

DOI 10.3289/IFM\_PER\_228

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

Nr. 228

RÄUMLICHE SKALEN DES BODENWINDFELDES  
AUF DEM NORDATLANTIK

von  
Karl Bumke

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von

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

---

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

## Zusammenfassung

Für gekoppelte Modelle von Ozean-Atmosphäre und Modelle, die sich mit der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre befassen, ist eine genaue Kenntnis der oberflächennahen Windfelder Voraussetzung. Das erfordert die Interpolation der unregelmäßig verteilten Beobachtungen auf ein regelmäßiges Gitterpunktnetz. Da ozeanische Wirbel kleinere Skalen als atmosphärische Wirbel aufweisen und die spektrale Verteilung der Varianz der atmosphärischen Wirbel den Antrieb ozeanischer Wirbel wesentlich beeinflusst, sollten in den Beobachtungen enthaltene räumliche Skalen bei der Analyse erhalten bleiben.

Die in direkten Beobachtungen und analysierten Gitterpunktfeldern enthaltenen räumlichen Skalen werden durch räumliche Energiespektren beschrieben. Diese können mit einer Fouriertransformation aus räumlichen Kovarianzfunktionen abgeleitet werden. Die Kovarianzfunktionen für die direkten Beobachtungen wurden dazu gemittelt über 20 km Intervalle berechnet, die für die analysierten Felder für Intervalle, die den Gitterpunktabständen entsprechen. In dieser Arbeit wurden zwei mit unterschiedlichen Analyseverfahren abgeleitete Felder untersucht: Die bei der numerischen Wettervorhersage analysierten Felder sowie Felder, die mit einem speziell für die Untersuchung der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre entwickelten Analyseverfahren abgeleitet wurden. Die Ergebnisse zeigen, daß die Kovarianzfunktionen horizontal anisotrop sind und eine hohe regionale und saisonale Variabilität aufweisen.

Die berechneten Energiespektren für die direkten Beobachtungen umfassen den Skalenbereich von 40 bis 1500 km Wellenlänge. Für den atmosphärischen Antrieb ozeanischer Wirbel ist der Spektralbereich mit Wellenlängen kleiner als 1000 km von besonderem Interesse. Prinzipiell könnten die bei der numerischen Wettervorhersage analysierten Windfelder für ozeanographische Untersuchungen benutzt werden. Die Resultate dieser Arbeit zeigen jedoch, daß diese Felder einen Verlust von rund 50 % der im Skalenbereich von weniger als 1000 km Wellenlänge in den direkten Beobachtungen enthaltenen Varianz aufweisen. Dagegen beträgt der Verlust an Varianz für die Windfelder, die mit dem speziell für die Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre entwickelten Analyseverfahren abgeleitet wurden, nur 32 % der Varianz der direkten Beobachtungen. Zudem wird der systematische Fehler der Windgeschwindigkeit eliminiert, der operativen Analysen im zonalen Mittel noch bis zu 25 % des

Betrages erreichen kann. Damit wird ein systematischer Fehler bei der Berechnung der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre vermieden.

Implizit wird somit in der vorliegenden Arbeit die Frage beantwortet, ob überhaupt ein spezielles Analyseverfahren für Windfelder auf See erforderlich ist, wo doch Modelle der numerischen Wettervorhersage solche Felder routinemäßig erstellen.

## Abstract

A detailed knowledge of surface wind fields is necessary for coupled models of ocean and atmosphere or for determination of air sea interactions. This requires to interpolate irregular distributed observations on a regular grid point field. All spatial scales included in the observations should be conserved during analyses, since the scales of oceanic eddies are smaller than scales of atmospheric eddies. Additionally the spectral distribution of atmospheric eddies influences the properties of the generated oceanic eddies.

The analysis of energy spectra is based on spatial covariance functions. These are determined in two ways: directly from observations averaged for 20 x 20 km boxes or from objectively analysed fields. In this paper two different kinds of analysed fields are used: analysed fields calculated by numerical models of weather forecast at a  $1.875^\circ \times 1.875^\circ$  latitude longitude grid and analysed fields at a  $2^\circ \times 2^\circ$  grid calculated specially for purposes of air sea interactions. The results show the covariance functions are horizontal anisotrop and are of high spatial and seasonal variability. Using a Fourier Transformation spatial energy spectra can be calculated from spatial covariance functions. The spectral energy densities for direct observations are obtained for scales from 40 to 1500 km wavelength. For atmospheric driven oceanic eddies scales of less than 1000 km wavelength are of main interest.

In principle, wind fields for oceanographic studies could be obtained from numerical weather forecast models. The results show that such fields have loss of spectral energy at smaller scales with wavelengths less than 1000 km of 52 % compared to energy spectra from direct observations. The loss of spectral energy density of analysed fields, calculated by a special analysis scheme for air sea interaction, is only 32 % in the same spectral range. Additionally this special analysis scheme avoids biases in zonal averaged analysed wind speeds. This biases are of the order of upto 25 % of averaged wind speed for analysed fields of numerical weather forecast and would lead to systematic errors in air sea interactions.

Implicitly this answers the query why a special procedure is preferred to analyse wind fields at sea though usual numerical models of weather forecast produce regularity such fields.

## Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Zusammenfassung / Abstract	
2.	Einleitung	1
3.	Datenbasis	5
3.1	Beobachtungen	5
3.2	Gitterpunktfelder des Instituts für Meereskunde	6
3.3	Gitterpunktfelder des EZMW	7
4.	Numerische Analyseverfahren	8
4.1	Das Analyseverfahren des IfM: Die Polynommethode	9
4.2	Das Analyseverfahren des EZMW	13
5.	Ableitung des Beobachtungsfehlers	15
6.	Analysefehler	20
6.1	Ableitung des Analysefehlers der IfM-Gitterpunktfelder	20
6.2	Abweichungen zwischen den IfM-Gitterpunktfeldern und den EZMW-Gitterpunktfeldern	25
7.	Ableitung der Schubspannungen aus IfM-Gitterpunktfeldern	28
7.1	Einfluß der Windsee auf die Schubspannungsfelder	30
8.	Die räumliche Korrelationsfunktion	33
9.	Die spektrale Energiedichte	42
9.1	Theoretische Form der Energiespektren	45
10.	Autokorrelationsfunktionen der Beobachtungen	47
11.	Autokorrelationsfunktionen der Gitterpunktwerte	55
11.1	Vergleich der Korrelationsfunktionen von Gitter- punktwerten und Beobachtungen	63
11.2	Autokorrelationsfunktion der Schubspannungsfelder des EZMW im Vergleich zu den Autokorrelationsfunktionen der IfM- Gitterpunktfelder	68
12.	Varianz von Beobachtungen und Gitterpunktfeldern	73
13.	Räumliche spektrale Energiedichten	75
14.	Glättung kleinskaliger Schwankungen	87
15.	Schlußbetrachtung	89
Anhang A	Bedingungen zur Berechnung des Korrelationskoeffizienten als Funktion des Abstandes zwischen Beobachtungen	91
Anhang B	Liste der verwendeten Symbole	97
16.	Literatur	99

