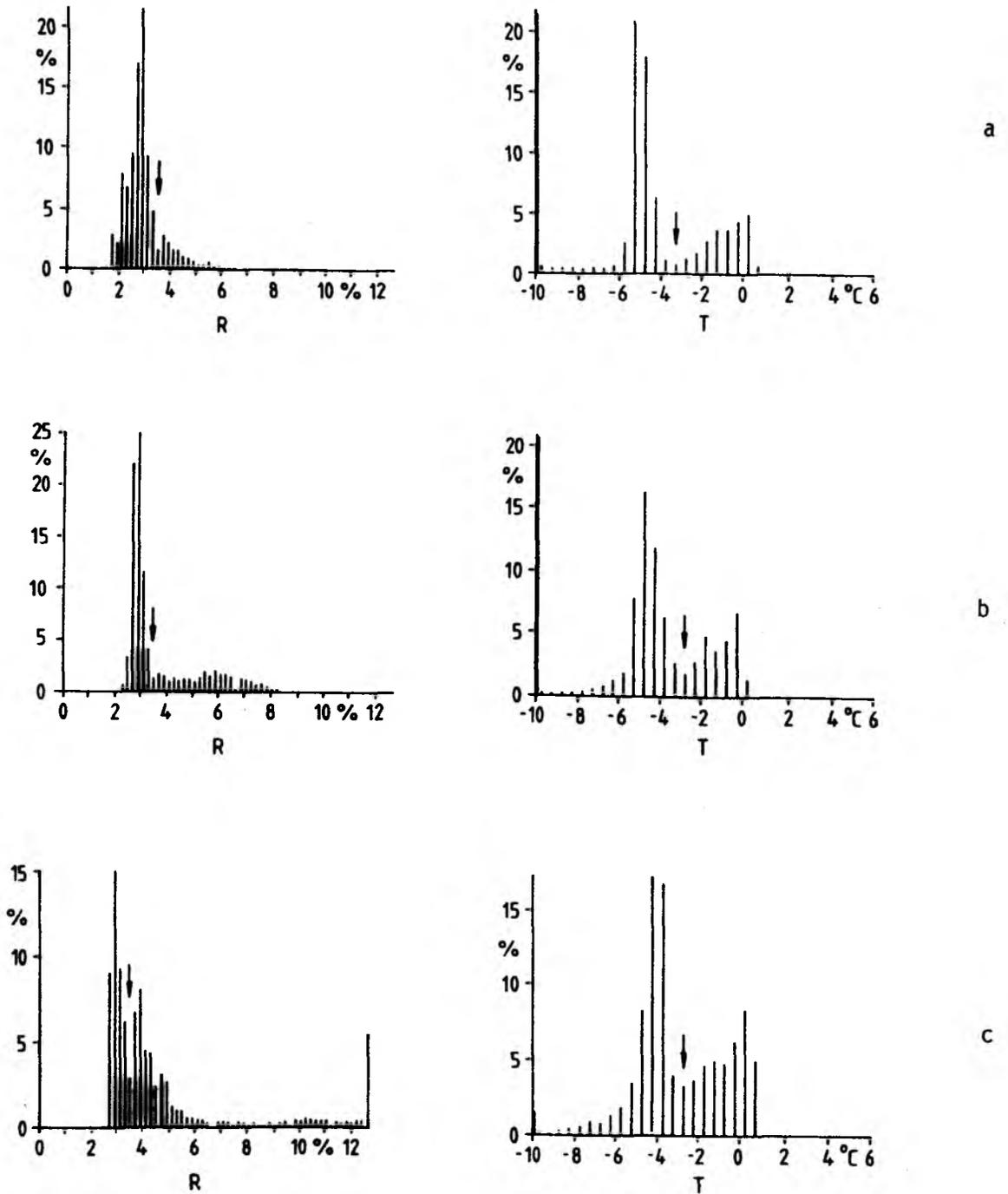


Abbildung 20: Beispiele für dynamische Schwellwertfestlegungen in Histogrammen der AVHRR-Kanäle 1 und 5

ähnliche Temperaturen wie die darunter liegende Oberfläche, machen sich im Infraroten also nicht bemerkbar, doch zeigen sie im Sichtbaren so starke Reflexionseigenschaften, daß sie mit größter Wahrscheinlichkeit entdeckt werden. Demnach ist es ratsam, sich nicht auf einen einzelnen Wolkentest zu verlassen, sondern mehrere gleichzeitig zu verwenden. Je nach äußeren Bedingungen bieten sich tagsüber solarer und infraroter Spektralbereich an, nachts die gemeinsame Information aus dem Mischbereich bei  $3.7 \mu\text{m}$  zusammen mit den reinen Infrarotmessungen. Im folgenden werden die Pixel als wolkenfrei anerkannt, welche zwei Tests gut überstehen.

Schwierigkeiten machen Gebiete, die sowohl Wasser- als auch Landoberflächen umfassen, erzwungenermaßen bei HIRS-Pixeln vorkommend. Hier bietet sich bei Tag die Möglichkeit der Teilung des Datensatzes nach dem Oberflächentyp. Das AVHRR besitzt zwei Kanäle im solaren Spektrum, die eine Land/Meer-Unterscheidung möglich machen. Während über dem Ozean die Oberflächenreflexion zum nahen Infrarot hin abfällt und so kleinere Meßwerte im AVHRR-Kanal 2 produziert als im Kanal 1, verhalten sich die Messungen über Land umgekehrt. Bei etwa  $0.7 \mu\text{m}$  zeigt das Chlorophyll einen stärkeren Anstieg der Reflexion, was natürliche Oberflächen im Kanal 2 heller erscheinen läßt als im Kanal 1. Der entsprechende Schwellwert in der Differenz der Strahlung beider Kanäle schwankt wiederum etwas je nach Vegetation, ist aber gut nach oben beschriebener Histogrammmethode festzulegen (Abbildung 21).

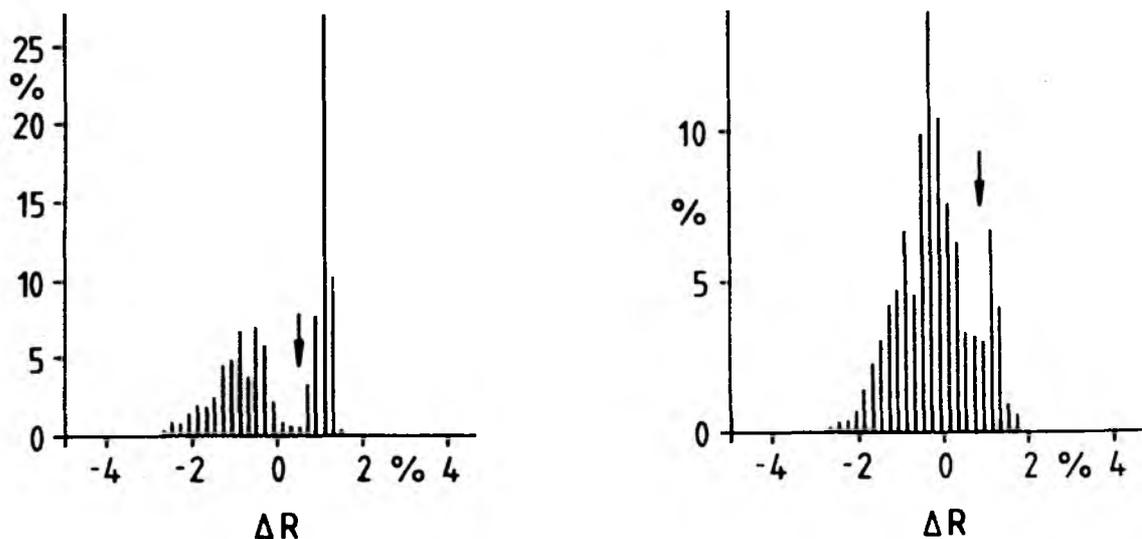


Abbildung 21: Beispiele für Land/See-Unterscheidungen durch dynamische Schwellwertfestlegungen in Histogrammen der AVHRR-Kanaldifferenzen (Kanal 1 - Kanal 2)

Die Land/Meer-Unterscheidung versagt an stark bebauten Küsten. Bei Nacht ist ein ähnliches Verfahren mit anderen Kanalkombinationen nicht möglich, da in den Infrarot- oder Mischkanälen keine so signifikanten Reflexionseigenschaften existieren.

Weitere Wolkenerkennungsverfahren sind für die Auswertung des HIRS interessant. Ist nämlich mit Hilfe des AVHRR einmal ein HIRS-Pixel als teilweise bewölkt erkannt worden, ist dieses nicht notwendigerweise sofort zu eliminieren. Es ist durchaus möglich, daß nur ein Teil der Kanäle betroffen ist. Bei tiefer Bewölkung mögen nur die Fensterkanäle kontaminiert sein, während der Rest aufgrund höher liegender Gewichtsfunktionen überhaupt keine Wolken sieht. In diesem Fall kann immer noch über den Wolken ein Profil des atmosphärischen Zustandes abgeleitet werden, oder wenn nur der Fensterkanal teilweise mit Wolken besetzt ist, läßt sich die entsprechende Information noch aus den AVHRR-Messungen ableiten.

Die Wolkenerkennung mit HIRS nutzt dessen Spektralinformationen, daß nämlich die Gewichtsfunktionen der einzelnen Kanäle sich im klaren Fall deutlich unterscheiden und damit auch die gemessenen Helligkeitstemperaturen. Im bewölkten Fall nun werden je nach Dicke und Höhe der Wolke die Gewichtsfunktionen der betroffenen Kanäle nach oben hin verschoben. Das hat zur Folge, daß die Helligkeitstemperaturen benachbarter Kanäle (aus dem Satz zur Temperatursondierung) sich nähern und bei hohen, dicken Wolken sich sogar gleichen. Ein Maß für die Kanaldifferenzen in unbewölkten Situationen ist wieder durch die Simulation der 182 Testfälle gegeben. Mittelwerte und Standardabweichungen der Differenzen liefern die Repräsentation der klaren Verhältnisse, gegeben in Tabelle A25. In der Anwendung wird eine Grenze von drei Standardabweichungen gewählt, um die die mittleren simulierten Differenzen unterschritten werden dürfen. Voraussetzung hierfür ist eine gute Kalibration der Kanäle untereinander, was durch die ständige Absoluteichung der Messungen mit Hilfe von Vergleichsschwarzkörpern gewährleistet ist.

Die Anwendung bestätigt dann, daß oft wirklich nur die Fensterkanäle wolkenkontaminiert sind und bei Annahme der Entscheidung "bewölkt" für den ganzen Datensatz eines betroffenen Pixels viel Informationen verloren gehen. So läßt sich die Ausbeute an Infrarotmessungen oftmals verdoppeln, wenn teilweise mit tiefen Wolken besetzte HIRS-Pixel noch verwendet werden können. Dies ist insbesondere dann gegeben, wenn der HIRS-Fensterkanal durch den entsprechenden AVHRR-Kanal ersetzbar ist.

## 12.2 HIRS-Entwölkung

Nachdem ein HIRS-Pixel als teilweise bewölkt erkannt wurde, besteht oft der Wunsch, dies doch noch weiter zu benutzen, indem versucht wird, die Strahldichte unter bestimmten Annahmen so umzurechnen, wie sie über einer völlig klaren Atmosphäre gesehen worden wäre.

Prominenteste Methode zu diesem Zweck ist das sogenannte  $N^*$ -Verfahren. Es basiert auf der fehlenden räumlichen Kohärenz der Strahlung bewölkter Gebiete. Die Methode wurde zuerst von Smith (1968) eingeführt und später mehrmals verfeinert (McMillin, 1978; Aoki, 1980; 1982). Unter der Annahme, daß die Strahlung in einem Kanal nur aufgrund des unterschiedlichen Bewölkungsgrades von einem Pixel zum benachbarten variiert und der Voraussetzung, daß nur eine, horizontal homogene Wolkenart existiert, läßt sich die klare Strahldichte in den benachbarten Pixeln abschätzen.

Aus

$$(53) \quad \begin{aligned} I_1 &= N_1 I_{Wolke1} + (1 - N_1) I_{klar1} \\ I_2 &= N_2 I_{Wolke2} + (1 - N_2) I_{klar2} \end{aligned}$$

mit  $I_1, I_2$  = gemessene Strahldichten in benachbarten Pixeln 1 und 2

$I_{Wolke}$  = Strahldichte von der Obergrenze einer schwarz emittierenden Wolke

$I_{klar}$  = Strahldichte aus der klaren Atmosphäre

$N$  = Grad der äquivalenten schwarzen Bewölkung

und den Annahmen  $I_{Wolke1} = I_{Wolke2}$

$I_{klar1} = I_{klar2} = I_{klar}$

folgt

$$(54) \quad I_{klar} = \frac{I_1 - N^* I_2}{1 - N^*}$$

mit  $N^* = N_1/N_2$ .

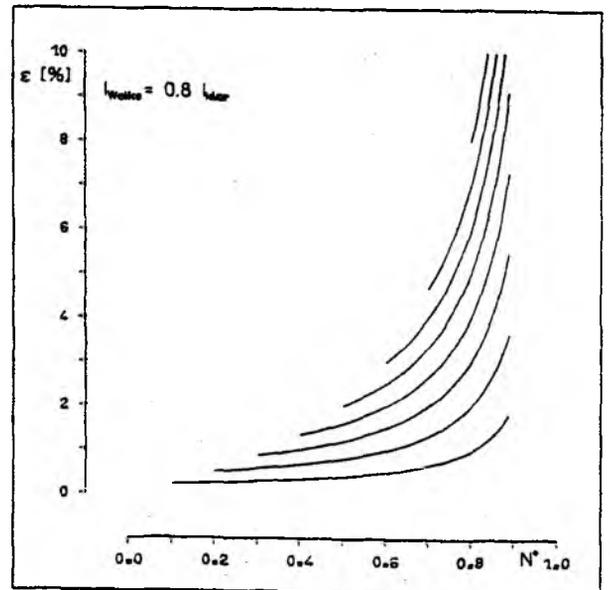
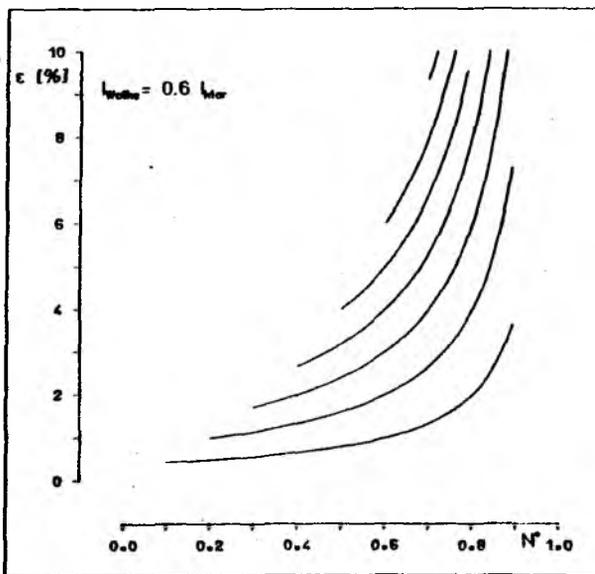
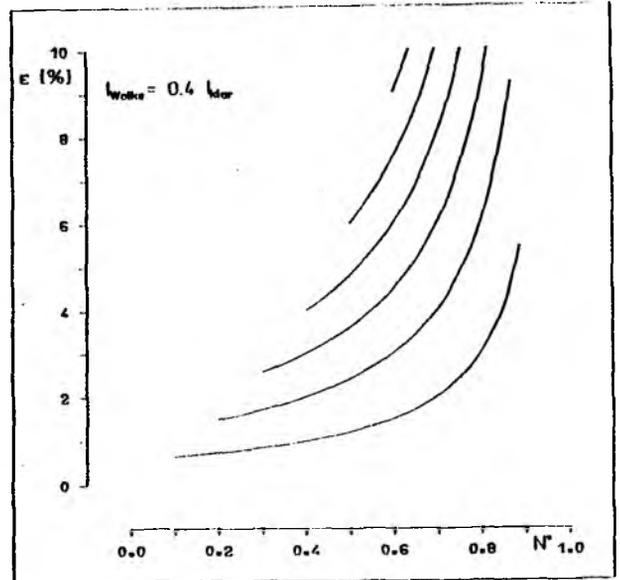
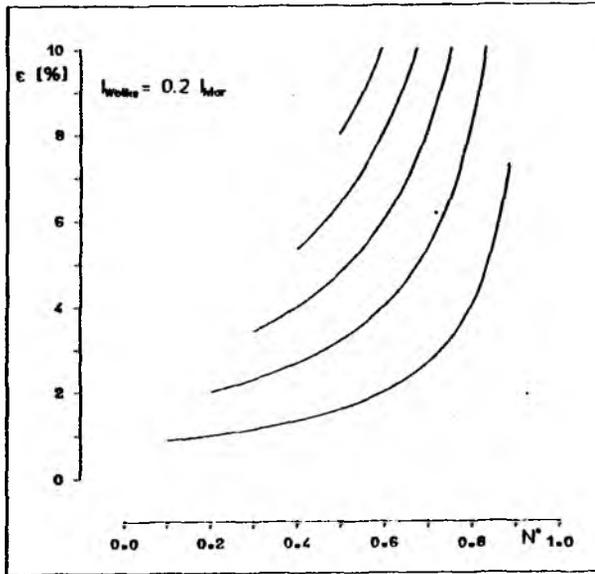


Abbildung 22: Fehler in der abgeleiteten Strahldichte als Funktion von  $N^*$  für verschieden hohe Wolken. Jede Kurve repräsentiert einen verschiedenen Wert für  $N_1$ . Der aktuelle Wert ist identisch mit dem kleinsten  $N^*$  der jeweiligen Kurve.

Sind die oben genannten Bedingungen erfüllt, dann hängt die Güte des Verfahrens von der Kenntnis des  $N^*$  ab. Eine Fehleranalyse

$$(55) \Delta I_{klar} = \left| \frac{\partial I_{klar}}{\partial N^*} \right| \Delta N^*$$

angewendet auf (54) gibt den Zusammenhang

$$(56) \frac{\Delta I_{klar}}{I_{klar}} = \left| \frac{I_1 - I_2}{(1 - N^*)(I_1 - N^* I_2)} \right| \Delta N^*$$

dargestellt für verschiedene  $N^*$ -Werte in Abbildung 22.

Als generelle Aussage folgt, daß je größer  $N^*$  ist und je höher (kälter) die kontaminierenden Wolken liegen, desto größere Fehler sind in den klaren Strahldichten zu erwarten. Ein völliger Fehlschlag der Methode ist zu erwarten, wenn die Bewölkung nur schwach von einem Pixel zum nächsten variiert ( $N^* \rightarrow 1$ ), denn die geforderte Genauigkeit in den Strahldichten liegt weit unter 1%. Darüber hinaus ist eher eine horizontale Fluktuation der Wolkenhöhe und gleichzeitiges Vorhandensein verschiedener Wolken zu erwarten anstelle einer einzelnen homogenen Wolkenschicht, die von Pixel zu Pixel starke Variationen im Bedeckungsgrad aufweist. Solche Unregelmäßigkeiten gehen noch verschlechternd in die Auswertung ein. Die Bestimmung des  $N^*$ -wertes ließe sich für die Fensterkanäle noch mit Hilfe des AVHRR bewerkstelligen. Beim Übergang zu anderen Kanälen sind jedoch die nächsten Schwierigkeiten zu erwarten.  $N^*$  ist nämlich nicht für alle Kanäle gleich, sondern hängt wesentlich von Wolkentyp und -höhe in Relation zur jeweiligen Gewichtsfunktion ab. Generelle Aussagen über eine Übertragungsfunktion lassen sich nicht machen, solange nichts über Transparenz und vertikale Anordnung der Wolken bekannt ist. Diese Parameter sind auch noch nicht aus dem benutzten Strahldichtesatz abgeleitet worden.

Andere Entwölkungsmethoden, die sich mit der "Klärung" von Strahldichtemessungen beschäftigen sind über objektive Analyseverfahren abgeleitet worden (Flemming und Hill, 1983; Prata, 1985). Solche Verfahren benutzen jedoch nicht die wolkenbeeinflussten Strahldichten, sondern schließen von tatsächlich klaren Messungen auf jene in bewölkten Gebieten. Diese Methoden sollen hier keine Beachtung finden, da sie ohnehin zusammen mit anderen Informationen in die Analyse meteorologischer Felder eingehen, um dort gegebenenfalls Lücken in einem Meßnetz zu schließen, das auf ein regelmäßiges Gitter interpoliert werden soll.