## 2 Einleitung

Aufgrund der ungenügenden Beobachtungsdichte und der unregelmäßigen Verteilung der Beobachtungen über den Ozeanen erfordern Fragestellungen, die sich mit der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre oder mit numerischen Modellen des Ozeans befassen, die Interpolation der direkten Beobachtungen auf ein regelmäßiges Gitterpunktnetz. Die interpolierten Felder müssen im wesentlichen zwei Bedingungen erfüllen: Zum einen wird eine hohe räumliche Auflösung gefordert, da die ozeanischen Wirbel kleinere Skalen als die atmosphärischen Wirbel aufweisen. Zum anderen müssen systematische Abweichungen zwischen den direkten Beobachtungen und den interpolierten Gitterpunktwerten vermieden werden. Jede Interpolation beinhaltet jedoch eine Glättung der Eingangsdaten, die sich in einer Verringerung der Varianz der Gitterpunktfelder, verglichen mit der Varianz der direkten Beobachtungen, ausdrückt. Daraus ergibt sich eine Verringerung des turbulenten Austauschs, hier des Betrags  $\tau$  der horizontalen Komponenten des vertikalen Impulsflusses, wie die folgenden Überlegungen zeigen.

Die übliche Definition des Reibungskoeffizienten  $C_D$  lautet:

$$(2.1) \quad \tau = \rho C_D \overline{U}^2$$

mit  $U$  = Windgeschwindigkeit und  $\rho$  = Luftdichte, wobei der Querstrich über dem  $U$  ein zeitliches Mittel kennzeichnet.

Da sich der Betrag  $\tau$  des Impulsflusses aber näherungsweise wie  $U^2$  verhält, sollte man diesen besser wie folgt definieren (z.B. Hasse, 1968):

$$(2.2) \quad \tau = \rho C_D \overline{U^2} = \rho C_D ( \overline{U}^2 + \overline{U'^2} )$$

wobei der Strich die Abweichung vom zeitlichen Mittel kennzeichnet. Dann ist leicht zu erkennen, daß ein Verlust an Varianz  $\overline{U'^2}$  in einer Verringerung des turbulenten Austauschs von Impuls resultiert. Systematische Fehler der mittleren Windgeschwindigkeit führen nach Gleichung (2.2) ebenso zu Fehlern bei der Berechnung der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre.

Je nach Einsatzzweck eines Gitterpunktfeldes werden auch noch andere Kriterien als die Vermeidung eines systematischen Fehlers und die Forderung nach einer hohen räumlichen Auflösung zur Optimierung eines Analyseverfahrens

benutzt. So sind die zur Initialisierung eines numerischen Vorhersagemodells benutzten Analysen zum Beispiel dann optimal, wenn der Vorhersagefehler minimal wird. Dabei können durchaus noch systematische Abweichungen zwischen Beobachtungen und Gitterpunktwerten vorhanden sein (Lönnerberg und Hollingsworth, 1984). Derartige Felder sind dann gegebenenfalls für das atmosphärische Modell optimal, müssen es aber nicht sein zum Antrieb ozeanischer Modelle.

So haben Laursen und Eliassen (1989) gezeigt, daß verschiedene Analyseverfahren einen unterschiedlich dämpfenden Effekt auf die in analysierten Feldern enthaltene kinetische Energie haben. Das unterstreicht die Aussage von Sausen et al. (1988), daß bei der Verwendung des FGGE-Datensatzes zum Antrieb ozeanischer Modelle eine Flußkorrektur erforderlich ist. In gleicher Weise fordert Latif (1990) eine stärkere Variabilität eines T21-Atmosphärenmodells, welches am Hamburger Max-Planck-Institut zur ENSO-Untersuchung (El Niño/Southern Oscillation) in einem gekoppelten Modell benutzt wurde.

Trenberth und Olsen (1988) haben Abweichungen zwischen den globalen Analysen des EZMW und des NMC (U.S. National Meteorological Center) untersucht. Insbesondere in den höheren geographischen Breiten ergaben sich zum Teil beträchtliche Differenzen. Aber auch in tropischen Gebieten haben zum Beispiel Gage et al. (1988) oder Reynolds et al. (1989) die Unterschiede zwischen analysierten und beobachteten Winden untersucht. Es wurde festgestellt, daß die Abweichungen in diesen beobachtungsarmen Gebieten von der gleichen Größenordnung wie die beobachteten Größen selbst sind.

Systematische Abweichungen führen in Untersuchungen, die sich mit der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre befassen, zu erheblichen Unsicherheiten. Eine ungenügende räumliche Auflösung der in den atmosphärischen Feldern enthaltenen Variabilität, die sich in einer nicht der Realität entsprechenden Verteilung der kinetischen Energie auf die verschiedenen Wellenlängenbereiche zeigt, beeinflusst zum Beispiel wesentlich den Antrieb ozeanischer Wirbel (Lippert, 1985).

Erste Untersuchungen der in Windbeobachtungen auf dem Ozean enthaltenen räumlichen Skalen wurden von Willebrand (1978) durchgeführt. Die Untersuchungen beschränkten sich jedoch auf analysierte Felder und Beobachtungen von Wetterschiffen.

In dieser Arbeit werden nun neben den Wetterschiffen auch die Beobachtungen von Handelsschiffen zur Untersuchung der in den direkten Beobachtungen



enthaltenen räumlichen Skalen herangezogen. Die räumlichen Skalen werden beschrieben durch die spektrale Energiedichte. Dabei besteht die Schwierigkeit darin, daß die Beobachtungsdichte über den Ozeanen generell niedrig ist und die geographischen Positionen der Beobachtungen außerdem ständig wechseln.

Zur Lösung dieses Problems wird ausgenutzt, daß die Autokovarianzfunktion beziehungsweise die Autokorrelationsfunktion die Berechnung von Energiespektren mittels einer Fouriertransformation ermöglicht. Die Energiespektren der Gitterpunktfelder hingegen können mittels einer Fouriertransformation direkt aus den Gitterpunktwerten abgeleitet werden. Die Kenntnis der Energiespektren der direkten Beobachtungen und der Gitterpunktfelder ermöglicht dann die Untersuchung des Verlusts an Varianz in verschiedenen Wellenlängenbereichen, der sich bei der Interpolation der Beobachtungen auf ein Gitterpunktnetz ergibt. Dazu stehen vom IfM (Institut für Meereskunde) im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 133 analysierte Gitterpunktfelder zur Verfügung, im folgenden als IfM-Gitterpunktfelder bezeichnet, die speziell im Hinblick auf den Einsatz als Antriebsfelder ozeanischer Modelle entwickelt worden sind. Die IfM-Gitterpunktfelder basieren auf einer Arbeit von Ennenga (1985). Das Analyseverfahren wurde in allen wesentlichen Punkten grundlegend modifiziert, um die räumliche Auflösung zu verbessern und einen kleineren systematischen Fehler zu erhalten (Bumke und Hasse, 1989).

Außerdem stehen Gitterpunktfelder des EZMW (Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage) zur Verfügung, die den Belangen der numerischen Wettervorhersage angepaßt sind. Sie enthalten für 1984 die Analysen der Windfelder und ab 1985 Schubspannungen, die aus den first guess-Feldern abgeleitet wurden.

Die Untersuchungen wurden für das Gebiet des Nordatlantik für den Zeitraum von Mai 1982 bis April 1985 durchgeführt. Für diesen Zeitraum liegen die Wetterbeobachtungen von Schiffen und Küstenstationen sowie die daraus abgeleiteten IfM-Gitterpunktfelder vor.

Wie bereits oben erwähnt, dient als Maß für die in Beobachtungen und Analysen enthaltenen Skalen die spektrale Verteilung der Varianz. Die zur Berechnung der spektralen Verteilung der Varianz der Beobachtungen benötigte Autokorrelationsfunktion wird für 20 km Intervalle bestimmt. Die Autokorrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder werden für Intervalle, die einem Vielfachen des Gitterpunktabstandes entsprechen, berechnet.

Dabei ist auch die Variabilität der Autokorrelationsfunktionen von Bedeutung. Denn die Autokorrelationsfunktionen sind Basis für Assimilationsschemata, die auf der sogenannten Objektiven Analyse oder Optimalen Interpolation, auch als Statistische Interpolation bezeichnet (Lönnerberg und Hollingsworth, 1984), aufbauen.

### **3 Datenbasis**

#### **3.1 Beobachtungen**

Zur Verfügung stehen die synoptischen Beobachtungen von Schiffen und Küstenstationen vom Mai 1982 bis einschließlich April 1985 für das Gebiet des Nordatlantik, jeweils 12 Uhr GMT. Für den 12 Uhr Termin ist die Meldungsdichte ausreichend hoch: So liegen für 75% aller Termine des Jahres 1984 zwischen 300 und 400 synoptische Beobachtungen für das Gebiet des Nordatlantik vor. Nur an 4% aller Tage sind es weniger als 300 Beobachtungen und an 21% mehr als 400 Beobachtungen. Die synoptischen Beobachtungen werden über GTS (Global Telecommunication System) an den Deutschen Wetterdienst abgesetzt.

Ein Beispiel für einen 12 Uhr Termin, den 16.01.1985, gibt die Abbildung 1. Da es sich um einen Wintertermin handelt, ist die Belegung mit Meldungen im Bereich des nordwestlichen Nordatlantik schlecht.

Die zur Verfügung stehenden Daten umfassen den Luftdruck, die Windrichtung und -geschwindigkeit sowie die Luft- und Wassertemperatur. Von den Insel- und Küstenstationen wurde in dieser Arbeit nur der Luftdruck benutzt.

#### **3.2 Gitterpunktfelder des Instituts für Meereskunde**

Für einen Bereich von  $19^{\circ}\text{N}$  bis  $65^{\circ}\text{N}$  und  $80^{\circ}\text{W}$  bis  $0^{\circ}$  wurden Gitterpunktfelder des Bodendrucks, des Windes sowie der Luft- und Wassertemperatur jeweils für den 12 Uhr GMT Termin des Zeitraumes von Mai 1982 bis einschließlich April 1985 am Institut für Meereskunde erstellt.

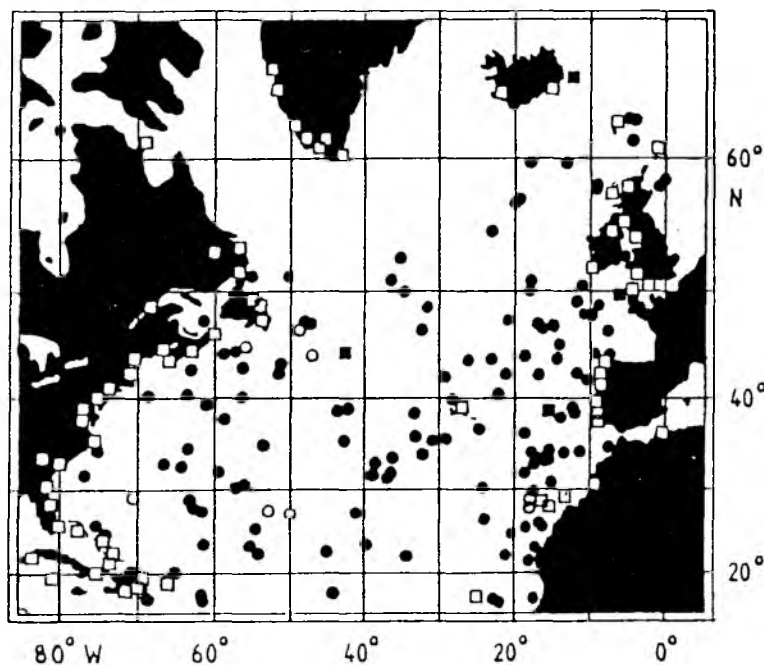


Abb. 1: Synoptische Beobachtungen vom 16.01.1985 für das Gebiet des Nordatlantik, 12 Uhr GMT, übermittelt via GTS an den DWD. Für diesen Termin liegen 274 Beobachtungen vor:

- Schiffsmeldungen, Druck- und Windbeobachtungen
- Schiffsmeldungen, nur Windbeobachtungen
- Schiffsmeldungen, nur Druckbeobachtungen
- Landmeldungen, nur Druckbeobachtungen

Die Daten sind auf Magnetbändern verfügbar, ergänzt um die Felder der Schubspannungskomponenten und der sogenannten Hellermann'schen Zahl. Die Felder haben eine Auflösung von  $2^\circ \times 2^\circ$ . Das Analyseverfahren wird in seinen Grundzügen in Kapitel 4.1 dargestellt.