Eine Produktion von Strahldichten, die nur Informationen von Nachbarpixeln oder gar weiter entfernten Messungen enthalten, scheint hier nicht sinnvoll zu sein.

Eine dritte Art von Entwölkung ist die sogenannte PSI-Methode (Chedin et al., 1984), basierend auf gleichzeitigen Mikrowellen- und Infrarotmessungen des TOVS. Hier werden diejenigen Teile des Temperaturprofils durch Mikrowelleninformationen angestückt, die von den Infrarotmessungen aufgrund von Wolken nicht gesehen werden. Dies bringt allerdings ähnliche Schwierigkeiten mit sich wie die objektiven Analyseverfahren; denn es fließen keine HIRS-Informationen in das angestückte Temperaturprofil ein. Es bleibt ein Mikrowellenprofil, das in der planetarischen Grenzschicht schlechter sein muß, als ein Infrarotprofil, da die Unkenntnis der Emission der Oberfläche weitaus größer ist als im Infrarotbereich. Neueste Forschungen gehen dorthin, schwach bewölkte Strahldichten ohne weitere Manipulation direkt in geeignete Auswerteschemata einfließen zu lassen (Manschke, 1985; Thiermann, 1986). Sie nehmen damit aber größere Fehlervarianzen in Kauf. Mit entsprechenden Qualitätskennzeichen sind sie jedoch gleichberechtigt neben den völlig klaren Messungen weiter zu verwenden, da sie eigene Informationen enthalten.

Hier soll nun ein weiterer Ansatz versucht werden, wie im vorigen Abschnitt angedeutet. Da oft nur die Fensterkanäle teilweise bewölkt sind, erscheint es sinnvoll, den Kanal 8 des HIRS dann mit dem spektral ähnlich messenden AVHRR Kanal 4 zu ersetzen. Abbildung 23 zeigt die spektrale Lage der Fensterkanäle. Der HIRS Kanal 8 liegt etwa im Zentrum des 11  $\mu\text{m}$  Fensters und weist eine optimale Ausrichtung bezüglich atmosphärischer Transmission und Oberflächenemission (Ozean) auf. Die AVHRR Kanäle sind weitaus breiter, um die fehlende räumliche Integration durch die spektrale zu ersetzen, damit genug Energie vom Detektor gesammelt werden kann.

Ist einmal der Anteil klarer AVHRR-Pixel innerhalb eines HIRS-Pixels vom bewölkten Teil getrennt, kann eine mittlere klare Strahldichte berechnet werden und daraus die mittlere Helligkeitstemperatur. Mit Hilfe des Ansatzes

$$(57) \quad T_g^{H'} = a_0 + a_1 T_4^A + a_2 T_5^A$$

wird dann versucht, den Kanal 8 zu reproduzieren. Zunächst zeigt sich, daß der Kanal 5 keine signifikante Verbesserung gegenüber

$$(58) \quad T_g^{H'} = a_0 + a_1 T_4^A$$

liefert. Die Variabilität der Transmission der Atmosphäre im Spektralbereich 10 -13  $\mu\text{m}$  ist zu groß. Der Ansatz von (58) liefert aber schon eine gute Korrelation von 0.999 entsprechend einem Standardfehler von 0.12 K im Pseudo-Kanal 8. Er steigt zum Rand hin auf 0.14 K an, da der Atmosphäreneinfluß dort größer ist und damit auch die spektrale Variabilität. Die Koeffizienten für (58) sind in Tabelle A26 gezeigt.

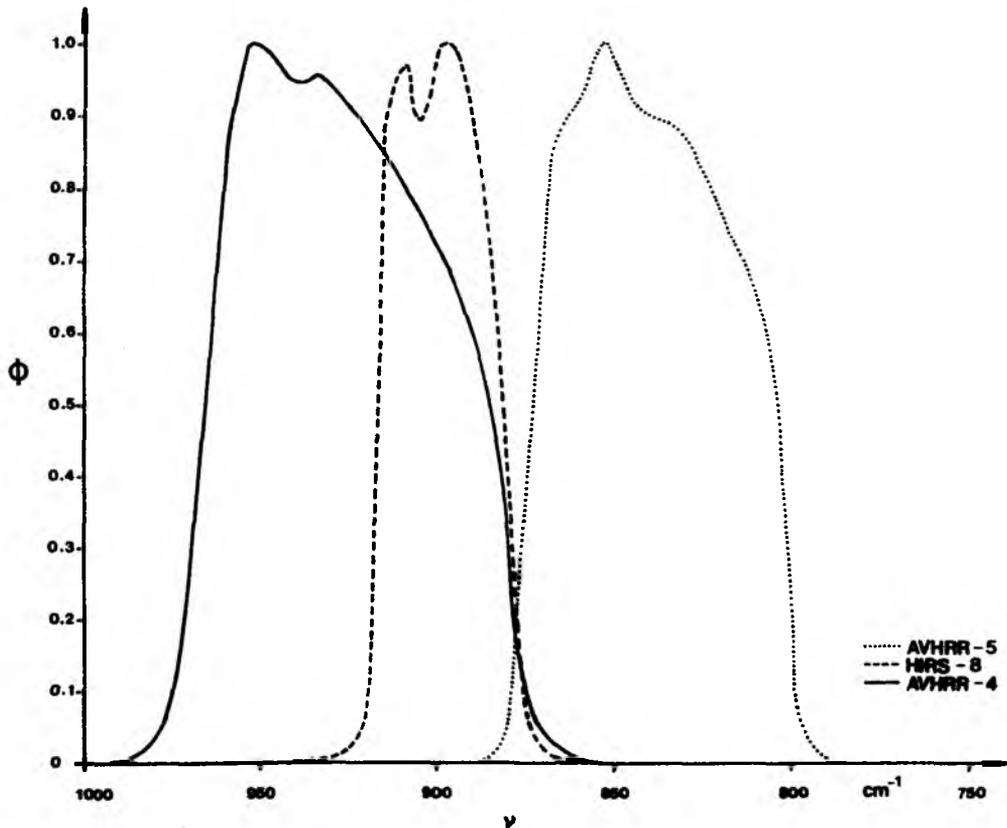


Abbildung 23: Spektrale Lage der Fensterkanäle von AVHRR und HIRS bei 11  $\mu\text{m}$

### 13. Anwendung und Vergleich mit in situ Daten

Wurden in den Abschnitten 8 bis 12 die theoretischen Grundlagen bereitgestellt, Oberflächentemperaturen sowie atmosphärische Temperatur- und Wasserdampfstrukturen abzuleiten, soll nun an einigen Beispielen gezeigt werden, daß die aus den Satellitendaten abgeleiteten Größen konsistent mit denen aus in situ Messungen abgeleiteten erscheinen. Dies geschieht lediglich für Einzelfälle, und nicht in statistischer Absicherung, die den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Vor der Anwendung ist, wie schon erwähnt, eine Anpassung der berechneten an die wahren Transmissionsfunktionen notwendig, um unberücksichtigte physikalische Effekte und numerische Ungenauigkeiten auszugleichen. Dazu werden im allgemeinen an die Transmissionsfunktionen empirisch gewonnene Koeffizienten  $\gamma$  gemäß  $\tau_{\text{korrigiert}} = \tau^{\gamma}$  angebracht (Chedin et al., 1984; Smith et al., 1984).

Dies ist hier jedoch nicht möglich, da die Koeffizienten für die Regressionsmethode mit den nicht korrigierten Transmissionsfunktionen berechnet worden sind. Stattdessen werden in der Anwendung die gemessenen Helligkeitstemperaturen mit Faktoren versehen, um sie an die in den Simulationen berechneten anzupassen. Oben erwähnte Autoren beschritten den Weg, für hunderte aus Radiosondenaufstiegen gewonnene Atmosphärenzustände und gleichzeitig herausgesuchte HIRS-Sondierungen durch Vergleich auf die gesuchten Koeffizienten zu schließen. Dieser Weg ist hier aus Zeitgründen nicht gangbar. Die eben beschriebene Prozedur wird zunächst für einige Atmosphären beschritten, um einen groben Anhalt für die Korrektur zu bekommen. Sodann wird folgende Vorstellung weiterverfolgt: Die mit Hilfe der statistischen Koeffizienten aus gemessenen Strahldichten bzw. Helligkeitstemperaturen gewonnenen Temperatur- und Wasserdampfprofile müssen im Mittel über viele Realisierungen unterschiedlichster Situationen mit den wahren Profilen übereinstimmen. Diese Annahme ist richtig, wenn der Satz aus 182 Testfällen die Realität statistisch gut repräsentiert. Nachdem nun Profile mit der statistischen Methode abgeleitet worden sind, werden aus ihnen wieder Helligkeitstemperaturen am Satelliten simuliert und zwar mit derselben Prozedur, die einst zur Ableitung der Koeffizienten benutzt wurde. Die simulierten Helligkeitstemperaturen werden dann zu den entsprechenden gemessenen ins Verhältnis gesetzt. Die Quotienten bilden dann die später anzuwendende Korrektur. Grundlagen für die Berechnung der Quotienten bilden 9005 HIRS-Sondierungen aus neun NOAA-7 Überläufen zwischen 25°N und 75°N. Die Koeffizienten sind in

Tabelle 9 zeigt. Für die AVHRR-Kanäle werden entsprechende Korrekturen nicht eingeführt, da ihre Transmissionsfunktionen hinreichend gut beschrieben sind, wie der Kanal 8 des HIRS schon andeutet.

Tabelle 9: Korrekturfaktoren zur absoluten Anpassung der berechneten Transmissionsfunktionen an wahre Werte. Gemessene Helligkeitstemperaturen in den HIRS-Kanälen sind vor der Weiterverarbeitung durch untenstehende Werte zu teilen.

---

Kanal	1	2	3	4	5	6	7	8
Korrekturwert	1.005	1.000	1.000	0.994	1.005	1.000	0.993	1.000
Kanal	10	11	12					
Korrekturwert	1.013	0.996	0.985					

---

### 13.1 Vergleichsdatensatz

Während der "Meteor"-Expedition "Nordostatlantik '84" im Zeitraum 20.10.84 bis zum 28.11.84 wurden im östlichen Atlantischen Ozean zwischen 21°N und 54°N Strahlungs- und Temperaturmessungen angestellt sowie atmosphärische Temperatur- und Wasserdampfprofile sondiert. Insbesondere wurde Wert auf sehr genaue Wassertemperaturmessungen gelegt, um sowohl die Temperatur der Oberflächenhaut als auch die Temperaturen in einigen Metern Tiefe als zeitlich hochauflösende Zeitreihe (1-Minuten-Mittel) zu erfassen. Radiosondenaufstiege fanden bis zu viermal pro Tag statt.

Daneben steht ein Satz von Oberflächentemperaturen vom nordöstlichen Pazifik während der Zeit vom 10.07.84 bis 19.07.84 zur Verfügung.

### 13.2 Meeresoberflächentemperatur

In den meisten Studien zur Verifikation von fernerkundeten Meeresoberflächentemperaturen werden Vergleiche mit in situ gemessenen Wassertemperaturen aus einigen Dezimetern bis Metern Tiefe angestellt (Bernstein und Chelton, 1985; Mc Clain et al., 1985), die entweder vom Schiff mit Schöpfthermometer manuell oder am Kühlwassereinlauf der Maschine automatisch registriert werden oder aber von Drifterbojen aus gemessen werden. In keinem Fall wurde bis jetzt der Bezug zur Temperatur der Oberflächenhaut ("Skin-Temperatur") hergestellt, der aber maßgeblich für die Infrarotstrahlung der Oberfläche ist (Hasse, 1971; Graßl, 1976; Paulson und Simpson, 1981; Robinson et al., 1984). Aufgrund des sehr hohen Absorptionsvermögens von Wasser im Infrarotbereich stammt die die Meeresoberfläche verlassende Strahlung nur aus den allerobersten Mikrometern des Ozeans. Diese Oberflächentemperatur ist eine direkte Folge der Energiebilanz an der Oberfläche, im wesentlichen bestimmt durch den langwelligen Strahlungsfluß und den latenten Wärmefluß an der Oberfläche. Beide sorgen fast ständig für eine Abkühlung der Oberfläche, da sie in die Atmosphäre gerichtet sind und produzieren so eine um etwa 0.5 K kältere Oberfläche im Vergleich zum Wasser in einigen Zentimetern Tiefe. Bei starker Sonneneinstrahlung und schwach durchmischter Deckschicht mag sich der Skineffekt scheinbar umkehren, wenn die Oberflächentemperatur mit der in einigen Dezimetern oder Metern Tiefe verglichen wird. Dies wird verursacht durch die hohe Absorption solarer Strahlung in den oberen Zentimetern, die sich dadurch erwärmen und so zusammen mit der kälteren Oberfläche zu höheren Temperaturen hin verschoben werden. Dadurch erscheint in solchen Situationen die Oberflächenhaut wärmer gegenüber den Schichten in einigen Dezimetern bis Metern Tiefe.

Während der "Meteor"-Expedition wurden sowohl die Oberflächentemperaturen als auch die Wassertemperaturen in einigen Metern Tiefe (2 m, 4 m, 7 m) gemessen. Dabei wurde Wert auf hohe absolute Meßgenauigkeit der radiometrisch gemessenen Oberflächentemperatur gelegt; es wurde mit Hilfe der bei Graßl und Hinzpeter (1975) beschriebenen Kalibrationsprozedur 1/20 K Absolutgenauigkeit erreicht, während die anderen Wassertemperaturen auf 1/80 K genau gemessen wurden. Abbildung 24 zeigt nun eine Verteilung der Differenzen zwischen Oberflächentemperatur und Temperatur in 4 m Tiefe, gewonnen während der gesamten Expeditionsdauer. Die gesamte Meßzeit war charakterisiert von relativ gut durchmischten Deckschichten; starke solare Einstrahlungssituationen zusammen mit ruhigem Wasser, das sich in den obersten Schichten aufheizen konnte, gab es

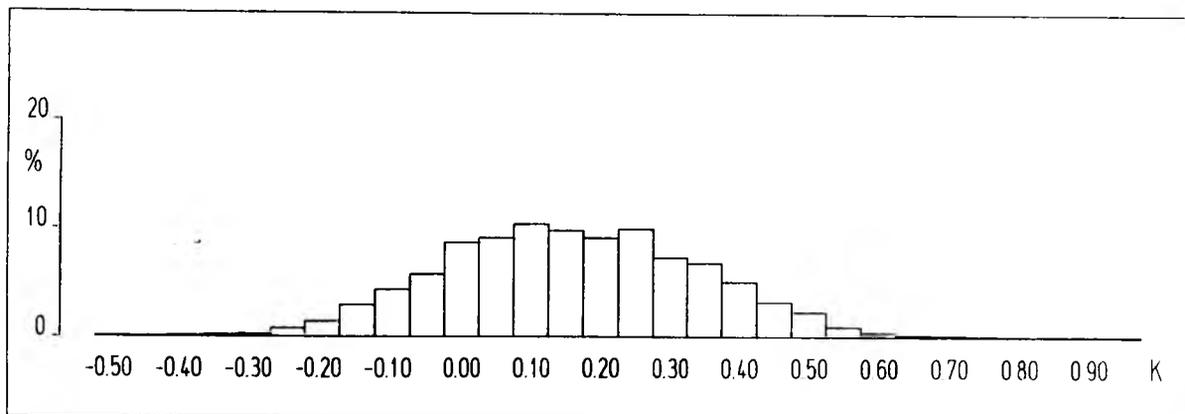
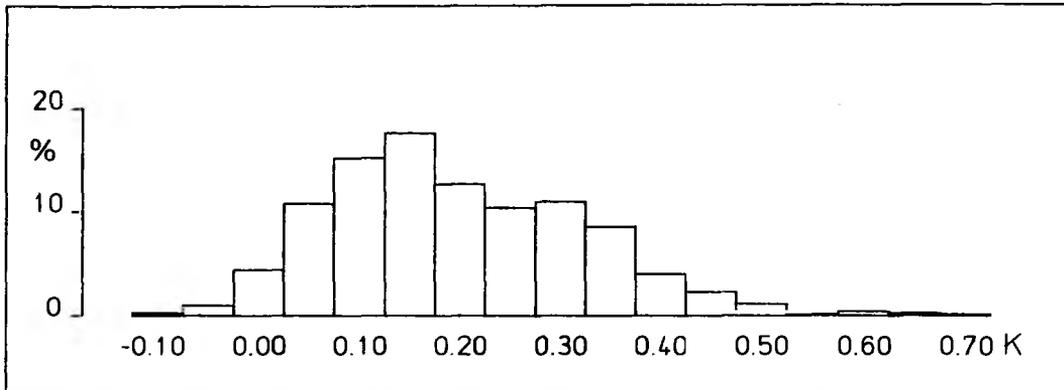


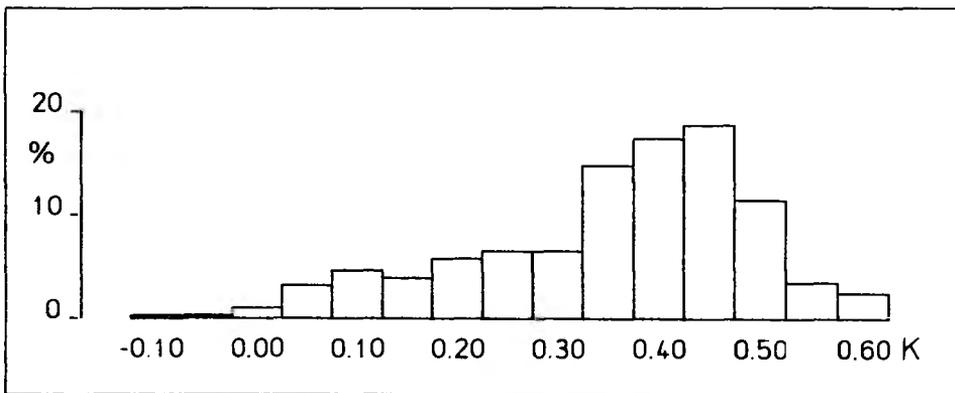
Abbildung 24: Verteilung der Differenzen zwischen 4m - Wassertemperatur und Oberflächentemperatur während der "Meteor" - Expedition im Herbst 1984 (20708 Fälle).

selten. So ist das gezeigte Histogramm auch zu interpretieren. Die Oberfläche ist im Mittel um etwa 0.15 K kälter als das tiefere Wasser, kann sogar um bis zu 1 K kälter werden, wenn trockene, klare Atmosphären für hohe langwellige Ausstrahlung sorgen, ohne kompensierende Gegenstrahlung von Wolken-, Wasserdampf- und Aerosolschichten und ebenfalls vorhandenem hohen latenten Wärmefluß vom Ozean zur Atmosphäre. Auf der anderen Seite kommen Differenzen vor, die um bis 0.5 K wärmere Oberflächen zeigen, verursacht bei Tage durch solare Aufheizung der oberen Zentimeter in wolkenarmen Situationen.

Beispiele für zwei Verteilungen an zwei einzelnen Tagen zeigen die Abbildungen 25. Während die erste Situation (a) bei durchbrochener Bewölkung und durch mittlere Wasserdampfverhältnisse ( $1.7 \text{ g/cm}^2$ ) charakterisiert war, also mäßigen langwelligen Strahlungsfluß sowie latenten Wärmefluß in die Atmosphäre, waren im zweiten Fall (b) kaum Wolken vorhanden und eine eher geringe atmosphärische Feuchte ( $0.9 \text{ g/cm}^2$ ) zu verzeichnen. Die Temperaturdifferenz (4 m - Oberfläche) reagiert prompt auf solche Verhältnisse. Die häufigsten Werte der Verteilungen sind bei 0.15 K im ersten und 0.45 K im zweiten Fall zu finden.



a



b

Abbildung 25: Verteilung der Differenzen zwischen 4m - Wassertemperatur und Oberflächentemperatur an zwei Tagen während der "Meteor" - Expedition im Herbst 1984. Oben: teilbewölkte Situation (705 Fälle); unten: klare Situation (693 Fälle).

Aus diesen Untersuchungen geht klar hervor, welche Bedeutung den Prozessen an der Meeresoberfläche hinsichtlich der Infrarotfernerkundung ihrer Temperatur zukommt. Dieser Eindruck verstärkt sich, wenn die geforderten Genauigkeiten in der Ableitung der Oberflächentemperatur aus Satellitendaten von der Differenz Deckschicht-/Oberflächen- Temperatur übertroffen wird. Eine Eichung von Oberflächentemperaturen aus Fernerkundungsmessungen im Infraroten sollte daher anhand von entsprechenden Temperaturen der Oberflächenhaut erfolgen und nicht der Deckschicht.

### 13.2.1 Horizontalschnitte von Schiff und Satellit

Zum Vergleich der Oberflächentemperaturen, radiometrisch vom Schiff und vom Satelliten gemessen, wurden drei NOAA-7-Tagüberflüge bearbeitet. Die Daten der verwendeten Orbits zusammen mit den ungefähren Radiometerblickwinkeln sind in Tabelle 10 gezeigt. Der Vergleich geschieht auf AVHRR-Einzelpixelbasis jeweils

Tabelle 10: Beschreibung der verwendeten Überläufe

Orbit	Knoten	Datum	Zeit UTC	Ort	Winkel
17667	aufsteigend	25.11.84	16:22	46°N, 9°W 49°N, 5°W	37°
17680	aufsteigend	26.11.84	14:32	49°N, 5°W 51°N, 1°E	37°
17681	aufsteigend	26.11.84	16.07	49°N, 5°W 51°N, 1°E	33°
15779	aufsteigend	14.07.84	23:59	48°N, 126°W 49°N, 125°W	35°

entlang eines ein-Tages-Schnittes unter der Annahme, daß sich die Oberflächentemperatur während dieses Zeitraumes nicht spürbar ändert. Aufgrund der Schiffsgeschwindigkeit von 11 kn wurden die in situ Daten über 5-Minuten-Intervalle gemittelt, um etwa jeweils ein AVHRR-Pixel abzudecken. Die HIRS-Felder wurden jeweils nach Eliminierung bewölkter Pixel auf das AVHRR-Feld interpoliert. Dabei sind alle HIRS-Pixel in einem Abstand von bis zu 200 AVHRR-Pixeln vom jeweils zu interpolierenden berücksichtigt worden. Die Gewichtung erfolgt mit dem Reziproken der vierten Potenz des Abstandes. Diese Interpolationsmethode erweist sich als guter Kompromiß zwischen aufwendiger objektiver Analyse, die ein Optimum darstellte, wenn sie nicht so rechenaufwendig wäre und einfacher abstandsgewichtender Interpolation, die den Beitrag entfernter Messungen zu sehr überbewertet.

Danach werden die im theoretischen Teil dieser Arbeit abgeleiteten Koeffizienten angewendet, um die Oberflächentemperaturen zu bestimmen. Es ergeben sich so für die drei Überläufe je 78 bis 204 Vergleiche.

Der erste Überlauf (Orbit 17667) ist gekennzeichnet durch gebrochene Bewölkung über dem Schiffskurs. Die Ausbeute an unbewölkten Pixeln ist gering, für das HIRS sogar Null, sodaß lediglich das einfache "split-window"-Verfahren zur Anwendung kommen kann, nicht aber das kombinierte Verfahren. Das Ergebnis stellt die Erwartung ein. Aufgrund der "normalen" Wasserdampfverhältnisse während dieses Tages ( $1.67 \text{ g/cm}^2$ ) ist keine systematische Verschätzung mit dem AVHRR-Verfahren zu befürchten. Die Standardabweichung mit knapp 0.8 K stimmt ebenfalls mit der Theorie überein.

Der nächste Vergleich demonstriert die Güte des kombinierten Verfahrens in extremen Situationen. Der aus den "Meteor"-Radiosonden abgeleitete Wasserdampfgehalt der Atmosphäre liegt unter  $0.9 \text{ g/cm}^2$ , eine sehr trockene Atmosphäre. Erwartungsgemäß überschätzt hier das einfache Verfahren die Oberflächentemperatur um durchschnittlich 0.55 K. Die Standardabweichung von 0.63 K ist etwas geringer als der theoretische Wert. Die Verknüpfung von AVHRR mit HIRS reduziert die systematische Abweichung von Satelliten- und Schiffsmessungen auf 0.22 K bei gleichfalls verringerter Standardabweichung. Eine Zeitreihe der drei Temperaturen ist in Abbildung 26 gezeigt. Die Abbildungen 27a,b zeigen die AVHRR-(oben) und kombinierte (unten) Auswertung der entsprechenden Szene im Orbit 17680. Schwarz eingezeichnet ist der Kurs der "Meteor". Die Bilder verdeutlichen den großen Unterschied der Auswertungen nach verschiedenen Verfahren.

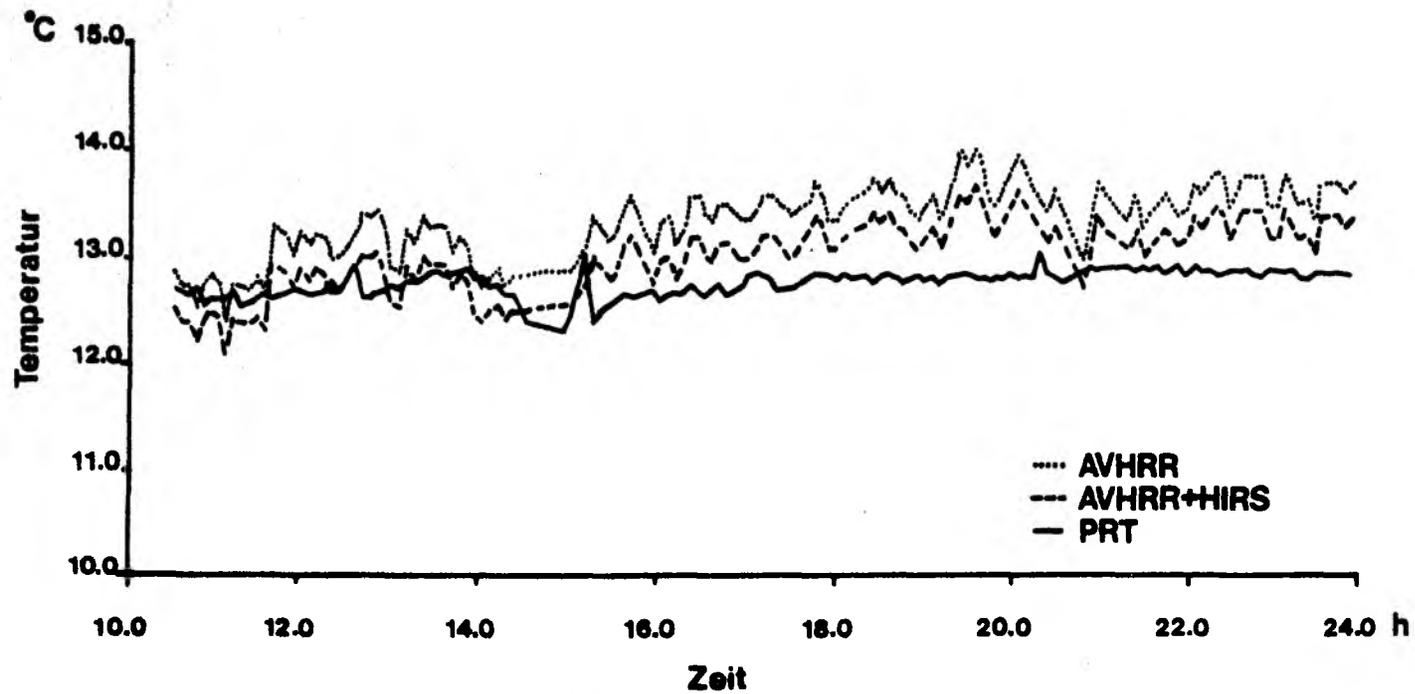
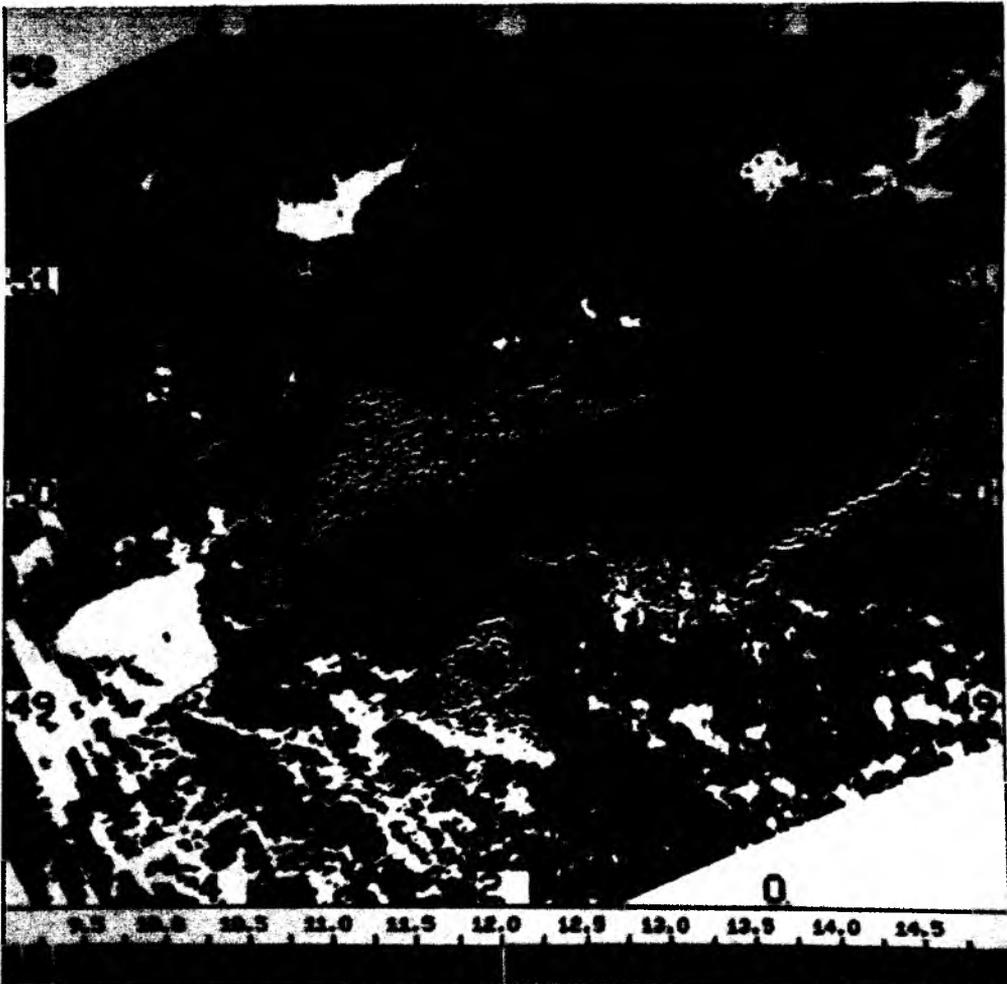
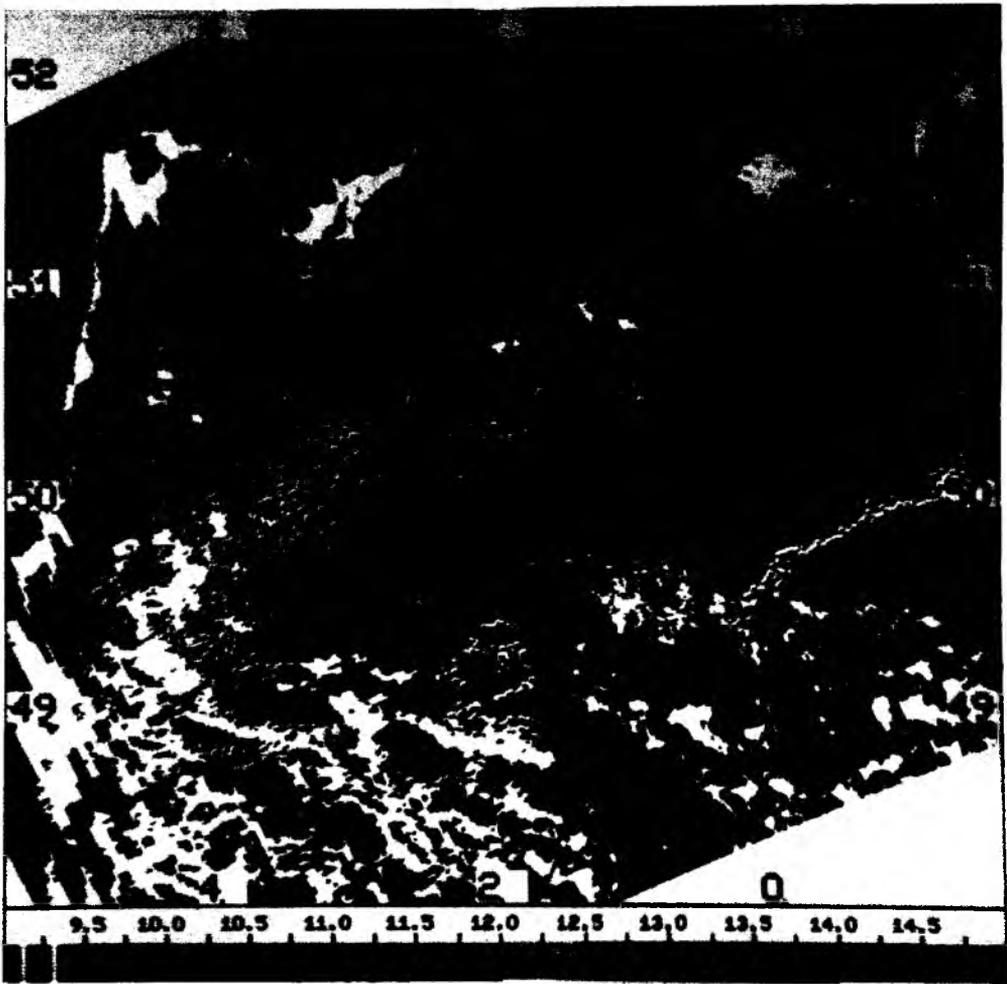
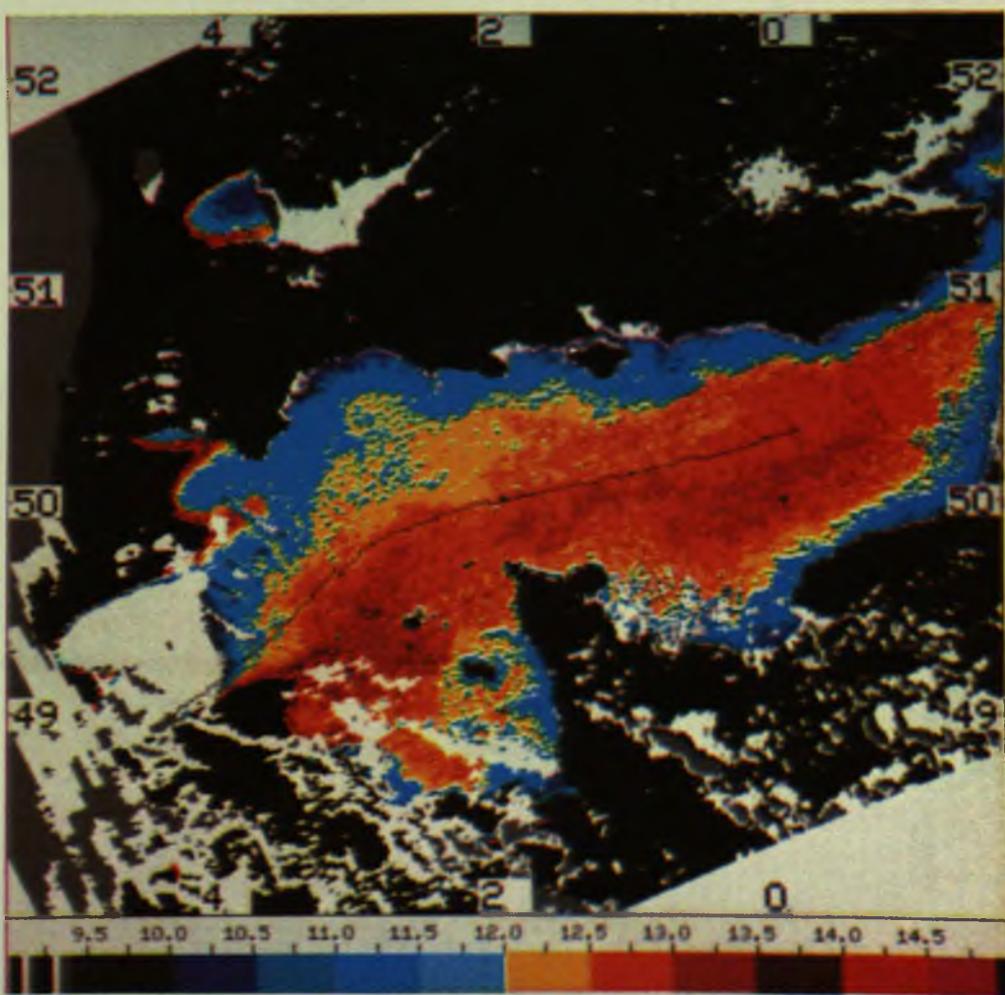
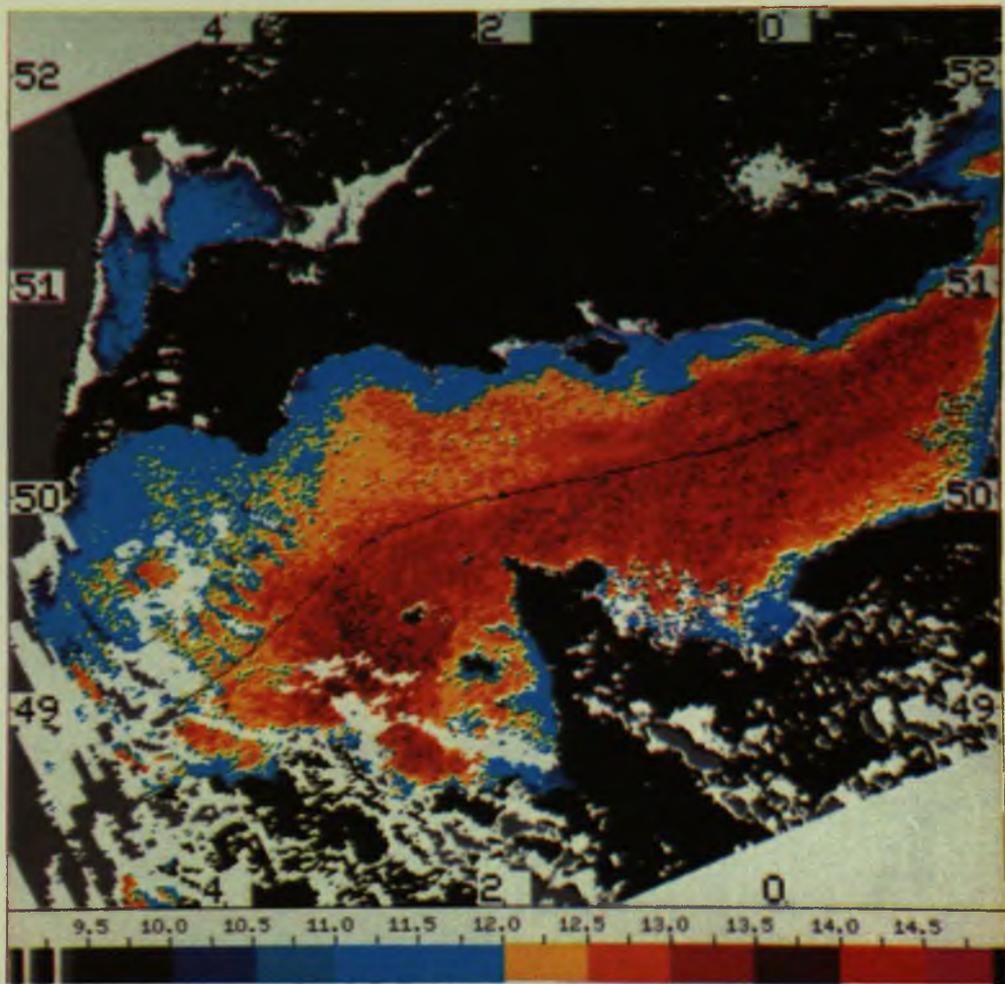


Abbildung 26: Zeitreihen der Satelliten- (gepunktet und gestrichelt) und in-situ-Oberflächentemperaturen (durchgezogen) am 26.11.84 im Englischen Kanal



Abbildung 27: Meeresoberflächentemperaturen, ausgewertet nach (26) -AVHRR allein- für 40° Blickwinkel (a=oben) und nach (28) -AVHRR+HIRS- (b=unten). Die Temperaturen sind entsprechend der Farbskala in °C dargestellt. Die Landflächen sind mit Hilfe der Differenzen aus den Kanälen AVHRR 1 und 2 erkannt und schwarz dargestellt. Entsprechend den vorgestellten Wolkenerkennungsverfahren sind im Kanal 1 (AVHRR) entdeckte Wolken weiß, im Kanal 5 gefundene schwarz und in beiden Kanälen auffindbare Wolken grau eingezeichnet. Der Kurs des die in-situ-Daten sammelnden Schiffes "Meteor" ist als Linie eingezeichnet. Die Bilder sind in eine Mercator-Projektion gebracht, die geozentrischen Koordinaten in Grad an den Rändern abgetragen.