Ein Beispiel eines analysierten Druckfeldes für den 16.01.1985 ist in Abbildung 2 dargestellt. Das zugehörige Windfeld zeigt die Abbildung 3. Das daraus abgeleitete Feld der Schubspannung ist in Abbildung 4 dargestellt, wobei die Berechnung der Schubspannung in Abschnitt 5.1 erläutert wird.

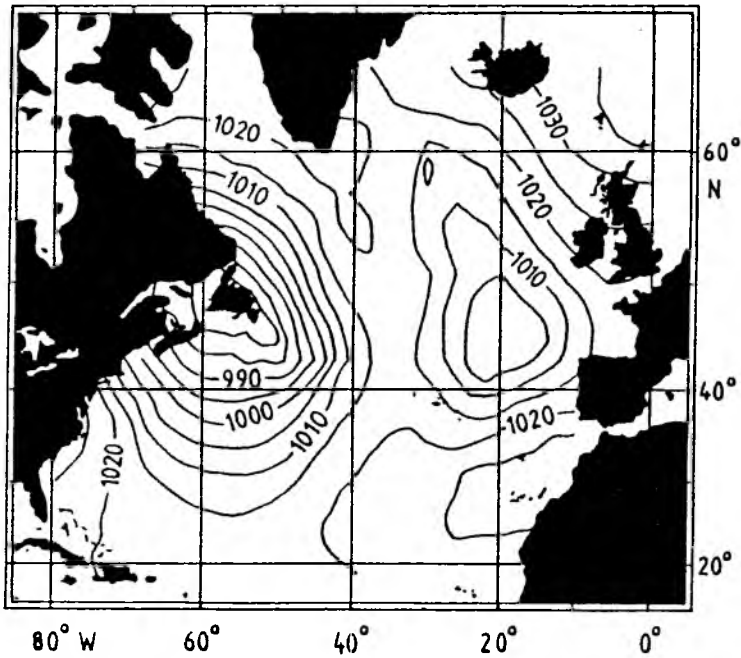


Abb. 2: Analysiertes Druckfeld für den 16.01.1985, 12 Uhr GMT. Alle Zahlenangaben sind in hPa.

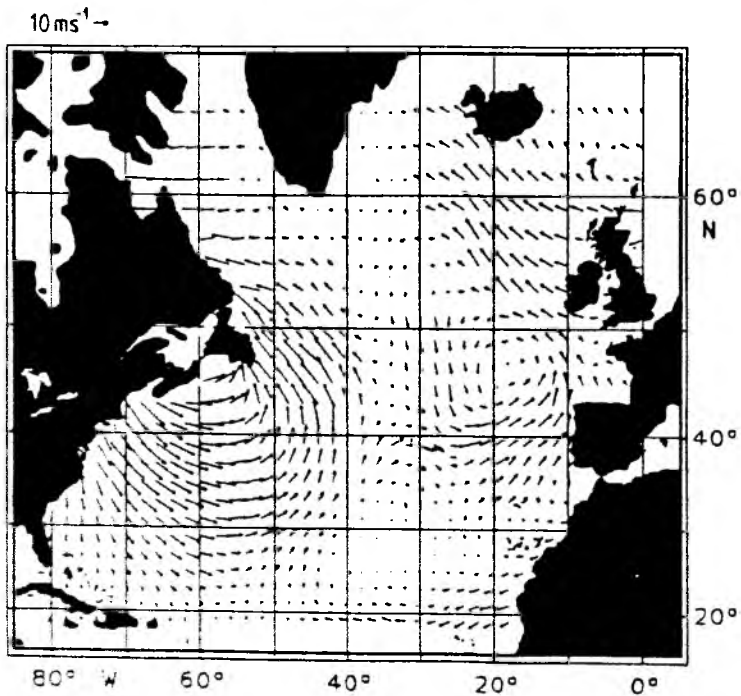


Abb. 3: Analysiertes Windvektorfeld für den 16.01.1985, 12 Uhr GMT. Der Pfeil links oben entspricht  $10 \text{ ms}^{-1}$ .

### 3.3 Gitterpunktfelder des EZMW

Für das Jahr 1984 stehen Gitterpunktfelder der Windanalysen und für den Zeitraum von Januar 1985 bis April 1985 first guess-Gitterpunktfelder der Schubspannungen des EZMW jeweils für den 12 Uhr GMT Termin für das Gebiet des Nordatlantik zur Verfügung. Die Felder haben eine Auflösung von  $1.875^\circ \times 1.875^\circ$ . Die Grundzüge des Analyseverfahrens des EZMW werden in Abschnitt 4.2 erläutert. Das Schubspannungsfeld für den 16. Januar 1985 ist in Abbildung 5 dargestellt.

Die Gitterpunktfelder des EZMW vor Mai 1984 werden in dieser Arbeit nicht behandelt, da danach ein in wesentlichen Teilen geändertes Datenassimilationsverfahren verwendet wurde (Shaw et al., 1984).

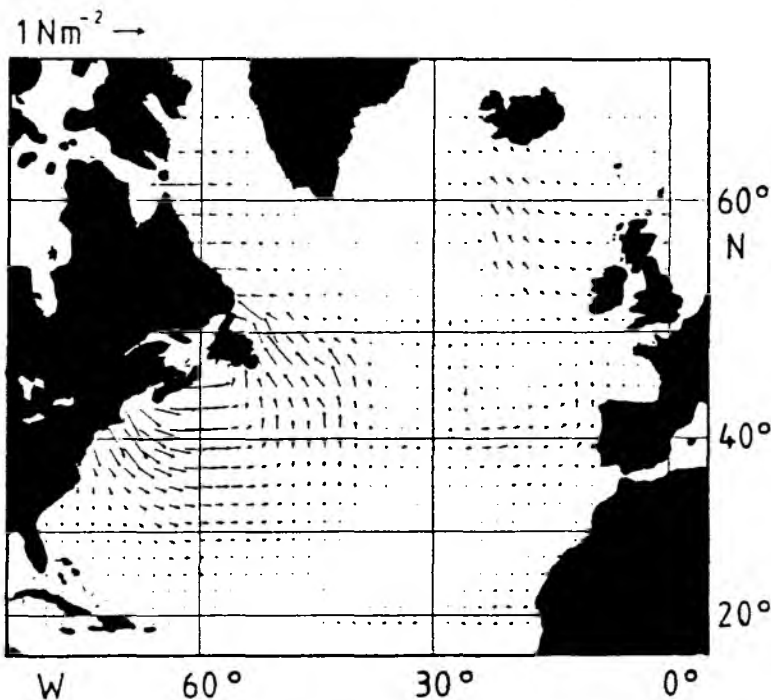


Abb. 4: Analysiertes IfM-Gitterpunktfeld des Vektors der Schubspannung für den 16.01.1985, 12 Uhr GMT. Der Pfeil links oben entspricht  $1 \text{ Nm}^{-2}$ .