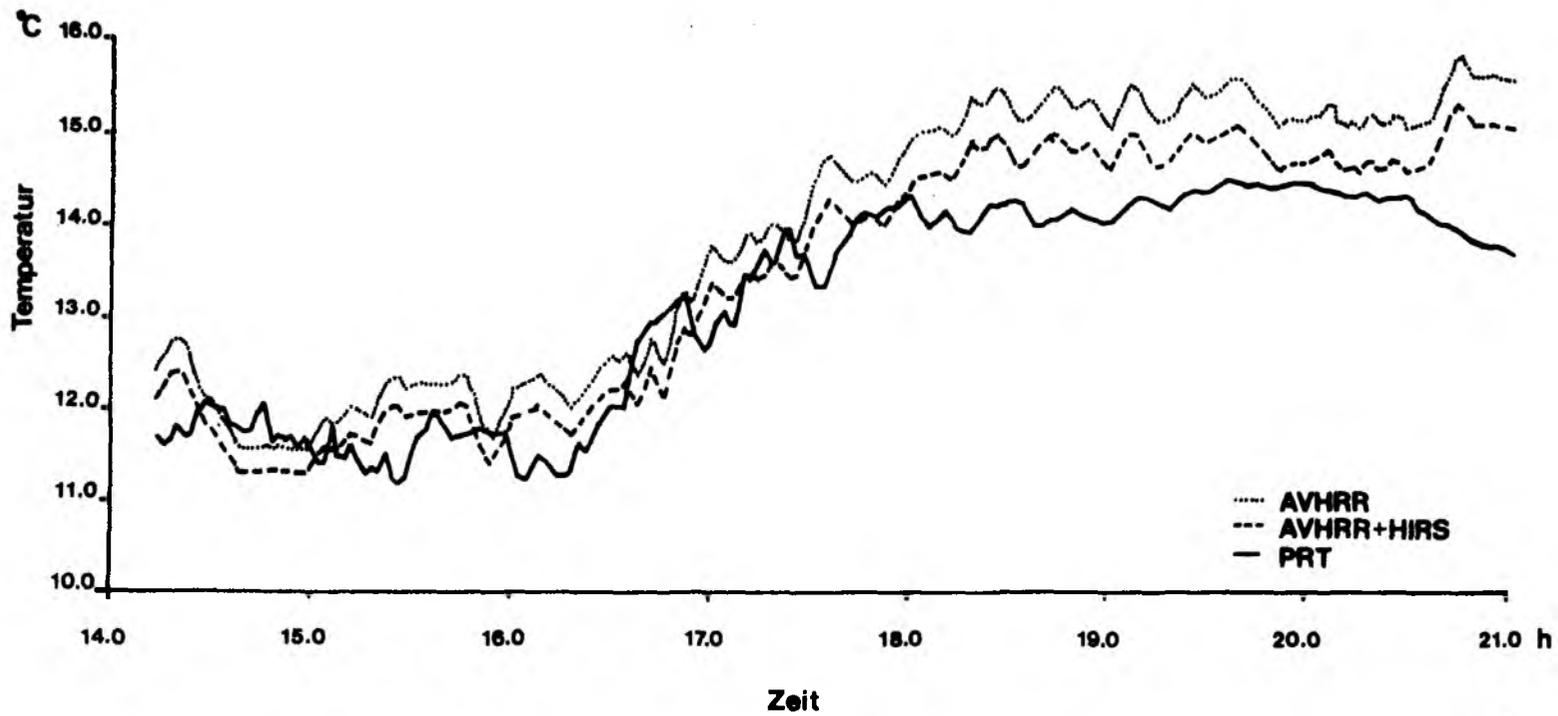


Abbildung 28: Zeitreihen der Satelliten- (gepunktet und gestrichelt) und in-situ-Oberflächentemperaturen (durchgezogen) am 14.7.84 im Nordost-Pazifik vor Vancouver Island

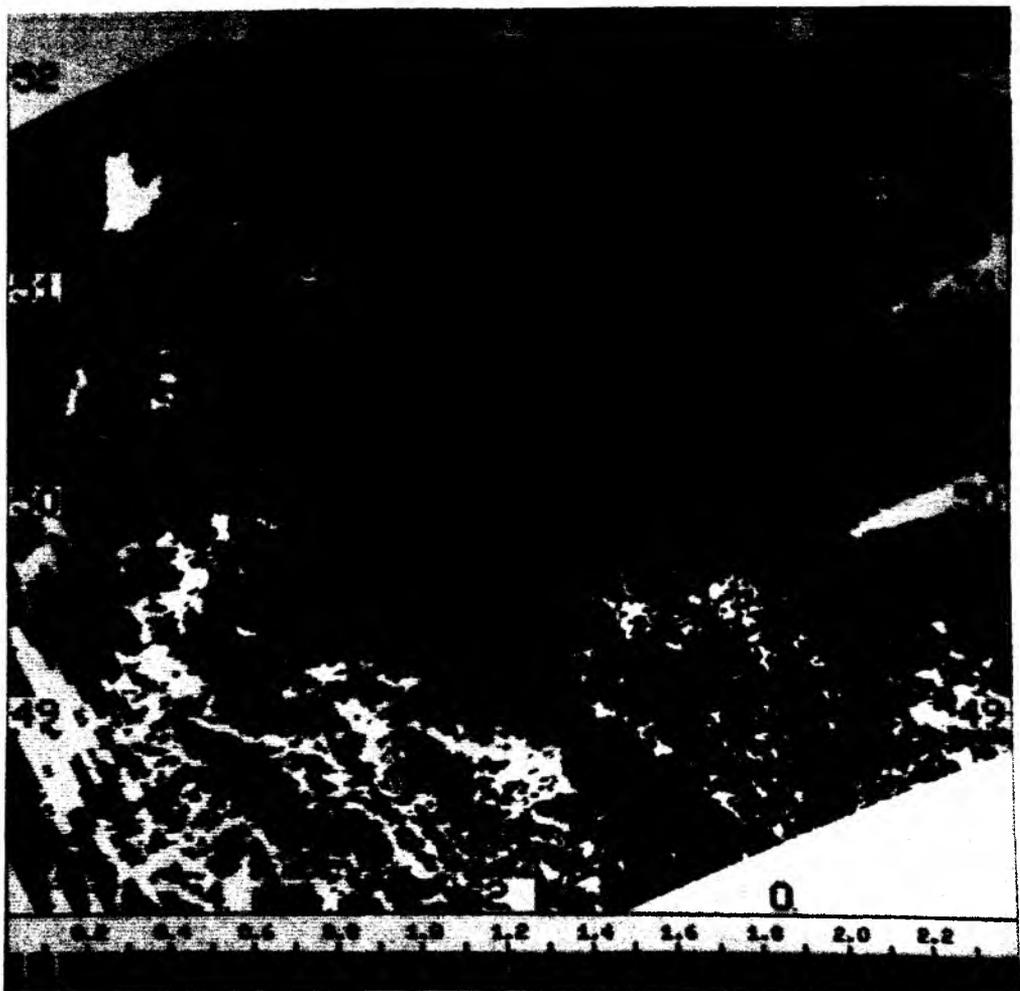
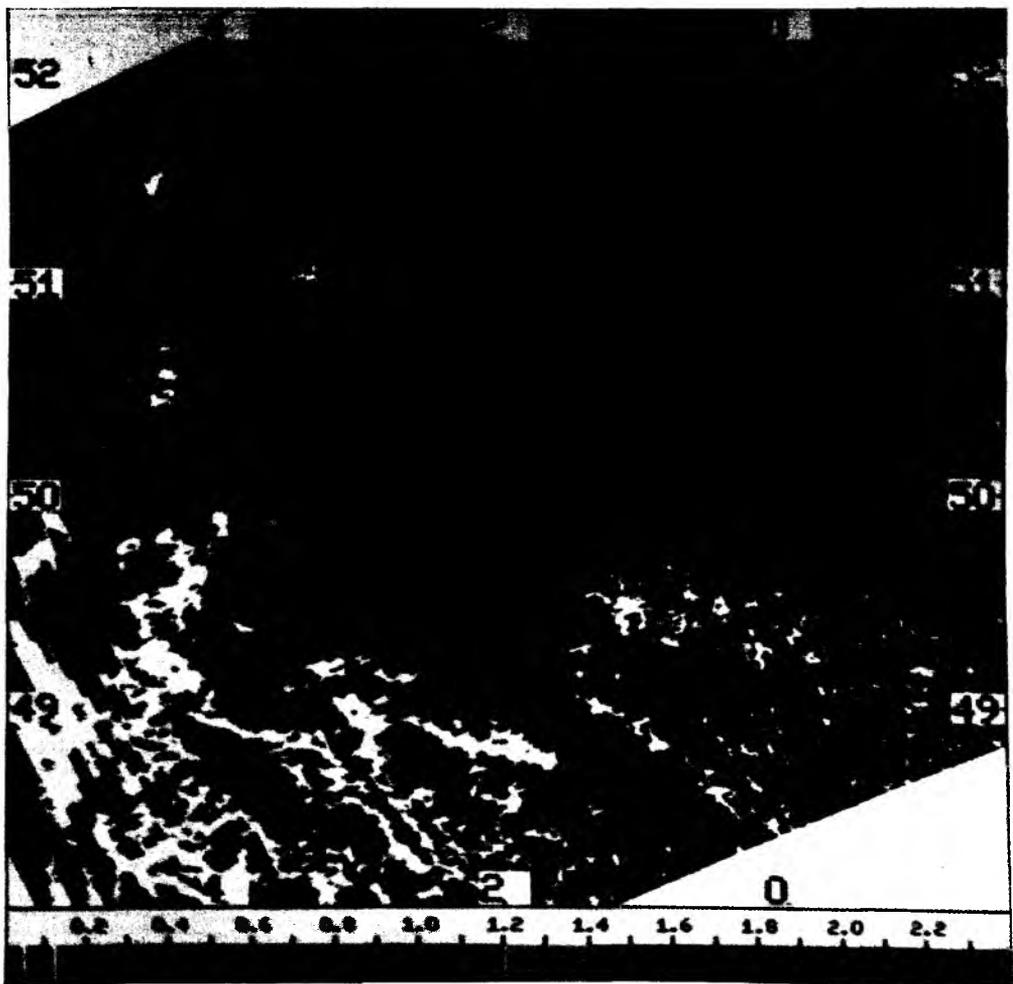
Ein dritter Vergleich nutzt Daten über dem nordöstlichen Pazifischen Ozean. Die Situation ist, ähnlich wie die vorangegangene sehr trocken; eine benachbarte Radiosonde mißt nur  $0.89 \text{ g/cm}^2$  Wasserdampf. Wiederum wird die notwendige Atmosphärenkorrektur vom AVHRR allein maßlos überschätzt ( $0.73 \text{ K}$ ), und die Methode zeigt auch eine sehr hohe Standardabweichung von  $0.89 \text{ K}$ . Wieder ist die Verknüpfung mit dem HIRS fähig, systematische und zufällige Fehler zu reduzieren ( $0.33 \text{ K}$  bzw.  $0.56 \text{ K}$ ). Dennoch bleibt bei diesem Verfahren ein hoher Rest der Systematik erhalten. Die Ursache dafür könnte in der Kalibrierung der in situ Daten liegen, die anders als bei den "Meteor"-Daten nur alle 30 Minuten durchgeführt wurde. Die Zeitreihe dieser Temperaturen ist in Abbildung 28 aufgetragen. Mögliche Fehler, die den Vergleich erschwerend gestalten, liegen in der verschiedenartigen Meßweise. Während die Satellitenradiometer über größere Flächen integrieren, nehmen die Schiffsmessungen nur einzelne Punkte entlang einer Linie auf, welche die "Fußstapfen" der Satelliten-Radiometerblicke auf unterschiedlichen Sekanten schneiden. Weitere unentdeckte Fehlerquellen können in der zeitlichen Änderung der Oberflächentemperaturen begründet sein, da die Satellitemessungen jeweils nur Momentanaufnahmen der Situation sind, die Schiffsmessungen sich dagegen über mehrere Stunden hinziehen, um einen der gezeigten Schnitte zu gewinnen. Solche zeitlichen Änderungen könnten zum Beispiel durch Gezeitenströme verursacht werden, die innerhalb der erwähnten Zeitskala durchaus fluktuierende Temperaturstrukturen produzieren (Robinson et al., 1984). Ebenso ist eine tageszeitliche Veränderung der Oberflächentemperatur durch Einwirkung der oben erwähnten diabatischen Wärmeflüsse denkbar. Mit Blick auf diese noch nicht weiter modellierten, aber wohl verstandenen Einwirkungen auf die Oberflächentemperatur lassen die Vergleiche den Schluß zu, daß in situ Messungen und Satellitensondierungen untereinander konsistente Werte liefern und daß auch die Anwendung deutlich macht, daß in "nicht normalen" Atmosphären die Ergänzung des HIRS akzeptablere Satellitemessungen gibt als das AVHRR allein.

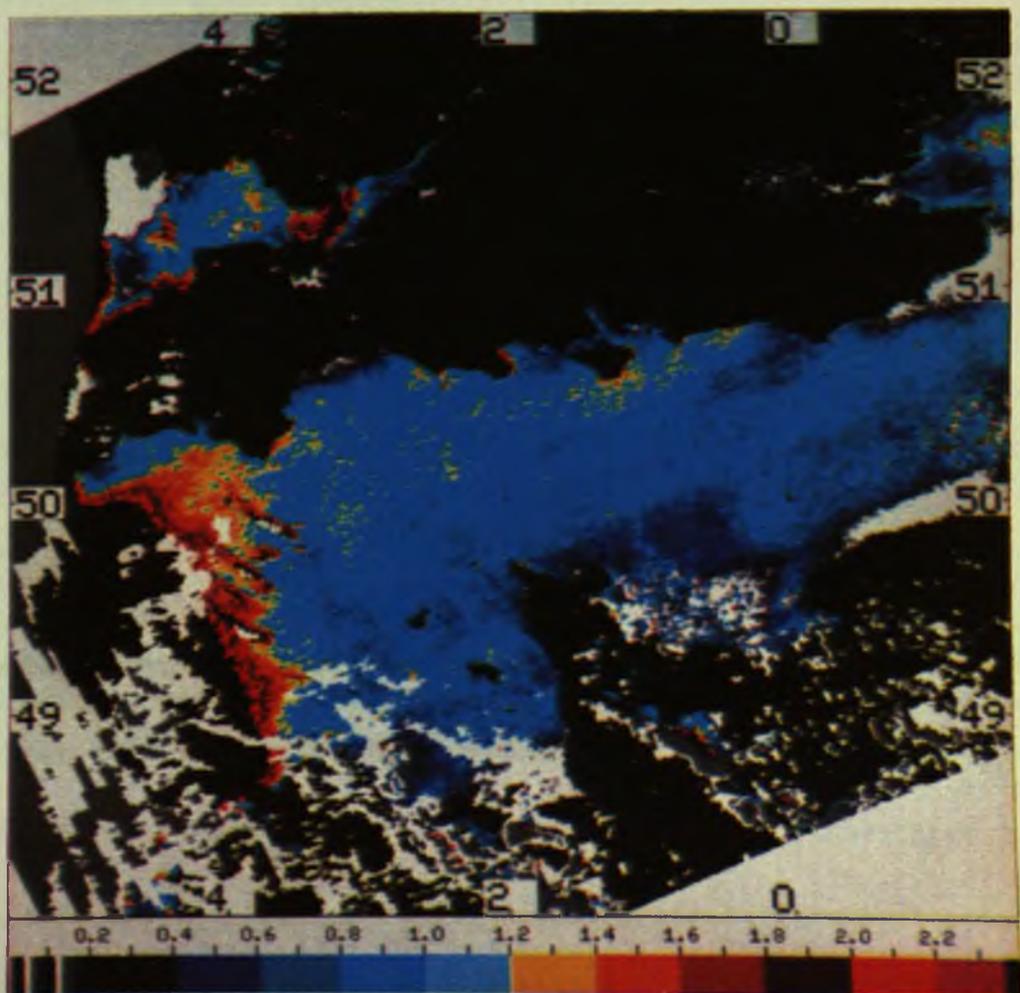
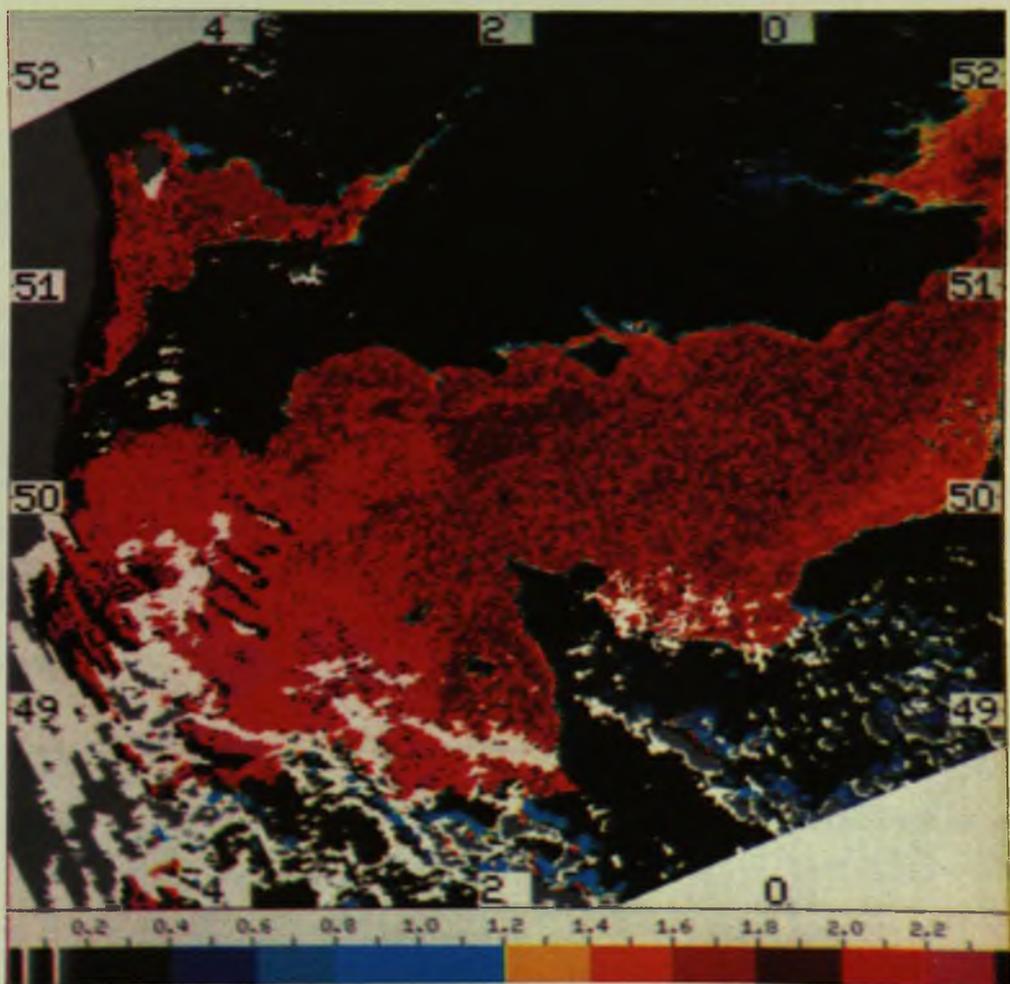
### 13.3 Wasserdampfgehalt

Ein Vergleich zwischen aus Satellitendaten - abgeleiteten Wasserdampfgehalten der Atmosphäre und solchen aus in situ Messungen, also Radiosondenaufstiegen, gestaltet sich weitaus schwieriger als für die Oberflächentemperatur. Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre schwankt rascher als die Meeresoberflächentemperatur. Ähnliche Vergleichsmessungen wie die in den hydrographischen Schnitten lassen sich nicht durchführen, da neben der horizontalen Datensammlung auch jeweils immer vertikal integriert werden muß. Einzige Vergleichsmöglichkeit bieten Radiosondenaufstiege, die aber wieder genau die oben beschriebenen Probleme der Verknüpfung von Punktmessungen mit flächenmittelnden Sondierungen aufweisen. Ein Vergleich bleibt auf jeden Fall nur eine Konsistenzprüfung und gibt keinen festen Beweis für die Güte der Fernerkundungsverfahren.

Einen Einblick, wie in Extremsituationen schnell die Grenzen einfacher Verfahren - hier die alleinige Benutzung des AVHRR - erreicht sind, zeigt die Auswertung des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre für Daten des Orbits 17680. Die Atmosphäre war, wie bereits beschrieben, sehr trocken. Abbildung 29a zeigt dazu die AVHRR - Auswertung nach Gleichung (26) für 40° Blickwinkel. Während die "Meteor" - Radiosonde auf 50°N, 2°W nur 0.88 g/cm<sup>2</sup> Wasserdampf mißt, ist aus der Fernerkundungsmethode mehr als das Doppelte berechnet worden. Die Verwendung des kombinierten Verfahrens rückt die Satellitemessungen dann wieder ins bessere Licht. Die nach (31) vorgenommene Auswertung (Abb. 29b) beseitigt die systematische Fehlinterpretation der einfachen Methode. Die Übereinstimmung mit dem in situ gemessenen Wert ist jetzt sehr gut. Weitere Vergleiche zwischen Radiosondmessungen und kombinierten AVHRR/HIRS-Auswertungen sind von Thiermann (1986) vorgenommen worden. Sie bestätigen den hier gewonnenen Eindruck.

Abbildung 29: Atmosphärische Gesamt-Wasserdampfgehalte, ausgewertet nach (26a) -AVHRR allein- für 40° Blickwinkel (a=oben) und nach (31) -AVHRR+HIRS- (b=unten). Die Gehalte sind entsprechend der Farbskala in  $\text{g/cm}^2$  dargestellt. Landflächen, Wolken und Navigation der Daten sind wie in Abbildung 27 behandelt.





### 13.4 Temperatur- und Wasserdampfprofile

Die Stärke der Fernerkundungsverfahren vom Satelliten liegt eher in der Charakterisierung horizontaler Felder, als in der hochauflösenden Sondierung einzelner vertikaler Säulen. In Abbildung 30 ist ein Vergleich von Temperaturprofilen der "Meteor"-Radiosonde und der NOAA-7-Infrarotsondierung über 50° N, 2° W am 26.11.84 gegen 14.30 gezeigt. Das Radiosondenprofil (gestrichelt) gibt deutlich mehr Einzelheiten wieder als die Satellitemessung, die ja nur sechs Freiheitsgrade in dem betrachteten Profil (unterhalb 300 hPa) aufweist, während der Rest starre Interpolation ist. Die Übereinstimmung der Profile kann trotzdem als gut bezeichnet werden.

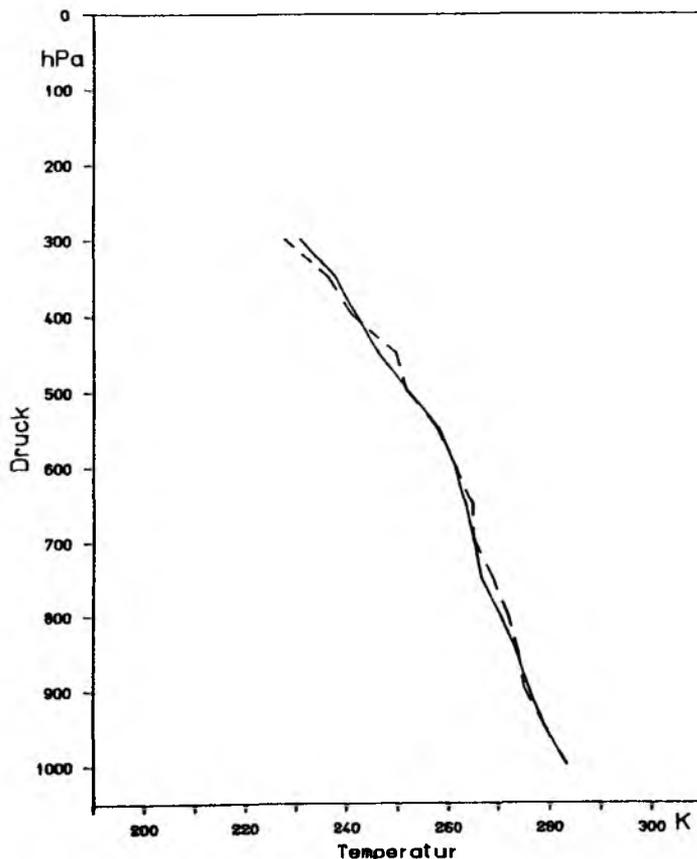


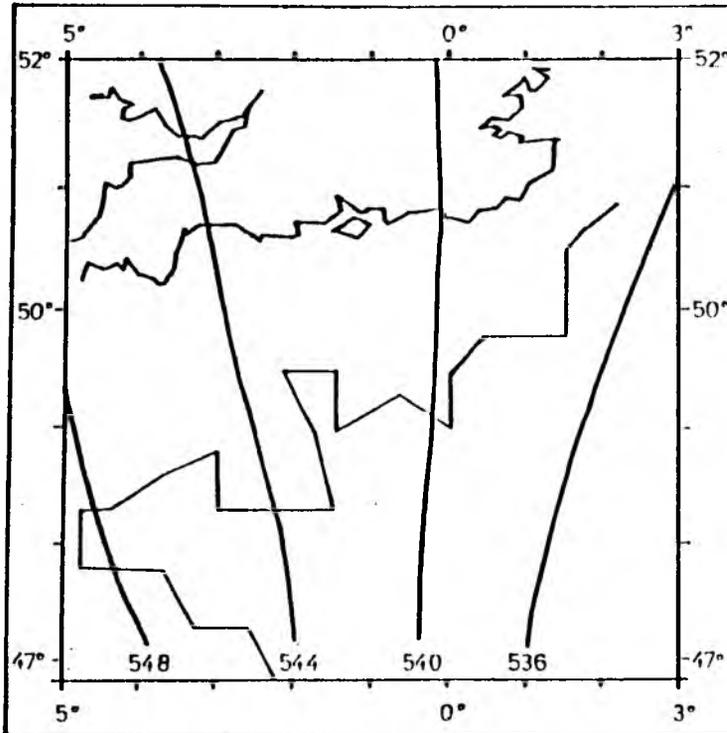
Abbildung 30:  
Vergleich einer Temperatursondierung aus NOAA-7-Infrarotmessungen (durchgezogen) mit einem Radiosondenprofil (gestrichelt) am 26.11.84, 14.30 gmt

Ein weiterer Vergleich wird zwischen Feldern relativer Topographien zwischen 1000 und 500 hPa angestellt. Zum Vergleich dient hier das vom Deutschen Wetterdienst operationell verbreitete Feld aus dem Europäischen Wetterbericht (27.11.84, 00 gmt). Als Testgebiet wird wieder der Englische Kanal mit angrenzenden Landflächen ausgewählt; die Wetterdienst-Analyse ist in Abbildung 31a übertragen; darunter

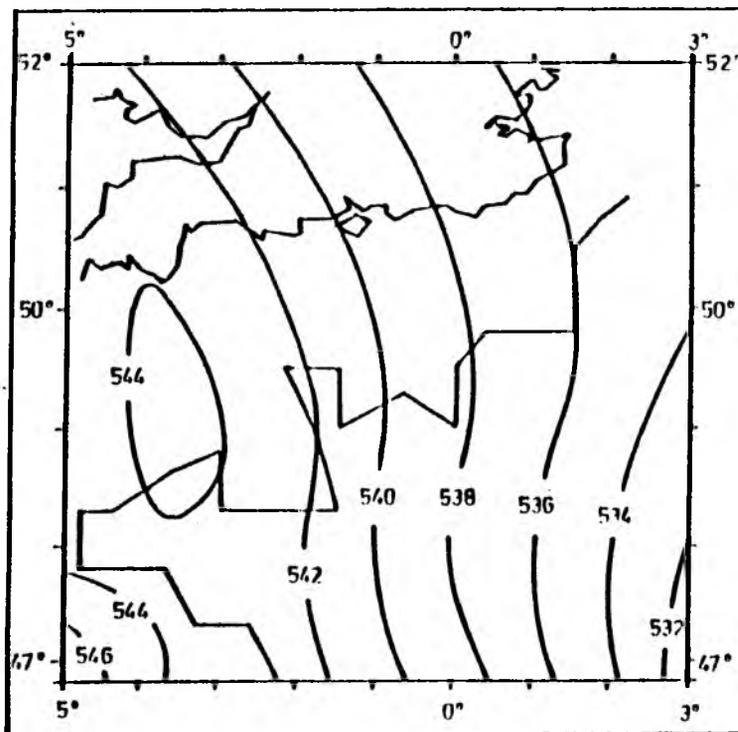
ist das aus dem NOAA-7 Überflug 17680 vom 26.11.84, 14.30 gmt ausgewertete Feld gezeigt (Abbildung 30b). Letzteres ist aus 92 Infrarotsondierungen objektiv analysiert worden; 70 Messungen mußten aufgrund zu starker Bewölkung ausgesondert werden. Während die konventionelle Analyse auf nur etwa sieben bis zehn Radiosondermessungen basiert, ist die Datendichte der Satellitensondierungen derart groß, daß weitaus mehr Details im Isolinienfeld aufgelöst werden. So ist beispielsweise der Rücken entlang der bretonischen Küste nicht im Radiosondenfeld wiederzufinden, was sowohl auf die unterschiedliche Datendichte als auch auf die zeitliche Verschiebung zwischen den Analysen zurückzuführen ist. Die Übereinstimmung liegt aber gut im Rahmen der 24-stündigen Schichtdickenänderung der Wetterdienstanalyse (hier nicht abgebildet).

Weitere Schichtdicken sind in Abbildung 32 gezeigt, jeweils für 50 hPa-Schichten von der Oberfläche bis zum 500 hPa-Niveau. Sie verdeutlichen die vertikale Änderung der horizontalen Temperaturstrukturen. Besonders ist die Ausprägung des oben genannten Rückens in der Grenzschicht zu bemerken, der ab etwa 750 hPa nicht mehr in Erscheinung tritt, die Gesamtopographie bis 500 hPa aber wesentlich mit beeinflußt. Dies bestätigt den deutlichen Beitrag der Grenzschicht zur Thermodynamik der Atmosphäre und die Notwendigkeit zur lückenlosen Beobachtung auch subsynoptischer Skalenbereiche bei der Analyse meteorologischer Felder.

Schließlich ist analog zu obigen Temperaturschnitten die entsprechende Wasserdampfstruktur der unteren Troposphäre aus denselben Satellitemessungen abgeleitet (Abbildung 33). In sechs Horizontalschnitten ist der Wasserdampfgehalt in jeweils 50 hPa dicken Schichten gezeigt. Vergleichsfelder aus konventionellen Analysen stehen nicht zur Verfügung. In den Schnitten wird die hohe relative Meßgenauigkeit der Satellitensondierungen herausgestellt. Obwohl die Absolutgenauigkeit der Auswertgleichungen (44) bis (49), die hier zur Anwendung kommen (Wasserdampffelder in den Abbildungen 33a bis f), nur mit 0.05 bis 0.1 g/cm<sup>2</sup> angegeben war, können Isolinien im Abstand von 0.01 g/cm<sup>2</sup> eingezeichnet werden. Sie enthalten kaum Anzeichen von Rauschen, das die Größenordnung der angegebenen Fehler erreicht. Als solches Rauschen könnte zum Beispiel die Schwingung im linken oberen Teil der 0.20 g/cm<sup>2</sup>-Isolinie in Abbildung 33b gedeutet werden, da sie beim Vergleich mit den theoretischen Fehlern nicht als signifikant angesehen werden kann. Für das Vorhandensein spricht die Tatsache, daß die Schwingung auch in den benachbarten und weiter entfernten Isolinien enthalten ist, die somit ein konsistentes Muster darstellen. Dieses Beispiel deutet die Fähigkeit der



a



b

Abbildung 31: Relative Topographien zwischen 1000 und 500 hPa in gpDm aus konventioneller Analyse (Deutscher Wetterdienst, 27.11.84, 00 gmt) (oben) und aus NOAA-7-Infrarotsondierungen abgeleitet (26.11.84, 14.30 gmt) (unten)

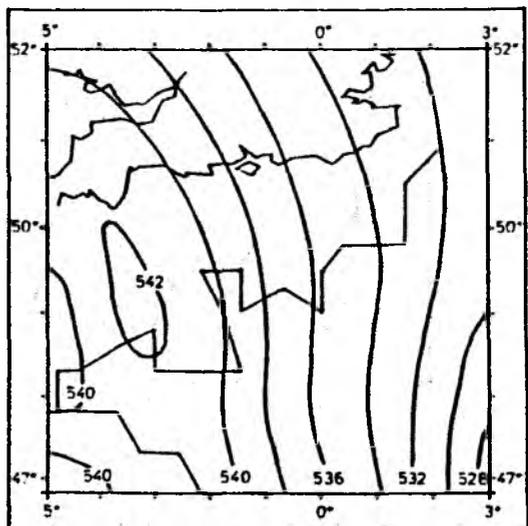
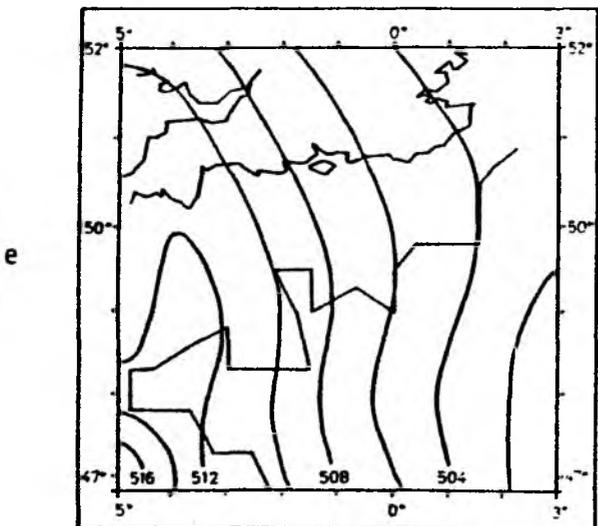
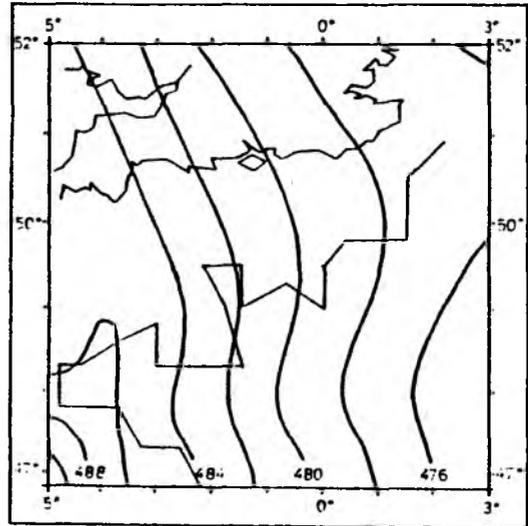
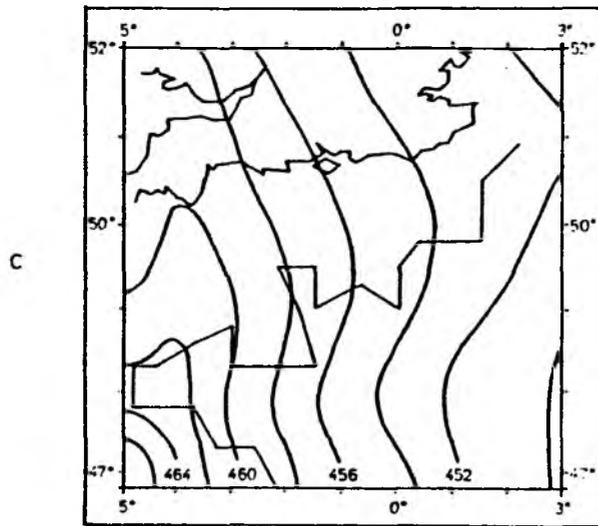
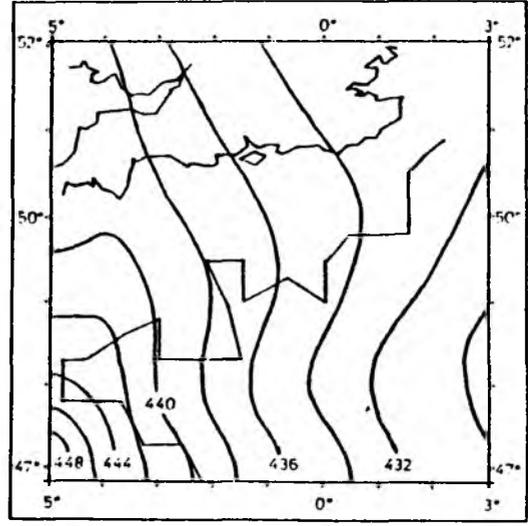
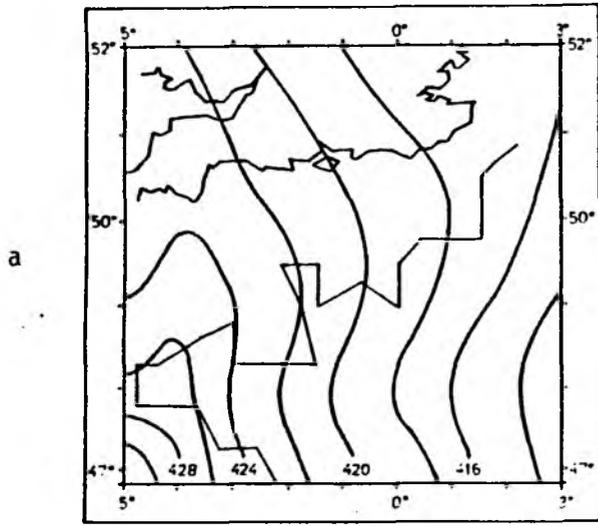


Abbildung 32 a - f

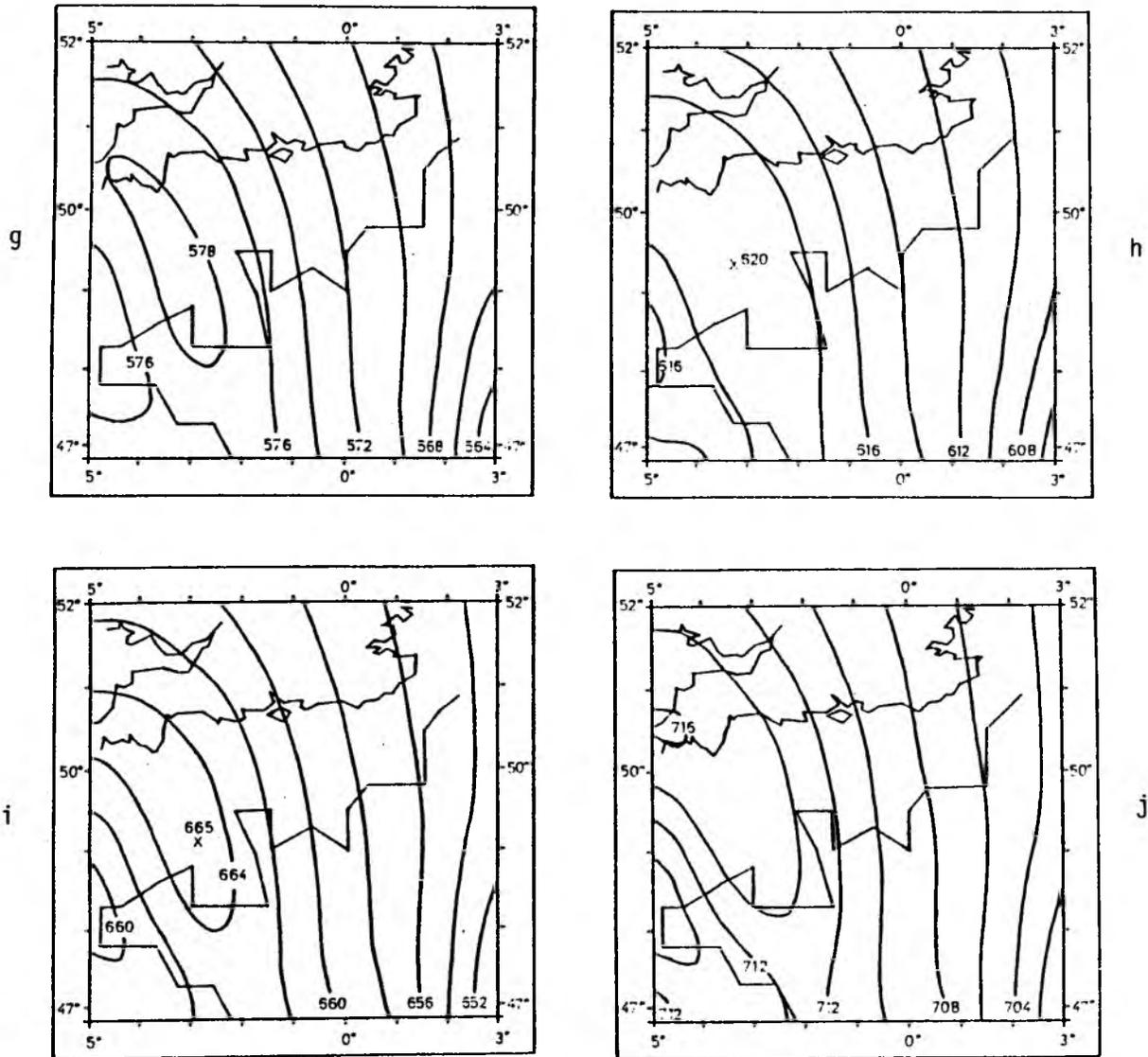


Abbildung 32: Relative Topographien in gpm für 50-hPa-Schichten aus NOAA-7-Infrarotsondierungen am 26.11.84, 14.30 gmt  
a) 1000/950 hPa, b) 950/900 hPa, c) 900/850 hPa,  
d) 850/800 hPa, e) 800/750 hPa, f) 750/700 hPa,  
g) 700/650 hPa, h) 650/600 hPa, i) 600/550 hPa,  
j) 550/500 hPa