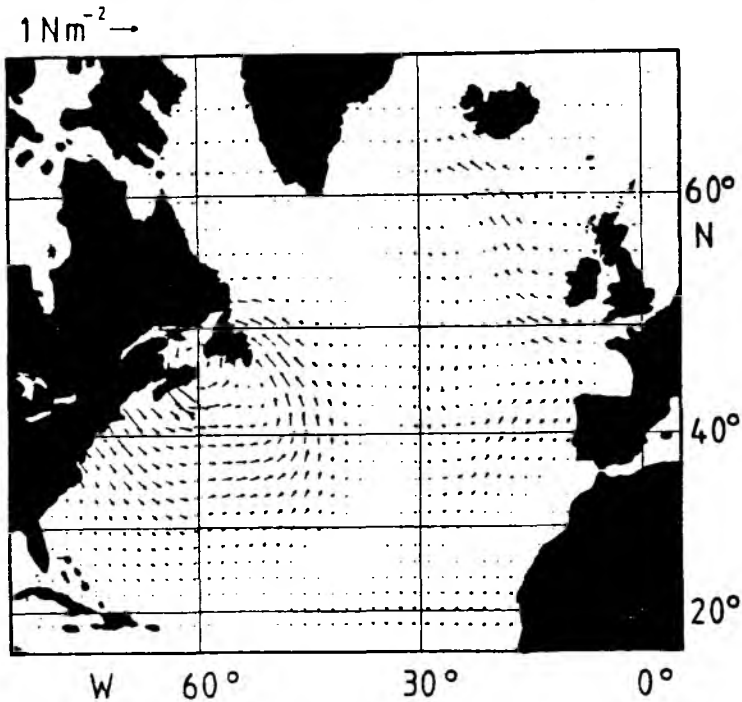


Abb. 5: EZMW-Vektorfeld der Schubspannung für den 16.01.1985, 12 Uhr GMT. Der Pfeil links oben entspricht  $1 \text{ Nm}^{-2}$ .

#### 4 Numerische Analyseverfahren

Die lokal unterschiedliche Beobachtungsdichte erfordert für viele Anwendungen die Interpolation der direkten Beobachtungen auf ein regelmäßiges Gitterpunktnetz. Der Abstand der Gitterpunkte beschränkt dann die Auflösung kleinskaliger Strukturen. Dabei ist zu beachten, daß Analyseverfahren selbst zu einer weiteren Glättung kleinräumiger Schwankungen führen. An ein Analyseverfahren sind im allgemeinen folgende Anforderungen zu stellen:

- 1) Fehlerhafte Eingangsdaten müssen eliminiert werden.
- 2) Kleinskalige Strukturen müssen derart geglättet werden, daß größerskalige Strukturen davon nicht beeinflusst werden, Aliasing muß also vermieden werden.
- 3) Die Abweichungen zwischen den analysierten Feldern und den direkten Beobachtungen sollen klein sein, wobei ein systematischer Fehler vermieden werden muß.
- 4) Die Struktur der meteorologischen Felder muß auch in datenarmen Gebieten gut wiedergegeben werden.

In den beiden folgenden Abschnitten werden nun die Grundzüge des eigenen Analyseverfahrens und des Analyseverfahrens des EZMW beschrieben.

#### 4.1 Das Analyseverfahren des IfM: Die Polynommethode

Das Analyseverfahren des IfM wurde entwickelt, um räumlich hochauflösende Bodenwindfelder zu berechnen, die als Antriebsfelder zum Beispiel für ein wirbelauflösendes gekoppeltes Ozean-Atmosphäre-Modell dienen können. "Hochauflösend" heißt in diesem Zusammenhang  $2^\circ$  Gitterpunkt Abstand, dann entspricht die Zahl der Gitterpunkte in etwa der Zahl der zur Verfügung stehenden Informationen.

Das Analyseverfahren (Ennenga, 1985, sowie Bumke und Hasse, 1989) basiert auf der Polynommethode (Panofsky, 1949, sowie Gilchrist und Cressmann, 1954). Es paßt eine Druckfläche 2. Ordnung gleichzeitig sowohl an die Bodenbeobachtungen des Drucks als auch des Windes an:

$$(4.1) \quad \bar{p} = a_{00} + a_{10}x + a_{20}x^2 + a_{11}xy + a_{01}y + a_{02}y^2$$

wobei  $x$  und  $y$  die Abstände zwischen den Beobachtungen und dem zu berechnenden Gitterpunkt in Ost- bzw. Nordrichtung sind.  $\bar{p}$  ist der analysierte Druckwert in der Umgebung eines Gitterpunkts.

Da die Windbeobachtungen an Landstationen von der Orographie, der unterschiedlichen Rauigkeit von Land und See sowie dem unterschiedlichen thermischen Verhalten beeinflusst sind, werden von den Landstationen nur die Druckbeobachtungen verwendet.

Im geostrophischen Gleichgewicht gilt dann für die Felder der geostrophischen Windkomponenten in der Umgebung eines Gitterpunktes entsprechend:

$$(4.2) \quad \bar{u}_g = \frac{-(a_{01} + 2a_{02}y + a_{11}x)}{f\varrho}$$

$$(4.3) \quad \bar{v}_g = \frac{(a_{10} + a_{20}x + a_{11}y)}{f\varrho}$$

wobei  $f$  der Coriolisparameter,  $\varrho$  die Luftdichte sowie  $\bar{u}_g$  und  $\bar{v}_g$  die

analysierten geostrophischen Windkomponenten sind.

Da man nicht annehmen darf, daß sich das Bodendruckfeld und das Bodenwindfeld im geostrophischen Gleichgewicht befinden, werden beide mit Hilfe einer stabilitätsabhängigen Grenzschichtparametrisierung zueinander in Relation gesetzt (Bumke und Hasse, 1989).

Weil die Beobachtungen nicht exakt sind, muß das Gleichungssystem überbestimmt sein. Das Polynom (4.1) wird dann durch die Minimierung der Summe  $S$ , die die Summe der Abstandsquadrate der Beobachtungen zu den analysierten Werten am Beobachtungsort ist, nach der Methode der kleinsten Quadrate gelöst:

$$(4.4) \quad S = (1-WI) \sum_{k=1}^n C(r)^2 (\bar{p} - p')^2 + WI \sum_{l=1}^m C(r)^2 [(\bar{u}_g - u'_g)^2 + (\bar{v}_g - v'_g)^2]$$

$p'$  ist der beobachtete Luftdruck,  $u'_g$  und  $v'_g$  sind die aus den Beobachtungen mit Hilfe der Grenzschichtparametrisierung berechneten geostrophischen Windkomponenten, die Größen  $\bar{p}$ ,  $\bar{u}_g$  und  $\bar{v}_g$  die analysierten Werte. Die Koeffizienten  $a_{jk}$  werden damit aus der gleichzeitigen Benutzung der Druck- und Windbeobachtungen bestimmt.

Die Gleichung (4.4) enthält 2 Wichtungen. Zum einen den Wichtungsfaktor  $C(r)$ , der einen abnehmenden Einfluß der Beobachtungen auf den Gitterpunktwert mit zunehmendem Abstand  $r$  zum Gitterpunkt modelliert. Dazu wurde eine modifizierte Cressman-Funktion benutzt (Cressman, 1959):

$$(4.5) \quad C(r) = \frac{(1.5 \cdot R)^2 - r^2}{(1.5 \cdot R)^2 + r^2}$$

wobei  $R$  der Einflußradius und  $r$  der Abstand der Beobachtung zum Gitterpunkt ist. Der Faktor 1.5 verhindert eine zu hohe Wichtung von Beobachtungen nahe des Gitterpunktes, die zu einer unrealistisch starken Rauigkeit des analysierten Feldes führen würde (Thiebaut und Pedder, 1987). Die resultierende Entfernungswichtung  $C_q(r)$  aus der Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate nach Gleichung (4.4) und der Cressman-Wichtung zeigt die Abbildung 6 als Funktion des Abstandes zum Gitterpunkt.

Die Entfernungswichtung wurde als horizontal isotrop angesetzt. Der maximale Einflußradius  $R$  beträgt 600 km für die Windbeobachtungen und 800 km für die Druckbeobachtungen, wobei der Einflußradius für die Druckbeobach-



tungen in datenarmen Gebieten bis auf 1200 km erhöht werden kann. Der Wichtungsfaktor WI dient zur Optimierung des relativen Einflusses der Druck- und der Windbeobachtungen auf die Berechnung der Koeffizienten  $a_{ik}$  und beinhaltet eine Fehlererwartung für die Beobachtungsgrößen. Für  $WI = 1$  gehen nur Wind-, für  $WI = 0$  nur Druckbeobachtungen in die Analyse ein. Für die Analyse wird ein relativer Wichtungsfaktor von  $WI = 0.7$  benutzt. Dieser ergab die geringsten RMS-Abweichungen des analysierten Feldes zu unabhängigen Beobachtungen (Bumke und Hasse, 1989).

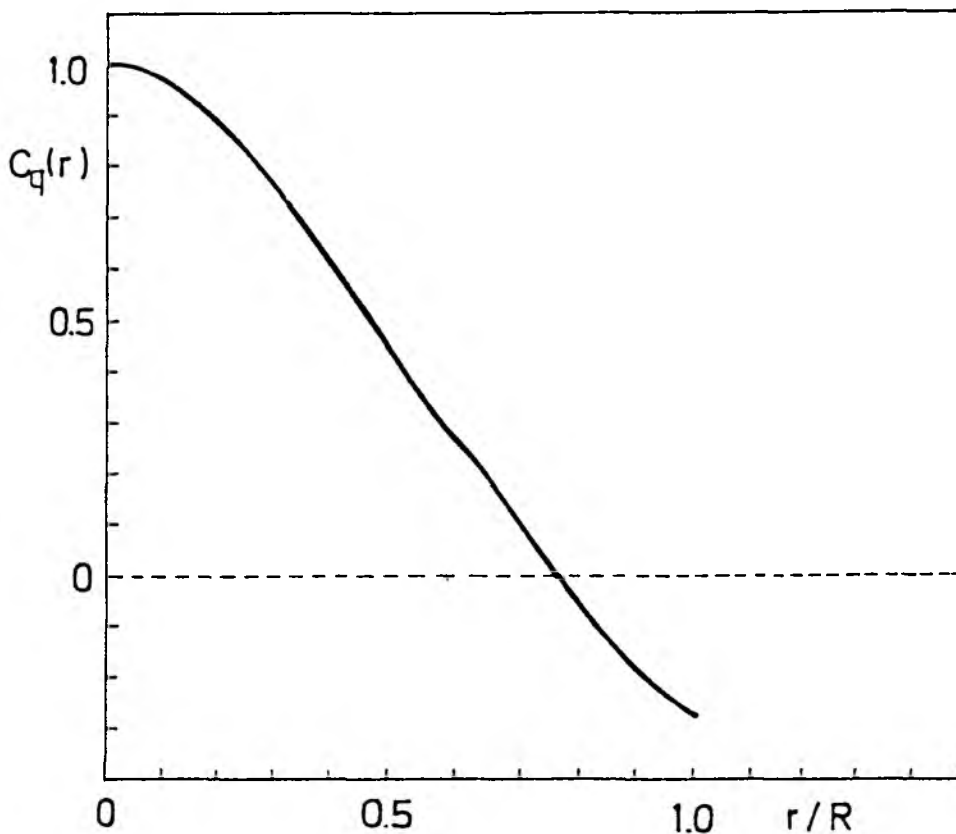


Abb. 6: Resultierende Entfernungswichtung  $C_q(r)$  aus der modifizierten Cressman-Entfernungswichtung  $C(r)$  nach Gleichung (4.5) und der Methode der kleinsten Quadrate. Dabei ist  $r$  der Abstand vom Gitterpunkt zur Beobachtung und  $R$  der maximale Einflußradius.