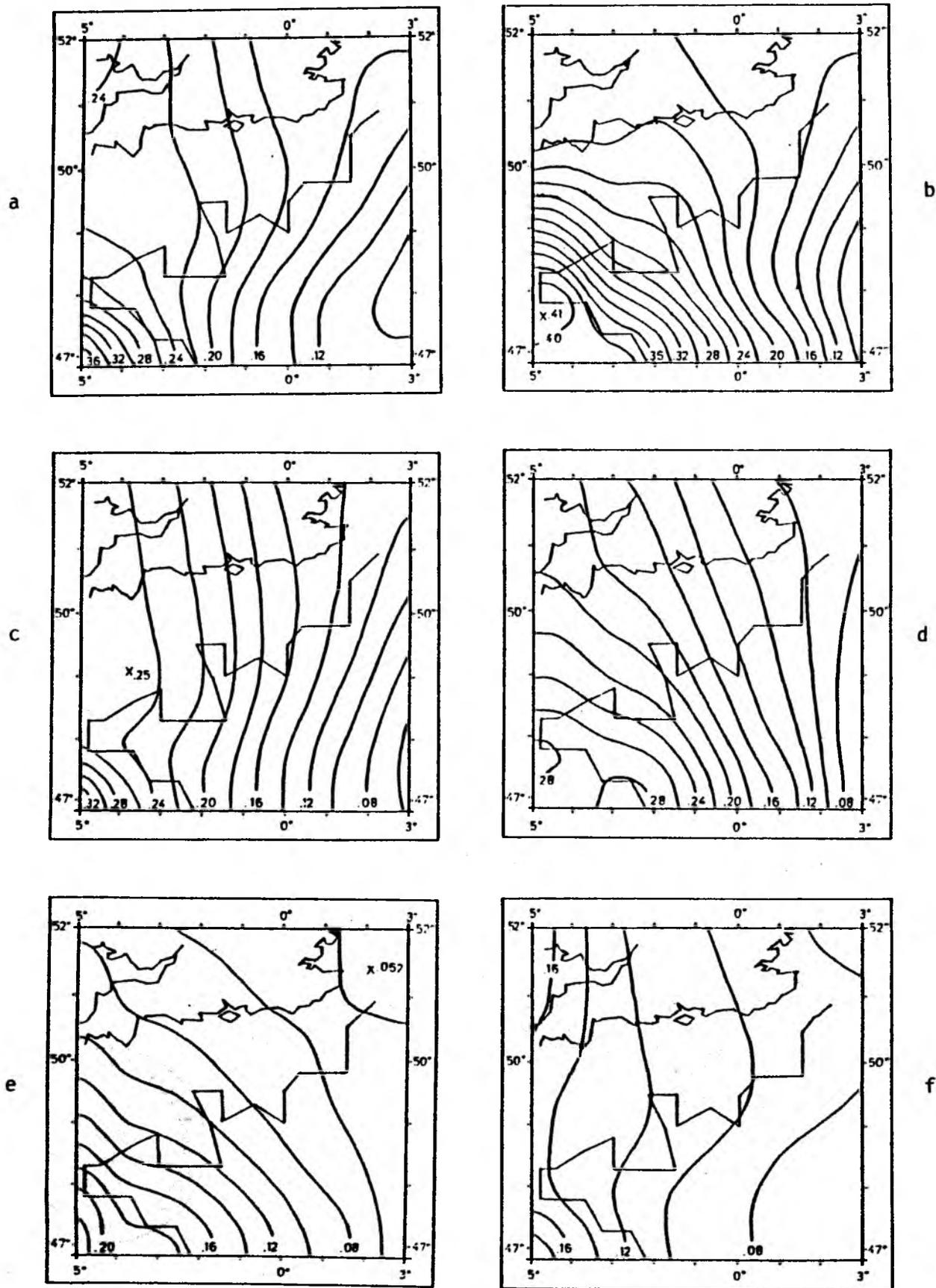


Abbildung 33: Wasserdampfgehalte in g/cm<sup>2</sup> für 50-hPa-Schichten aus NOAA-7-Infrarotsondierungen am 24.11.84, 14.30 gmt  
a) 1000/950 hPa, b) 950/900 hPa, c) 900/850 hPa  
d) 850/800 hPa, e) 800/750 hPa, f) 750/700 hPa

Fernerkundungsverfahren an, aus Satellitermessungen zusammen mit geeigneten Auswerteschemata auch kleinräumige Wasserdampfstrukturen (sowohl horizontal als auch vertikal) zu erkennen und auch quantitativ abzuschätzen.

#### 14. Schlußbetrachtung

Die Kombination der für Oberflächentemperatur und vertikale Temperaturprofile in der unteren Atmosphäre geflogenen Radiometer AVHRR und HIRS der polarumlaufenden NOAA-Satelliten wird untersucht, um die Genauigkeit in den abzuleitenden Parameter zu erhöhen. Darüber hinaus werden die Verfahren erweitert, um auch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre besser als bisher abzuleiten.

Strahlungstransportsimulationen für 182 Testfälle atmosphärischer Situationen in tropischen und mittleren Breiten bestätigen, daß die vermutete gegenseitige spektrale und räumliche Ergänzung der Radiometer zur genaueren Ableitung von Oberflächentemperaturen - insbesondere über dem Ozean -, Temperaturprofilen in der unteren Troposphäre sowie atmosphärischen Wasserdampfgehalten und -profilen führt.

Die Meeresoberflächentemperatur ist bis auf 0.2 K genau bestimmbar und übertrifft die Genauigkeit konventioneller Schiffsmessungen, erreicht sogar die von der WMO (TOGA, 1984) geforderte Genauigkeit für das Studium regionaler Klimaanomalien (0.3 K Genauigkeit).

Die Erhöhung der Genauigkeit der Oberflächentemperatur führt unmittelbar zu einer Verbesserung der Genauigkeit der Temperaturprofile in der Troposphäre. In wolkenlosen Gebieten sinken die mittleren quadratischen Fehler von über 2 K auf unter 1 K in der planetarischen Grenzschicht und auf etwa 1.5 K in der mittleren Troposphäre. Hieraus sind Startfelder der numerischen Wettervorhersage in Gebieten ohne Radiosondenmessungen verbessert.

Mit den hergeleiteten Verfahren ist besonders der Zustand der planetarischen Grenzschicht besser als bisher ableitbar. So können bodennahe Temperaturinversionen entdeckt werden, die wiederum Gebiete mit sehr stabil geschichteten Grenzschichten erkennen lassen, um so Abschnitte einzukreisen, die mit Wasserdampf oder etwa Schadstoffen angereichert werden können.

Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, summiert über eine vertikale Säule ist

durch Kombination der Radiometer auf  $0.3 \text{ g/cm}^2$  genau bestimmbar; der Gehalt in der planetarischen Grenzschicht ist auf  $0.2 \text{ g/cm}^2$  abzuleiten. Damit und mit den höheren Genauigkeiten in den Temperaturstrukturen von Oberfläche und Atmosphäre ist auch das Wasserdampfprofil in der unteren Troposphäre mit höherer Genauigkeit fernzuerkunden. Der Fehler ist bis hinauf zu 350 hPa auf Werte von 15 bis 30 % des jeweiligen mittleren Gehaltes einer 50 hPa breiten Schicht gesunken.

Besonders gut lassen sich damit auch extreme Wasserdampfsituationen erkennen, da die entwickelten Auswerteschemata nicht nur auf mittlere Verhältnisse zugeschnitten sind.

In der Anwendung kommt der Vorteil der hohen räumlichen Auflösung des AVHRR der Wolkenerkennung in HIRS-Pixeln zugute. Hierfür entwickelte dynamische Schwellwertmethoden sind automatisiert worden, um zunächst teilbewölkte HIRS-Pixel ausfindig zu machen. Werden dann mit Hilfe von Differenzen in den HIRS-Helligkeitstemperaturen ausschließlich tiefe Wolken sondiert, kann der betroffene HIRS-Fensterkanal durch das AVHRR ersetzt werden. Dieses Entwölkungsverfahren führt zu einer drastischen Erhöhung der Ausbeute an Infrarotsondierungen in teilbewölkten Gebieten.

Ein Vergleichsdatensatz liefert zum ersten Mal die Möglichkeit, Horizontalschnitte der Oberflächentemperatur aus Satellitendaten an radiometrisch gemessenen in situ Temperaturen zu prüfen. In zwei Vergleichen wird die Verbesserung der Oberflächentemperatur-Ableitung durch Radiometerkombination bestätigt.

An Einzelbeispielen kann schließlich gezeigt werden, daß auch atmosphärische Temperatur- und Wasserdampfstrukturen, abgeleitet aus den vorgestellten Verfahren, einem Vergleich mit entsprechenden Messungen aus konventionellen Methoden standhalten.

Alle Auswerteverfahren profitieren von der gemeinsamen Ableitung aller Parameter, die das Strahlungsfeld des Oberflächen/Atmosphäre-System wesentlich modifizieren.

Die Anwendung geschieht hier jedoch nur für ein kleines Gebiet, um herauszustellen, daß mesoskalige Felder in wolkenfreien oder teilweise bewölkten Gebieten über die vorgestellten Fernerkundungstechniken gut analysiert werden können. Der Übergang zur Erstellung thermodynamischer Felder in größeren Raumskalengebieten, wie etwa dem synoptischen, unterbleibt, weil die dann zu erstellenden topographischen Felder auch über völlig bewölkte Regionen oder solche Gebiete mit Gebirgen hinweg interpoliert werden müßten, worin komplizierte Analyseverfahren einen Hauptteil der Auswertung bestreiten würden; dies ist nicht Inhalt dieser Arbeit. Dennoch sind Satelliten-Infrarotmessungen hinsichtlich der räumlichen Auflösung atmosphärischer Temperatur- und Feuchtefelder von anderen operationell arbeitenden Meßverfahren unübertroffen, was sich in der fehlenden Möglichkeit der Verifizierung der vorgestellten Auswerteverfahren niederschlägt.

## 15. Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. H. Graßl, dessen Begeisterung und fortwährendes Interesse zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Dr. T. König von der DFVLR in Oberpfaffenhofen/Weßling bin ich dankbar für die Bereitstellung von Informationen über die NOAA-Satelliten und die Standard-TOVS-Software, was mir in der Anfangsphase der Arbeit sehr geholfen hat.

Dr. G. Rochard und Dr. T. Phulpin vom Centre de Météorologie Spatiale in Lannion danke ich für die Abgabe von korrigierten Filterfunktionen für das HIRS/2 sowie die Durchsicht ihrer NOAA-Datenarchive und das Kopieren von Satellitendaten.

Bei den Herren T. Mammen, R. Völz und Dr. K. Uhlig sowie der Crew des Forschungsschiffes "Meteor" bedanke ich mich für die Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Vergleichsmessungen während der Expedition "Nordostatlantik '84" im Herbst 1984.

Frau U. Hargens, Frau E. Rudolph und Herrn V. Thiermann danke ich für die Datenverarbeitung am Kieler Universitätsrechner.

Prof. W. Emery und Dr. H.-Y. Shin danke ich für die freundliche Aufnahme im Dept. of Oceanography an der University of British Columbia zu einem Forschungsaufenthalt im Herbst 1985.

Herrn T. Viehoff bin ich für die Erlaubnis dankbar, die von ihm entwickelten Navigationsprogramme benutzen zu dürfen.

Den Mitarbeitern der Rechenzentren an der Universität Kiel und des Instituts für Meereskunde in Kiel danke ich für ihre Hilfestellung bei der Datenverarbeitung.

Herr A. Lehmann hat für mich die Satelliten-Farbbilder aufbereitet, wofür ich ihm danke.

Frau A. Bögershausen bin ich für das Zeichnen von Abbildungen und für die Textverarbeitung dankbar.

Frau G. Nacke danke ich für das Zeichnen von Abbildungen und für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

All denen, die in vielen fruchtbaren Diskussionen ihren Beitrag zu dieser Arbeit leisteten, danke ich, ebenso den Mitarbeitern der Abteilung Meteorologie am Institut für Meereskunde in Kiel, die immer ein offenes Ohr für meine Belange hatten.

Die Bundesregierung sorgte für die finanzielle Ermöglichung der Arbeit im Rahmen des Forschungsprojekts BMFT-KF10045 - vielen Dank.

## 16. Literaturverzeichnis

Anding, D.; R. Kauth; 1970: Estimation of sea-surface temperature from space; Remote Sensing of Environment, 1(4), 270

Aoki, T.; 1980: Statistical determination of clear radiance from cloud-contaminated radiances; Journ. of the Meteorological Society of Japan, Vol 58, No 6

Aoki, T.; 1982: An improved method to retrieve the clear radiance from partially cloudy spots of radiometer on board satellite; Journ. Meteor. Soc. Japan, 758-764

Barton, I. J.; 1981: Water vapour absorption in the 3.5 - 4.2  $\mu\text{m}$  atmospheric window; Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 107, 967-972

Barton, I, J.; 1985: Transmission modell and ground-truth investigation of satellite-derived sea surface temperatures; Journ. Clim. Appl. Met., Vol. 24, 508-516

Bernstein, R. L.; D. B. Chelton; 1985: Large - Scale sea surface temperature variability from satellite and shipboard measurement; Journ. Geophys. Res., 90, 11619-11630

Bignell, K. J.; 1970: The water-vapour infra-red continuum; Quart. J. Roy. Met. Soc., 96, 390-403

Bolle, H. J.; 1967: Infrarotspektroskopie als Hilfsmittel und Gegenstand meteorologischer und planetarischer Forschung; Forschungsbericht, W 67-17, BMWF

Chahine, M. T.; 1968: Determination of the temperature profile in an atmosphere from its outgoing radiance; J. Opt. Soc. Am. 58, 1634

Chedin, A.; N. A. Scott; 1984: Improved initialisation inversion procedure; Proc. of the 1st Int. TOVS Study Conference, Igls, Austria, August 1983, Hrsg. E. P. Menzel, 14-79

Chesters, D.; L. W. Uccellini; W. D. Robinson; 1983: Low level water vapour fields from the VISSR atmospheric sounder (VAS) "split window" channels; Journ. Clim. Appl. Met., Vol 22, 725-743

Coffey, M. T.; 1977: Water vapour absorption in the 10-12  $\mu\text{m}$  atmospheric window; Quart. J. R. Met. Soc., 103, 685-692

Davies, R. W.; B. A. Oli; 1978: Theoretical Calculations of H<sub>2</sub>O Line widths and pressure shifts: Comparison of the Anderson theory with Quantum many-body theory for N<sub>2</sub> and air-broadened lines; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 20, 95-120

Deschamps, P. Y.; T. Phulpin; 1980: Atmosphere correction of infrared measurements of sea surface temperature using channels at 3.7, 11 and 12  $\mu\text{m}$ ; Boundary Layer Meteorology, 18, 131-143

Deutscher Wetterdienst; 1982, 83, 84: Europäischer Wetterbericht, Amtsblatt des DWD

Döhler, W.; D. Spänkuch; 1984: New Comparison between measured and calculated CO<sub>2</sub> transmittances in the 15  $\mu\text{m}$  region for homogeneous conditions, in: Fiocco, G. (Hrsg.) IRS'84: Current Problems in Atmospheric Radiation Deepak Publishing, 1984, 403-422

Downing, H. D.; D. Williams; 1975: Optical constants of water in the infrared; Journ. Geophys. Res., Vol 80, No 12, 1656-1661

Flemming, H. E.; D. S. Crosley; A. C. Neuendorffer; 1986: Correction of satellite temperature retrieval errors due to errors in atmospheric transmittances; J. Clim. Appl. Met., Vol 25, 869-882

Flemming, H. E.; M. L. Hill; 1982: An objective procedure for detecting and correcting errors in geophysical data: 1. one - dimensional applications; Journ. Geophys. Res., 87, C9, 7312-7324

Flemming, H. E.; M. L. Hill; 1983: An objective procedure for detecting and correcting errors in geophysical data: 2. multidimensional applications; Journ. Geophys. Res. 88, C6, 3859-3867

Goody, R. M.; 1964: Atmospheric Radiation; Oxford University Press

Graßl, H.; H. Hinzpeter; 1975: The cool skin of the ocean; GATE-Report 14, Vol I, WMO / ISCU Geneva, 229-236

- Graßl, H.; 1976: A new type of absorption in the atmospheric infrared window due to water vapor polymers; *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 49, 225-236
- Hänel, G.; 1976: The properties of atmospheric aerosol particles as function of the relative humidity at the thermodynamic equilibrium with the surrounding air; *Advances in Geophysics*, 73-188, Academic Press
- Hasse, L.; 1971: The sea surface temperature deviation and the heat flow at the sea-air interface; *Boundary Layer Meteorology*, 1, 368-379
- Hillger, D. W.; T. H. VonderHaar; 1981: Retrieval and use of high-resolution moisture and stability fields from Nimbus-6 HIRS radiances in pre-convection situations; *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1788-1806
- Hillger, D. W.; T. H. VonderHaar; 1984: Precipitable water vapour and thickness fields over the Tasman sea on 28 October 1982; in E. P. Menzel (Hrsg.), 1984: *Proc. 1st Int. TOVS Study Conf.*, Igl, Austria, 101-108 Holstein, T; 1950: Pressure broadening of spectral lines; *Phys. Rev.*, 79, 744
- Houghton, J. T.; F. W. Taylor; C. D. Rodgers; 1984: Remote sounding of atmospheres; *Cambridge Planetary Science Series 3*; Cambridge University Press
- Jet Propulsion Laboratory, 1978: Upper Atmosphere Research Satellite Program, JPL-Publication 78-54
- Jürgensen; A.; 1984: Wasserdampfgehalt der Atmosphäre aus Satellitendaten; *Diplomarbeit Universität Kiel*
- Kelly, K. A.; R. E. Davis; 1986: An analysis of errors in sea surface temperature in a series of infrared images from NOAA-6; *Journ. Geophys. Res.* 91, 2633-2644
- Kendall, Sir M.; 1980: *Multivariate Analysis*; Charles Griffin & Company Ltd., London and High Wycombe
- Kornfield, J.; J. Susskind; 1977: On effect of surface emissivity on temperature retrievals; *Monthly Weather Review*, 105, 1605-1608
- Kriebel, K. T.; P. Koepke; 1985: Reflexion und Emission natürlicher Oberflächen; *Promet 2/3 '85; Meteorologische Fortbildung : Strahlungstransporte in der Atmosphäre*

Lacis, A.; J. E. Hansen; 1974: A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere, *Journ. Atmos: Sci.*, 31, 118-133

Lauritson, L.; G. J. Nelson; F. W. Porto; 1979: Data extraction and calibration of TIROS-N/NOAA radiometers; NOAA Technical Memorandum NESS 107, U. S. Department of Commerce

LeMarshall, J. F.; 1985: An intercomparison of temperature and moisture fields retrieved from TIROS Operational Vertical Sounder data in E. P. Menzel, Hrsg., 1985: Proc. 2nd Int. TOVS Study Conference, Igls, Austria, 106 - 161

Lindholm, E.; 1946: Pressure broadening of spectral lines; *Ark. Mat. Astron., Fys.* 32, No 17

Llewellyn-Jones, D. T.; P. J. Minnett; R. W. Saunders; A. M. Zavody; 1984: Satellite multichannel infrared measurement of sea surface temperature of the N. E. Atlantic Ocean using AVHRR/2; *Quart. J. R. Met. Soc.*, 110, 613-631

Lynch, M. J.; A. J. Prata; J. D. Penrose; 1985: Status of surface temperature measurements and impact upon atmospheric sounding; in E. P. Menzel (Hrsg.): The technical proceeding of second international TOVS study conference, Igls, Austria

Manschke, A.; 1985: Einfluß dünner Cirren auf den langwelligen Strahlungshaushalt der Atmosphäre; Diplomarbeit Universität Kiel

McClain, E. P.; W. G. Pichel; C. C. Walton; 1985: Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea surface temperatures; *J. Geophys. Res.* 90, 11, 11587-11601

McMillin, L. M.; 1975: Estimation of sea surface temperature from two infrared window measurements with differential absorptions; *J. Geophys. Res.* Vol 80, 5113-4117

McMillin, L. M.; C. Dean; 1982: Evaluation of a new operational technique for producing clear radiances; *J. Appl. Met.*, 21, 1005-1014

McMillin, L. M.; D. S. Crosby; 1984: Theory and validation of the multiple window sea surface temperature technique; Journ. Geophys. Res., 89, C3, 3655-3661

Menzel, E. P., Hrsg.; 1984/85: The technical proceedings of the first international TOVS study conference, Igls, Austria

Möller, F.; 1957: Strahlung in der unteren Atmosphäre; in: Handbuch der Physik, Band 48, Geophysik II, Ed. S. Flügge, 155-253

NASA - Prediction - Bulletin 1984: NASA - operations center branch; Mission operations division; Mission and data operations directorate

Olesen, F.-S.; 1984: Fernerkundung von Wolken über dem Ozean bei Nacht mit dem AVHRR des NOAA-7; Diplomarbeit Universität Kiel

Olesen, F.-S.; H. Graßl; 1985: Cloud detection and classification over oceans at night with NOAA-7; Internat. Journ. of Remote Sensing, 6

Paulson, C. A.; J. J. Simpson; 1981: The temperature difference across the cool skin of the ocean; Journ. Geophys. Res: 86, 11044- 054

Phulpin, T.; M. Derrien; A. Brard; 1983: A two-dimensional histogram procedure to analyze cloud cover from the NOAA satellites high resolution imagery; Journ. Clim. Appl. Met.