Die Anzahl der benötigten Informationen pro zu analysierendem Gitterpunkt wurde auf 12 in der Routineversion festgesetzt. Dabei zählen Druck-, Windrichtungs- und Windgeschwindigkeitsbeobachtungen als jeweils eine Informa-

tion. Eine synoptische Beobachtung eines Schiffes enthält also drei Informationen für die Zwecke der Analyse mit der Polynommethode. Das kommt der Forderung nach einer möglichst hohen räumlichen Auflösung der Analysen entgegen, da dann der tatsächlich benutzte Einflußradius bei einer ausreichend hohen Beobachtungsdichte klein gehalten werden kann.

Damit keine unzulässigen Extrapolationen durchgeführt werden, müssen die einzelnen Beobachtungen hinsichtlich des Gitterpunktes eine geeignete räumliche Verteilung aufweisen. Es wird gefordert, daß mindestens drei von den zur Analyse eines Gitterpunktes benutzten Beobachtungen so verteilt sind, daß ein von ihnen in der Fläche aufgespanntes Dreieck den Gitterpunkt umschließt. Für jeden Gitterpunkt werden nur die Beobachtungen benutzt, die nötig sind, um sowohl das Kriterium der räumlichen Anordnung als auch das der Mindestanzahl der Informationen zu erfüllen. Wenn für Gitterpunkte nicht beide Kriterien erfüllt werden, werden weitere Analyseläufe durchgeführt. Dazu werden dann bereits gerechnete Gitterpunkte als Pseudobeobachtungen in die Analyse eingebunden, wobei die Wichtung für diese Pseudobeobachtungen halbiert wird. Zudem wird der Einflußradius für die Druckbeobachtungen schrittweise auf bis zu 1200 km erhöht. Wenn dann immer noch nicht alle Gitterpunkte des zu analysierenden Feldes berechnet werden können, wird eine Druckfläche erster Ordnung an die Beobachtungen angepaßt. Dieses ist im allgemeinen für weniger als 5% der Gitterpunkte nötig. Die sich insgesamt ergebende räumliche Auflösung des Analyseverfahrens zeigt die Abbildung 7, charakterisiert durch die äquivalente Filterhalbwertsbreite der Entfernungswichtung  $C_q(r)$  (Abbildung 6). Diese beträgt im Durchschnitt 220 km für das untersuchte Testgebiet.

Um fehlerhafte Eingangsbeobachtungen zu erkennen und zu eliminieren, wurden zwei Fehlersuchläufe in das Analyseschema integriert. Eine erste Überprüfung der Daten findet durch eine Kontrolle der Beobachtungen auf Extremwerte statt, die vom geographischen Ort und der Jahreszeit abhängen (Ennenga, 1985).

Danach dient ein erster Lauf des Analyseverfahrens zum Erkennen weiterer fehlerhafter Meldungen. Dazu wurde das endgültige Analyseverfahren dahingehend modifiziert, daß das berechnete Feld stärker geglättet wird und somit vermieden wird, daß einzelne fehlerhafte Meldungen die Analyse zu stark beeinflussen.

Die Beobachtungen werden dann als fehlerhaft angenommen, wenn sie die folgenden Abweichungen zum analysierten Feld überschreiten:

- 6 hPa für Druckbeobachtungen
- $45^\circ$  für die Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten von mehr als  $4 \text{ ms}^{-1}$
- $6 \text{ ms}^{-1}$  für die Windgeschwindigkeit

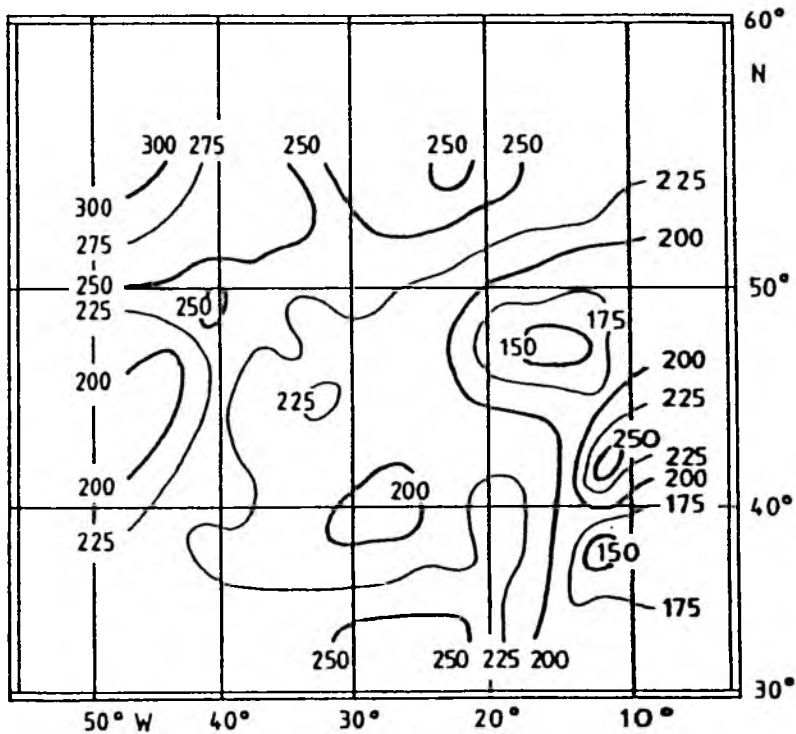


Abb. 7: Mittlere Halbwertsbreite der Entfernungswichtung  $C_q(r)$  für 30 Analysen des Jahres 1984 aus allen Jahreszeiten für 12 Uhr GMT, berechnet für die jeweils zur Analyse eines jeden Gitterpunktes benutzten Beobachtungen.

#### 4.2 Das Analyseverfahren des EZMW

Die Grundzüge des Analyseverfahrens des EZMW sollen hier nur kurz dargestellt werden. Für weitere Einzelheiten sei auf die Veröffentlichungen des EZMW hingewiesen, hier insbesondere auf Arbeiten von Shaw et al. (1984) sowie Lönnberg und Shaw (1987).