Planet, W. G.; G. L. Tettmer; 1979: Temperature - dependent intensities and widths of  $N_2$  -boardened lines at 15  $\mu m$   $CO_2$  band from tunable laser measurements; JQSRT 22, 345

Plass, G. N.; D. I. Fivel; 1956: Influence of doppler effect and damping on line-absorption coefficient and atmospheric radiation transfer; Astrophysical Journal 117, 225-233

Platridge, G. W.; C. M. R. Platt; 1976: Radiative processes in meteorology and climatology; Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam-Oxford-New York

Prabhakara, C.; G. Dalu; V. G. Kunde; 1974: Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 micron window region; J. Geophys. Res. 79, 5039-5044

Prata, A. J.; 1985: Clear column radiances by optimal estimations; Proc. Int. TOVS Study Conf., Igls, Austria; Hrsg.: E. P. Menzel

Rochard, G.; 1985: Persönliche Mitteilung am Centre de Meteorologie Spatiale, Lannion

Roberts, R. E.; J. E. A. Selby; L. M. Biberman; 1976: Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12  $\mu\text{m}$  window; Appl. Opt., 15, 2085-2090

Robinson, I. S.; N. C. Wells; H. Charnock; 1984: The sea surface thermal boundary layer and its relevance to the measurement of sea surface temperature by airborne and space borne radiometers; Int. Journ. Remote Sensing Vol 5, No 1; 19-45

Rodgers, C. D.; 1976: Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation; Reviews of Geophysics and space Physics, 14, No 4, 609-624

Rodgers, C. D.; C. D. Walshaw; 1966: The computation of infra-red cooling rate in planetary atmospheres; Quart. Journ. Roy. Meteor. Soc. 1966 Vol 92;

Rothmann, L. S.; R. P. Gamache; A. Barbe; A. Goldman; J. R. Gillis; L. R. Brown; R. A. Toth; J. M. Flaud; C. Camy-Peyret; 1983: AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1982 edition; Applied Optics, 22, 2247-2256

Saunders, R. W.; 1986: An automated scheme for the removal of cloud contamination from AVHRR radiances over Western Europe; Int. Journ. Remote Sens., Vol. 7,

Smith, E. A.; 1980: Orbital mechanics and analytic modeling of meteorological satellite orbits; Atmospheric Science Paper No 321, Dept. of Atm. Science Colo State University

Smith, W. L.; H. M. Woolf; 1976: The use of eigenvectors of statistical covariance matrices for interpreting satellite sounding radiometer observations; J. Atmos. Sci 33, 1127-1140

Smith, W. L.; H. M. Woolf; 1979; C. M. Hayden; D. Q. Wark; L. M. McMillin; 1979: The TIROS-N operational vertical sounder; Bull. Am. Met. Soc., 60, 1177-1187

Smith, W. L.; F. X. Zhou; 1982: Rapid extraction of layer relative humidity, geopotential thickness, and atmospheric stability from satellite sounding radiometer data; Applied Optics, Vol 21, 924-928

Smith, W. L.; H. M. Woolf; C. M. Hayden; A. J. Schreiner; J. F. LeMarshall; 1984: The physical retrieval TOVS export package; in: E. P. Menzel (Hrsg): The technical proceedings of the first international TOVS study conference

Stork, T.; 1985: Bestimmung der Landoberflächentemperatur aus Satellitendaten; Diplomarbeit Universität Kiel

Stowe, L. L.; 1974: Effects of particulate matter on the radiance of terrestrial infrared radiation; RESULTS; J. Atmos. Sci. 31: 755-767

Stowe, L. L.; H. E. Fleming; 1980: The error in satellite retrieved temperature profiles due to the effects of atmospheric aerosol particles; Remote Sensing of Environment 9: 57-64

Susskind, J.; M. T. Chahine; 1984: The GLAS physical numerical algorithm for analysis of HIRS 2/MSU data; in: E. P. Menzel (Hrsg.); The technical proceeding of the first international TOVS study conference

Susskind, J.; J. E. Searl; 1978: Synthetic atmospheric transmittance spectra near 15 and 4.3  $\mu\text{m}$ ; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 195-215;

Tettemer, G. L.; W. G. Planet; 1980: Intensities and pressure - broadened widths of CO<sub>2</sub> R - branch lines at 15  $\mu\text{m}$  from tunable laser; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 195-215

Thiermann, V.; 1986: Direkte Bestimmung des Wasserdampfgehalts der Troposphäre über See aus Infrarotmessungen des Satelliten NOAA- 7; Diplomarbeit Universität Kiel

Viehoff, T.; 1983: Bestimmung der Meeresoberflächentemperatur mittels hochauflösender Infrarot-Satellitemessungen; Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, Nr. 115

Viehoff, T.; 1985: Persönliche Mitteilung am Institut für Meereskunde, Kiel

WCRP/TOGA-Reports 1984: Report of the TOGA workshop on sea surface temperature and net surface radiation; WCP - 92

Weinred, M. P.; H. E. Fleming; L. M. McMillin; A. C. Neuendorfer; 1981: Transmittances for the TIROS operational vertical sounder; NOAA Technical Report NESS 85; U. S. Department of Commerce

Zander, R.; 1984: Theoretical interpretation of spectral measurements of trace gases in the 13 micrometer region; in: G. Fiocco (Hrsg.): IRS'84: Current Problems in Atmospheric Radiation; Deepak Publishing, 381-387

Zuev, V. E.; 1976: Laser - light transmission through the atmosphere; in: E. D. Hinkley (Hrsg.): Laser monitoring of the atmosphere; Springer, Berlin, Heidelberg, New York

## 17. Symbolliste

$a, a'$	Geometrische Bezeichnungen
$a_j$	Koeffizienten
$\underline{A}$	Koeffizientenmatrix
$b, b_0$	Geometrische Bezeichnungen
$B_\nu$	Spektrale Plancksche Schwarzkörperstrahlung
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_1, c_2$	Plancksche Konstanten
$\text{CH}_4$	Methan
$\text{CO}$	Kohlermonoxid
$\text{CO}_2$	Kohlendioxid
$E_0$	Nullpunktenergie
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$H$	Höhe des Satelliten über der Oberfläche
$\text{H}_2\text{O}$	Wasserdampf
$i$	Natürliche Zahl
$I$	Strahldichte
$I_i$	Im Radiometerkanal $i$ gemessene Strahldichte
$I_n^\downarrow$	Abwärtsgerichtete Strahldichte im Niveau $n$
$I_n^\uparrow$	Aufwärtsgerichtete Strahldichte im Niveau $n$
$J$	Spektrale <u>Quellenfunktion</u>
$k$	Boltzmannsche Entropiekonstante
$k$	Absorptionskoeffizient
$l$	Natürliche Zahl
$m$	Absorbermasse
$n$	Natürliche Zahl
$N$	Natürliche Zahl
$N$	Grad der äquivalenten schwarzen Bewölkung
$N^*$	Verhältnis der Bewölkungsgrade benachbarter Pixel
$\text{N}_2\text{O}$	Distickstoffoxid (Lachgas)
$\text{O}_3$	Ozon
$p$	Druck
$P$	Punkt
$q$	Exponent der Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite
$r$	Relative Luftmasse

$r$	Molekularkonstante
$r$	Stabilitätsmaß
$R$	Erdradius
$\vec{s}$	Ortsvektor
$s$	Strecke
$\hat{s}$	Bogen $s$
$S_T$	Linienstärke
$T$	Temperatur
$T_{Bi}$	Gemessene Helligkeitstemperatur im Kanal $i$
$T_m$	Schichtmitteltemperatur
$T_i^A$	Helligkeitstemperatur im AVHRR-Kanal $i$
$T_i^A$	Helligkeitstemperatur im HIRS-Kanal $i$
$T_{Ob}$	Oberflächentemperatur
$w_g$	Grenzschichtgehalt an Wasserdampf
$w$	Gesamtwasserdampfgehalt
$\vec{x}$	Lösungsvektor
$\vec{y}$	Meßvektor
$\alpha$	Halbwertsbreite
$\delta$	Spektrale optische Dicke
$\Delta x$	Absolutfehler von $x$
$\Delta x/x$	relativer Fehler von $x$
$\epsilon$	Wahres Emissionsvermögen
$\epsilon'$	Geschätztes Emissionsvermögen
$\epsilon_\nu$	Spektrale Emission der Oberfläche
$\phi_\nu$	Spektrale Filterfunktion
$\psi$	Geozentrischer Winkel
$\theta$	Nadirwinkel
$\tau_n$	Transmission vom Niveau $n$ nach $n-1$
$\tau_\nu$	Spektrale Transmission
$(1-\tau_n)$	Entsprechende Absorption (= Emissionsvermögen)
$dt/dp$	Spektrale Gewichtsfunktion
$\nu$	Wellenzahl

AFGL	Air Force Geophysics Laboratory
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
gmt	Greenwich Mean Time

HIRS	High - resolution Infrared Radiation Sounder
HRPT	High Resolution Picture Transmission
MSU	Microwave Sounding Unit
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NESS	NOAA Environmental Satellite Service
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
SSU	Stratospheric Sounding Unit
TIROS	Television Infrared Observational Satellite
TOGA	Tropical Ocean Global Atmosphere
TOVS	TIROS Operational Vertical Sounder
UTC	Universal Time Code = gmt
VAS	VISSR - Atmospheric Sounder
VISSR	Visible and Infrared Spin Scan Radiometer
WCP	World Climate Projekt
WCRP	World Climate Research Projekt
WMO	World Meteorological Organisation

## **Anhang**

Die Koeffizienten und Fehler aus den Regressionen in den Kapiteln 9 bis 12 sind der Übersicht halber im Anhang zusammengefaßt. Sie sind für das unmittelbare Verständnis der Arbeit nicht notwendig, stellen aber wesentliche Ergebnisse dar.

Tabelle A1: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (26)

- a) Atmosphärenfehler und Radiometerrauschen  
 b) Atmosphärenfehler und 1/10 Radiometerrauschen  
 c) Nur Atmosphärenfehler

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	Fehler
	°C			°C
<b>Ozean:</b>				
0°	-0.99	1.018	2.641	0.61
10°	-1.01	1.018	2.670	0.62
20°	-1.05	1.018	2.756	0.64
30°	-1.14	1.019	2.899	0.70
40°	-1.21	1.022	2.904	0.70
50°	-1.53	1.037	3.172	0.79
a)				
<b>Land:</b>				
0°	1.55	1.041	1.700	0.86
10°	1.53	1.040	1.743	0.87
20°	1.47	1.038	1.860	0.89
30°	1.36	1.034	2.084	0.92
40°	1.17	1.026	2.452	0.99
50°	0.81	1.013	3.075	1.15
<b>Ozean:</b>				
0°	-1.25	0.997	3.016	0.35
10°	-1.26	0.996	3.043	0.35
20°	-1.30	0.997	3.105	0.38
30°	-1.38	0.998	3.221	0.44
40°	-1.48	1.002	3.241	0.44
50°	-1.84	1.015	3.497	0.54
b)				
<b>Land:</b>				
0°	1.42	1.037	1.870	0.78
10°	1.39	1.036	1.916	0.79
20°	1.33	1.034	2.039	0.80
30°	1.20	1.029	2.270	0.82
40°	0.99	1.020	2.650	0.86
50°	0.58	1.005	3.297	0.99
<b>Ozean:</b>				
0°	-1.23	0.996	3.004	0.34
10°	-1.25	0.996	3.031	0.35
20°	-1.29	0.996	3.093	0.38
30°	-1.37	0.997	3.209	0.43
40°	-1.46	1.001	3.229	0.43
50°	-1.83	1.011	3.489	0.53
c)				
<b>Land:</b>				
0°	1.42	1.038	1.856	0.78
10°	1.40	1.037	1.902	0.78
20°	1.33	1.034	2.025	0.80
30°	1.20	1.030	2.254	0.82
40°	0.99	1.020	2.634	0.86
50°	0.59	1.006	3.281	0.98



Tabelle A2: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (28)  
a) Atmosphärenfehler und Radiometerrauschen  
b) Atmosphärenfehler und 1/10 Radiometerrauschen  
c) Nur Atmosphärenfehler

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Fehler
	°C				°C	°C
<b>Ozean:</b>						
0°	13.27	0.978	2.261	0.0734	-7.021	0.54
10°	13.52	0.976	2.295	0.0762	-7.131	0.55
20°	13.84	0.969	2.419	0.0849	-7.240	0.56
30°	14.55	0.958	2.633	0.101	-7.500	0.61
40°	13.38	0.965	2.688	0.0967	-6.882	0.62
50°	11.74	0.964	3.154	0.113	-5.921	0.72
a)						
<b>Land:</b>						
0°	8.51	1.036	1.457	0.000	-3.598	0.83
10°	8.50	1.036	1.498	0.000	-3.602	0.84
20°	8.50	1.035	1.616	0.000	-3.646	0.86
30°	8.17	1.032	1.850	0.000	-3.556	0.90
40°	15.03	0.949	2.483	0.113	-6.201	0.95
50°	15.96	0.898	3.330	0.172	-6.169	1.10
<b>Ozean:</b>						
0°	3.25	0.905	3.567	0.117	-1.594	0.21
10°	3.37	0.903	3.601	0.120	-1.634	0.21
20°	3.58	0.897	3.690	0.127	-1.682	0.22
30°	3.92	0.886	3.867	0.143	-1.736	0.26
40°	2.93	0.898	3.893	0.133	-1.266	0.27
50°	0.55	0.903	4.312	0.142	0.	0.35
b)						
<b>Land:</b>						
0°	6.53	1.034	1.673	0.000	-2.633	0.76
10°	10.80	0.982	1.902	0.0713	-4.285	0.76
20°	11.72	0.970	2.067	0.0870	-4.658	0.77
30°	13.03	0.948	2.372	0.113	-5.165	0.78
40°	14.90	0.911	2.887	0.156	-5.815	0.80
50°	16.21	0.848	3.785	0.225	-5.845	0.87
<b>Ozean:</b>						
0°	3.59	0.905	3.537	0.119	-1.752	0.20
10°	3.76	0.903	3.568	0.121	-1.819	0.20
20°	3.91	0.897	3.657	0.128	-1.838	0.22
30°	4.15	0.886	3.839	0.144	-1.838	0.26
40°	2.81	0.898	3.883	0.132	-1.194	0.27
50°	0.65	0.903	4.288	0.142	-0.0416*	0.35
c)						
<b>Land:</b>						
0°	12.44	0.975	1.824	0.0828	-5.019	0.74
10°	12.73	0.970	1.883	0.0881	-5.136	0.74
20°	13.57	0.959	2.042	0.102	-5.482	0.75
30°	14.78	0.939	2.339	0.127	-5.949	0.76
40°	16.40	0.905	2.848	0.167	-6.489	0.78
50°	17.21	0.846	3.752	0.232	-6.285	0.85

\* nicht signifikant

Tabelle A3: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (26a)  
a) Atmosphärenfehler und Radiometerrauschen  
b) Atmosphärenfehler und 1/10 Radiometerrauschen  
c) Nur Atmosphärenfehler

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>				
0°	-0.11	0.0348	1.504	0.48
10°	-0.11	0.0346	1.500	0.48
20°	-0.12	0.0338	1.487	0.48
30°	-0.16	0.0337	1.465	0.48
40°	-0.30	0.0376	1.428	0.51
50°	-0.54	0.0598	1.289	0.59
a)				
<b>Land:</b>				
0°	0.52	0.0499	1.204	0.49
10°	0.51	0.0491	1.210	0.49
20°	0.50	0.0470	1.221	0.48
30°	0.47	0.0432	1.238	0.47
40°	0.43	0.0372	1.255	0.45
50°	0.39	0.0290	1.253	0.44
<b>Ozean:</b>				
0°	-0.33	0.0251	1.759	0.40
10°	-0.33	0.0250	1.750	0.40
20°	-0.32	0.0247	1.722	0.40
30°	-0.36	0.0254	1.676	0.40
40°	-0.52	0.0304	1.620	0.43
50°	-0.81	0.0556	1.464	0.54
b)				
<b>Land:</b>				
0°	0.44	0.0472	1.305	0.45
10°	0.43	0.0463	1.312	0.44
20°	0.42	0.0442	1.321	0.44
30°	0.39	0.0404	1.333	0.42
40°	0.35	0.0343	1.344	0.40
50°	0.27	0.0260	1.335	0.39
<b>Ozean:</b>				
0°	-0.32	0.0255	1.751	0.40
10°	-0.32	0.0254	1.742	0.40
20°	-0.32	0.0251	1.714	0.40
30°	-0.36	0.0258	1.669	0.40
40°	-0.51	0.0309	1.613	0.43
50°	-0.80	0.0559	1.458	0.54
c)				
<b>Land:</b>				
0°	0.44	0.0469	1.313	0.45
10°	0.43	0.0460	1.320	0.44
20°	0.41	0.0438	1.329	0.43
30°	0.39	0.0400	1.341	0.42
40°	0.34	0.0339	1.351	0.40
50°	0.26	0.0256	1.341	0.39

Tabelle A4: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (31)

a) Atmosphärenfehler und Radiometerrauschen

b) Atmosphärenfehler und 1/10 Radiometerrauschen

c) Nur Atmosphärenfehler

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>						
0°	0.53	0.0340	1.169	-0.363	0.110	0.38
10°	0.55	0.0342	1.171	-0.361	0.108	0.38
20°	0.60	0.0345	1.175	-0.355	0.103	0.37
30°	0.67	0.0357	1.180	-0.347	0.0954	0.38
40°	0.70	0.0401	1.175	-0.342	0.0895	0.39
50°	0.52	0.0559	1.076	-0.336	0.0989	0.46
<b>Land:</b>						
0°	0.32	-0.293	0.893	0.0459	0.112	0.43
10°	0.35	-0.296	0.904	0.0460	0.110	0.43
20°	0.45	-0.300	0.930	0.0463	0.104	0.42
30°	0.61	-0.307	0.972	0.0465	0.0948	0.41
40°	0.90	-0.317	1.021	0.0460	0.0808	0.40
50°	1.43	-0.341	1.043	0.0446	0.0634	0.38
<b>Ozean:</b>						
0°	0.92	0.0347	1.580	-0.382	0.0638	0.30
10°	0.94	0.0349	1.577	-0.380	0.0621	0.30
20°	0.99	0.0351	1.557	-0.372	0.0591	0.30
30°	1.04	0.0364	1.526	-0.362	0.0545	0.30
40°	1.03	0.0413	1.480	-0.356	0.0530	0.32
50°	0.71	0.0592	1.303	-0.346	0.0732	0.41
<b>Land:</b>						
0°	0.66	-0.350	1.042	0.0515	0.0961	0.39
10°	0.69	-0.350	1.055	0.0514	0.0937	0.39
20°	0.78	-0.350	1.081	0.0514	0.0874	0.38
30°	0.95	-0.348	1.119	0.0509	0.0771	0.37
40°	1.23	-0.346	1.164	0.0493	0.0618	0.34
50°	1.73	-0.354	1.179	0.0462	0.0431	0.32
<b>Ozean:</b>						
0°	0.99	0.0350	1.549	-0.411	0.0704	0.29
10°	1.01	0.0352	1.546	-0.410	0.0688	0.29
20°	1.05	0.0354	1.526	-0.400	0.0652	0.29
30°	1.11	0.0367	1.497	-0.388	0.0607	0.29
40°	1.10	0.0416	1.452	-0.382	0.0519	0.32
50°	0.80	0.0591	1.277	-0.371	0.0787	0.40
<b>Land:</b>						
0°	0.58	-0.306	1.063	0.0500	0.0886	0.40
10°	0.62	-0.308	1.076	0.0500	0.0863	0.40
20°	0.71	-0.310	1.104	0.0500	0.0800	0.39
30°	0.88	-0.313	1.145	0.0496	0.0698	0.37
40°	1.17	-0.316	1.192	0.0481	0.0549	0.35
50°	1.69	-0.331	1.207	0.0452	0.0369	0.32

Tabelle A5: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (32)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
Ozean:					
0°	0.64	0.036	0.527	-0.132	0.18
10°	0.65	0.036	0.525	-0.132	0.18
20°	0.67	0.036	0.514	-0.132	0.18
30°	0.70	0.037	0.498	-0.133	0.18
40°	0.75	0.039	0.476	-0.138	0.19
50°	0.87	0.048	0.413	-0.150	0.22
Land:					
0°	0.70	0.043	0.372	-0.100	0.22
10°	0.71	0.043	0.375	-0.101	0.22
20°	0.74	0.042	0.379	-0.106	0.21
30°	0.80	0.042	0.385	-0.114	0.21
40°	0.90	0.041	0.389	-0.125	0.21
50°	1.11	0.040	0.380	-0.143	0.20

Tabelle A6: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (33)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	a <sub>5</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup>
Ozean:							
0°	2.92	0.376	-0.173	0.020	0.014	-1.066	0.16
10°	2.92	0.375	-0.172	0.019	0.014	-1.062	0.16
20°	2.95	0.369	-0.169	0.019	0.014	-1.063	0.16
30°	3.00	0.357	-0.163	0.017	0.015	-1.065	0.16
40°	3.15	0.331	-0.158	0.018	0.018	-1.099	0.17
50°	3.81	0.234	-0.155	0.025	0.026	-1.304	0.19
Land:							
0°	4.24	0.254	-0.179	0.022	0.022	-1.604	0.17
10°	4.22	0.256	-0.177	0.022	0.022	-1.594	0.17
20°	4.23	0.261	-0.172	0.020	0.022	-1.586	0.17
30°	0.43	0.401	0.000	0.000	0.011	0.000	0.18
40°	3.71	0.341	-0.116	0.000	0.022	-1.256	0.17
50°	0.78	0.397	-0.058	0.000	0.011	0.000	0.17

Tabelle A7: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (34)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>						
0°	-1.11	0.258	0.052	0.858	-0.013	0.095
10°	-1.12	0.257	0.052	0.868	-0.013	0.095
20°	-1.17	0.256	0.050	0.895	-0.013	0.095
30°	-1.26	0.256	0.048	0.943	-0.012	0.096
40°	-1.71	0.276	0.037	1.073	0.000	0.10
50°	-2.27	0.282	0.037	1.399	0.000	0.11
<b>Land:</b>						
0°	-0.58	0.211	0.059	0.672	-0.014	0.11
10°	-0.61	0.213	0.058	0.687	-0.014	0.11
20°	-0.74	0.220	0.055	0.745	-0.013	0.11
30°	-0.92	0.228	0.050	0.825	-0.012	0.11
40°	-1.38	0.242	0.036	0.961	0.000	0.11
50°	-1.47	0.232	0.031	1.030	0.000	0.11

Tabelle A8: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (36a)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	Fehler
	°C			°C
<b>Ozean:</b>				
0°	-1.49	1.093	2.670	1.37
10°	-1.49	1.092	2.705	1.37
20°	-1.49	1.090	2.816	1.37
30°	-1.54	1.088	3.023	1.37
40°	-1.83	1.091	3.425	1.40
50°	-2.79	1.130	4.186	1.56
<b>Land:</b>				
0°	1.22	1.056	1.986	1.00
10°	1.21	1.055	2.030	1.00
20°	1.17	1.054	2.153	1.04
30°	1.11	1.051	2.384	1.09
40°	1.03	1.043	2.766	1.18
50°	0.97	1.026	3.404	1.38

Tabelle A9: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (36b)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Fehler
	°C			°C		°C
Ozean:						
0°	38.41	1.218	0.149	-18.273	-1.367	1.42
10°	39.55	1.221	0.146	-18.806	-1.378	1.42
20°	42.80	1.232	0.139	-20.345	-1.398	1.44
30°	48.84	1.252	0.126	-23.193	-1.434	1.47
40°	66.32	1.333	0.000	-30.736	-1.601	1.56
50°	79.98	1.391	0.000	-36.911	-1.665	1.77
Land:						
0°	39.14	1.151	0.000	-17.267	-1.003	1.01
10°	40.07	1.154	0.000	-17.704	-1.019	1.02
20°	43.39	1.165	0.000	-19.247	-1.088	1.05
30°	49.66	1.187	0.000	-22.151	-1.216	1.12
40°	60.06	1.228	0.000	-26.972	-1.404	1.26
50°	77.90	1.319	0.000	-35.035	-1.729	1.62

Tabelle A10: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (37)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	a <sub>5</sub>	Fehler
	°C						°C
Ozean:							
0°	0.00	0.952	0.470	-3.167	1.011	0.964	1.46
10°	-0.18	0.951	0.467	-3.112	0.997	0.986	1.45
20°	-0.54	0.950	0.459	-2.951	0.921	1.069	1.44
30°	-1.26	0.947	0.445	-2.663	0.783	1.224	1.43
40°	-2.15	0.949	0.421	-2.203	0.518	1.500	1.41
50°	-2.73	0.971	0.378	-1.446	0.000	1.987	1.39
Land:							
0°	7.22	1.083	0.399	-2.685	0.000	1.391	1.52
10°	6.98	1.080	0.398	-2.671	0.000	1.423	1.51
20°	6.27	1.072	0.395	-2.585	0.000	1.496	1.50
30°	4.84	1.055	0.389	-2.411	0.000	1.623	1.47
40°	2.35	1.025	0.378	-2.075	0.000	1.786	1.43
50°	-2.15	0.974	0.370	-1.427	0.000	1.944	1.39

Tabelle A11: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (38)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	°C		°C		°C
<b>Ozean:</b>					
0°	-53.43	1.101	31.850	0.878	1.63
10°	-53.88	1.097	32.074	0.899	1.62
20°	-54.23	1.090	32.334	0.951	1.60
30°	-54.24	1.074	32.457	1.042	1.57
40°	-52.27	1.051	31.666	1.171	1.54
50°	-44.23	1.015	27.726	1.360	1.58
<b>Land:</b>					
0°	-54.10	1.099	31.604	0.960	1.62
10°	-54.29	1.096	31.700	0.980	1.61
20°	-54.22	1.089	31.784	1.026	1.59
30°	-53.79	1.075	31.784	1.101	1.56
40°	-51.70	1.051	31.019	1.214	1.54
50°	-43.89	1.014	27.393	1.375	1.57

Tabelle A12: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (39)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	°C			°C	°C
<b>Ozean:</b>					
0°	34.19	1.095	0.763	-52.230	1.77
10°	34.03	1.093	0.771	-51.489	1.76
20°	32.46	1.087	0.814	-47.540	1.75
30°	29.70	1.079	0.892	-40.420	1.75
40°	23.92	1.074	1.055	-26.874	1.71
50°	11.05	1.081	1.463	0.000	1.96
<b>Land:</b>					
0°	34.78	1.098	0.752	-52.924	1.76
10°	34.40	1.096	0.763	-51.847	1.76
20°	32.71	1.089	0.809	-47.784	1.75
30°	29.66	1.081	0.893	-40.268	1.75
40°	23.74	1.074	1.059	-26.565	1.79
50°	11.04	1.081	1.463	0.000	1.96

Tabelle A13: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (40)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	°C				°C
Ozean:					
0°	3.34	0.435	2.482	-1.244	2.09
10°	3.40	0.474	2.473	-1.234	2.09
20°	3.44	0.613	2.430	-1.190	2.08
30°	3.52	0.864	2.344	-1.105	2.06
40°	3.69	1.272	2.180	-0.943	2.02
50°	4.28	1.940	1.838	-0.616	1.92
Land:					
0°	3.40	0.422	2.490	-1.252	2.09
10°	3.45	0.461	2.408	-1.242	2.09
20°	3.48	0.602	2.436	-1.197	2.09
30°	3.53	0.857	2.348	-1.109	2.06
40°	3.68	1.269	2.181	-0.944	2.02
50°	4.27	1.940	1.837	-0.616	1.92

Tabelle A14: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (41)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	°C		°C		°C
Ozean:					
0°	-46.16	-3.961	20.754	0.513	2.86
10°	-46.31	-3.991	20.598	0.508	2.86
20°	-46.94	-4.102	20.288	0.491	2.87
30°	-48.25	-4.354	19.858	0.461	2.91
40°	-50.31	-4.923	19.146	0.412	3.11
50°	-44.45	-5.928	12.869	0.402	4.34
Land:					
0°	-46.12	-3.960	20.728	0.513	2.86
10°	-46.27	-3.990	20.574	0.508	2.86
20°	-46.90	-4.101	20.265	0.491	2.87
30°	-48.22	-4.352	19.837	0.461	2.91
40°	-50.28	-4.922	19.126	0.412	3.11
50°	-44.45	-5.928	12.869	0.402	4.34

Tabelle A15: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (42)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	°C				°C
<b>Ozean:</b>					
0°	-1.74	0.725	-0.444	0.235	1.77
10°	-1.90	0.727	-0.449	0.230	1.77
20°	-2.35	0.737	-0.465	0.213	1.77
30°	-0.96	0.982	-0.378	0.000	1.80
40°	-2.59	0.954	-0.468	0.000	1.83
50°	-4.12	0.932	-0.642	0.000	2.04
<b>Land:</b>					
0°	-1.74	0.743	-0.444	0.235	1.77
10°	-1.90	0.727	-0.449	0.230	1.77
20°	-2.35	0.737	-0.465	0.213	1.77
30°	-0.96	0.982	-0.378	0.000	1.80
40°	-2.59	0.954	-0.468	0.000	1.83
50°	-4.12	0.932	-0.642	0.000	2.04

Tabelle A16: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (43)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	Fehler
	°C		°C
<b>Ozean:</b>			
0°	-5.53	0.900	2.35
10°	-5.53	0.900	2.33
20°	-5.50	0.901	2.29
30°	-5.39	0.903	2.20
40°	-5.16	0.909	2.06
50°	-4.82	0.918	1.84
<b>Land:</b>			
0°	-5.53	0.900	2.35
10°	-5.53	0.900	2.33
20°	-5.50	0.901	2.29
30°	-5.39	0.903	2.20
40°	-5.16	0.909	2.06
50°	-4.82	0.918	1.84

Tabelle A17: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (44)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>					
0°	0.17	0.015	0.172	-0.034	0.050
10°	0.17	0.015	0.171	-0.034	0.050
20°	0.18	0.015	0.169	-0.034	0.051
30°	0.19	0.015	0.165	-0.035	0.051
40°	0.20	0.016	0.162	-0.037	0.054
50°	0.23	0.019	0.153	-0.042	0.061
<b>Land:</b>					
0°	0.12	0.015	0.111	0.000	0.065
10°	0.20	0.016	0.118	-0.022	0.064
20°	0.21	0.016	0.120	-0.023	0.064
30°	0.23	0.016	0.124	-0.026	0.063
40°	0.26	0.016	0.128	-0.031	0.061
50°	0.32	0.016	0.129	-0.038	0.050

Tabelle A18: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (45)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>					
0°	-0.02	0.273	0.000	0.000	0.093
10°	-0.02	0.271	0.000	0.000	0.093
20°	-0.02	0.265	0.000	0.000	0.093
30°	-0.02	0.258	0.000	0.000	0.094
40°	-0.05	0.253	0.000	0.000	0.099
50°	-0.71	0.181	0.069	-0.092	0.11
<b>Land:</b>					
0°	-0.34	0.152	0.034	0.000	0.099
10°	-0.34	0.154	0.033	0.000	0.099
20°	-0.33	0.158	0.031	0.000	0.098
30°	-0.31	0.165	0.028	0.000	0.097
40°	-0.28	0.173	0.023	0.000	0.095
50°	-0.35	0.174	0.041	0.051	0.091

Tabelle A19: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (46)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
Ozean:					
0°	0.25	0.193	0.009	-0.027	0.084
10°	0.25	0.192	0.009	-0.028	0.084
20°	0.26	0.188	0.009	-0.028	0.085
30°	0.28	0.181	0.009	-0.028	0.085
40°	0.30	0.170	0.010	-0.027	0.088
50°	0.22	0.134	0.012	0.000	0.097
Land:					
0°	0.22	0.141	0.010	0.000	0.091
10°	0.22	0.141	0.010	0.000	0.091
20°	0.22	0.142	0.010	0.000	0.090
30°	0.22	0.142	0.009	0.000	0.089
40°	0.22	0.141	0.009	0.000	0.088
50°	0.22	0.135	0.008	0.000	0.088

Tabelle A20: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (47)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
Ozean:					
0°	0.29	0.184	0.006	-0.031	0.079
10°	0.29	0.182	0.006	-0.031	0.079
20°	0.30	0.178	0.006	-0.031	0.079
30°	0.32	0.170	0.006	-0.031	0.079
40°	0.37	0.158	0.007	-0.030	0.082
50°	0.50	0.127	0.011	-0.025	0.089
Land:					
0°	0.25	0.136	0.007	0.000	0.084
10°	0.25	0.136	0.007	0.000	0.084
20°	0.25	0.136	0.007	0.000	0.083
30°	0.24	0.135	0.006	0.000	0.082
40°	0.24	0.133	0.006	0.000	0.081
50°	0.38	0.132	0.007	0.019	0.080

Tabelle A21: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (48)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	a <sub>5</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>				
Ozean:							
0°	0.16	0.148	0.002	0.006	-0.037	0.000	0.060
10°	0.16	0.148	0.002	0.006	-0.037	0.000	0.060
20°	0.99	0.119	0.005	0.006	-0.055	-0.353	0.059
30°	0.24	0.163	0.003	0.000	-0.031	0.000	0.061
40°	1.05	0.106	0.006	0.006	-0.052	-0.363	0.061
50°	1.26	0.075	0.009	0.008	-0.051	-0.426	0.066
Land:							
0°	0.07	0.107	0.003	0.005	0.000	0.000	0.065
10°	0.07	0.108	0.003	0.005	0.000	0.000	0.065
20°	1.40	0.084	0.007	0.006	-0.056	-0.522	0.062
30°	0.15	0.129	0.004	0.000	0.000	0.000	0.064
40°	1.23	0.109	0.007	0.000	-0.038	-0.416	0.061
50°	0.26	0.128	0.004	0.000	-0.019	0.000	0.061

Tabelle A22: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (49)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
Ozean:						
0°	-0.35	0.145	0.011	0.225	-0.002	0.050
10°	-0.36	0.145	0.011	0.229	-0.002	0.050
20°	-0.37	0.145	0.010	0.236	-0.002	0.050
30°	-0.41	0.144	0.010	0.250	-0.002	0.050
40°	-0.34	0.125	0.010	0.214	0.000	0.052
50°	-0.59	0.134	0.011	0.340	0.000	0.057
Land:						
0°	0.14	0.100	0.012	0.000	0.000	0.054
10°	0.14	0.101	0.012	0.000	0.000	0.054
20°	0.13	0.103	0.011	0.000	0.000	0.053
30°	0.12	0.106	0.010	0.000	0.000	0.053
40°	0.10	0.109	0.008	0.000	0.000	0.052
50°	0.07	0.109	0.006	0.000	0.000	0.052

Tabelle A23: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (50)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>					
0°	0.29	0.029	-0.011	0.013	0.048
10°	0.29	0.029	-0.011	0.013	0.048
20°	0.28	0.029	-0.011	0.013	0.048
30°	0.27	0.029	-0.011	0.015	0.050
40°	0.25	0.028	-0.011	0.016	0.051
50°	0.21	0.026	-0.010	0.020	0.054
<b>Land:</b>					
0°	0.25	0.029	-0.010	0.014	0.048
10°	0.25	0.029	-0.010	0.014	0.048
20°	0.25	0.029	-0.010	0.015	0.049
30°	0.24	0.028	-0.010	0.016	0.050
40°	0.23	0.027	-0.010	0.017	0.051
50°	0.20	0.026	-0.009	0.020	0.054

Tabelle A24: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (51)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Fehler
	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup> °C	g/cm <sup>2</sup>
<b>Ozean:</b>						
0°	-0.38	0.004	0.005	0.179	-0.002	0.021
10°	-0.37	0.004	0.005	0.178	-0.002	0.020
20°	-0.37	0.004	0.005	0.178	-0.002	0.020
30°	-0.35	0.003	0.005	0.176	-0.002	0.020
40°	-0.32	0.003	0.006	0.171	-0.002	0.020
50°	-0.13	0.000	0.009	0.139	0.000	0.021
<b>Land:</b>						
0°	-0.15	0.000	0.010	0.127	0.000	0.021
10°	-0.14	0.000	0.010	0.127	0.000	0.021
20°	-0.36	0.004	0.005	0.177	-0.002	0.020
30°	-0.35	0.003	0.005	0.175	-0.002	0.020
40°	-0.32	0.003	0.005	0.171	-0.002	0.020
50°	-0.13	0.000	0.009	0.139	0.000	0.021

Tabelle A25: Kanaldifferenzen zur Wolkenhöhenzuordnung

Kanäle	0°	10°	20°	30°	40°	50°	Oz/La
	°C	°C	°C	°C	°C	°C	
8/7	10.9	11.0	11.3	11.9	12.9	14.5	Oz
	8.9	9.1	9.5	10.2	11.4	13.5	La
7/6	9.6	9.7	9.9	10.2	10.7	11.3	Oz
	9.2	9.3	9.5	9.9	10.5	11.2	La
6/5	8.6	8.6	8.5	8.4	8.1	7.3	Oz
	8.5	8.5	8.4	8.4	8.1	7.3	La
5/4	5.0	4.8	4.5	3.8	2.7	0.7	Oz
	4.9	4.8	4.5	3.8	2.7	0.7	La
4/3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	Oz
	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	La

Tabelle A26: Koeffizienten und Fehler für Gleichung (58)

	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	Fehler
	°C		°C
<b>Ozean:</b>			
0°	0.38	1.002	0.12
10°	0.38	1.002	0.12
20°	0.38	1.002	0.12
30°	0.37	1.003	0.13
40°	0.37	1.003	0.13
50°	0.37	1.004	0.13
<b>Land:</b>			
0°	0.38	1.002	0.12
10°	0.38	1.002	0.12
20°	0.38	1.002	0.12
30°	0.38	1.002	0.12
40°	0.37	1.003	0.12
50°	0.37	1.003	0.12