Das Analyseverfahren basiert auf der sogenannten Optimalen Interpolation. Zur Analyse eines Gitterpunktes wird jedem Gitterpunkt eine sogenannte zentrale Analysebox mit einer Grundfläche von 660 km x 660 km zugeordnet, die sich vertikal bis 850 hPa Höhe erstreckt. Rings um diese Box befindet sich ein äußerer Bereich mit einer horizontalen Ausdehnung von 330 km, so daß insgesamt ein Bereich von 1320 km x 1320 km zur Analyse herangezogen wird. Der äußere Bereich kann gegebenenfalls in datenarmen Gebieten noch erweitert werden (Shaw und al., 1984). Dieses Gebiet wird dann unterteilt in 16 Unterboxen von 330 km x 330 km Grundfläche. Diesen 16 Unterboxen werden nun Beobachtungen zugeordnet, wobei verschiedenen Beobachtungstypen ein unterschiedliches Gewicht durch die Anzahl der jeweils herangezogenen Zahl eines einzelnen Beobachtungstyps gegeben wird. Dabei ist als wesentlicher Unterschied zum Analyseverfahren des IfM festzuhalten, daß auch Beobachtungen aus höheren Schichten der Atmosphäre wie Radiosondendaten in die Analyse eingehen und zudem ein hohes Gewicht durch Präferenzen bei der Datenauswahl bekommen. Dabei bedeutet höhere Schichten normalerweise eine Höhe von bis zu 850 hPa, wie oben erwähnt.

Für jeden Beobachtungstyp ist eine Obergrenze der Anzahl festgelegt worden, so daß nicht einzelne Arten der Beobachtung die Analyse vollständig bestimmen. Diese Wichtung einzelner Beobachtungstypen ist vergleichbar mit der relativen Wichtung von Druck- und Windbeobachtungen im IfM-Analyseschema. Sind mehr Beobachtungen vorhanden, als benötigt werden, wird ein sogenanntes 'superobs', eine gemittelte Beobachtung, aus ihnen berechnet. Dieses wird dann zur Analyse benutzt.

Die Methode der Objektiven Analyse erfordert die Vorgabe einer Korrelationsfunktion. Dazu wurde beim EZMW eine Gauß-Funktion der folgenden Form

$$(4.6) \quad \pi(r) = e^{\left(-0.5 \frac{r^2}{b^2}\right)}$$

bis Mai 1985 verwendet. Der Wert von  $b$  liegt im Bereich von ca. 500 bis ca. 1000 km, dies entspricht einer Halbwertsbreite von 587 bis 1176 km. Außerdem variiert  $b$  mit der geographischen Breite und der Jahreszeit. Danach wurden anstelle der Gauß-Funktionen Bessel-Funktionen benutzt. Für die Korrelationsfunktion wird horizontale Isotropie vorausgesetzt. Diese Korrelationsfunktion ist vergleichbar mit der Entfernungswichtung der Polynommethode. Die Korrelationsfunktion legt zusammen mit der Box-Methode und dem

Gitterpunktabstand die in den analysierten Feldern enthaltenen Skalen fest. Die Gitterpunktabstände betragen jeweils  $1.875^\circ$  in zonaler und meridionaler Richtung und sind damit etwas kleiner als bei den IfM-Gitterpunktfeldern. Ab Mai 1985 wurden die Gitterpunktabstände des EZMW auf  $1.125^\circ$  verringert.

Die in dieser Arbeit benutzten Schubspannungsfelder sind first guess-Gitterpunktfelder, abgeleitet aus der 6-stündigen Vorhersage des numerischen Wettervorhersagemodells des EZMW (z.B. Lönnberg und Shaw, 1987).

## 5 Ableitung des Beobachtungsfehlers

Wie schon im Zusammenhang mit der Polynommethode erwähnt wurde, beinhaltet die relative Wichtung von Druck- und Windbeobachtungen zueinander eine Fehlererwartung für die gemessenen Größen. Diese Fehlererwartung bezieht sich auf den zufälligen Fehler der Messungen, der im folgenden als Beobachtungsfehler bezeichnet wird. Im Gegensatz zu groben und systematischen Fehlern ist er unvermeidbar (z.B. Kreyszig, 1965).

Die numerischen Analyseverfahren mitteln jeweils über diesen zufälligen Fehler, so daß er im Idealfall in den Gitterpunktfeldern nicht mehr merklich enthalten ist. Bei der Berechnung der Standardabweichung zwischen den direkten Beobachtungen und den Gitterpunktwerten, interpoliert auf den Ort der direkten Beobachtungen, liefert der Beobachtungsfehler jedoch weiterhin einen Beitrag.

Denn unter der Annahme, daß der Beobachtungsfehler ein zufälliger Fehler ist und daß die Abweichungen zwischen Gitterpunktfeld und direkten Beobachtungen ebenfalls zufällig sind, gilt der Additionssatz für Varianzen: 'Die Varianz einer Summe unabhängiger Zufallsvariablen ist gleich der Summe der Varianzen' (z.B. Kreyszig, 1965). Bei der Berechnung der Autokorrelationsfunktionen der direkten Beobachtungen geht der Beobachtungsfehler über die berechneten Varianzen ein und kann durch entsprechende Korrekturen berücksichtigt werden.

Zur Ableitung des Beobachtungsfehlers auf Schiffen werden jeweils Beobachtungspaare herangezogen, die gleichzeitig in einem nicht zu großen Abstand zueinander beobachtet haben. Wie groß dieser Abstand ist, hängt im wesentlichen von den folgenden Faktoren ab:

- der lokalen Variabilität eines Parameters
- der Zahl der zur Verfügung stehenden Beobachtungen
- der Genauigkeit der Positionsangabe

Der Beobachtungsfehler wurde berechnet für die in den Fehlerläufen der Analyse als richtig erkannten Beobachtungen. Grob fehlerhafte Daten sollten also nicht mehr enthalten sein. Fehlerursachen sind dann zum Beispiel:

- die kleinskalige Variabilität
- Ablesefehler und Übertragungsfehler
- fehlerhafte Positionsangaben
- falsches Berücksichtigen von Fahrtrichtung und -geschwindigkeit
- Umströmungsfehler

Der Beobachtungsfehler wird dann wie folgt definiert: Er ist die Standardabweichung, die sich aus der unerklärten Varianz der Beobachtungspaare bezüglich einer Geraden ergibt, die jeweils identische Werte für beide Beobachtungen eines Beobachtungspaars annimmt. Dabei wurde angenommen, daß die lokale Variabilität des betrachteten Parameters vernachlässigbar ist. Der Beobachtungsfehler gilt dann für die mittlere Beobachtungshöhe der Schiffe. Diese beträgt für Messungen etwa 20 m (Cardone et al., 1990), während die Transformation der Beaufortschätzungen in Windgeschwindigkeiten für 10 m Höhe gilt. Im vorliegenden GTS-Datensatz ist jedoch keine Information darüber enthalten, welche Windbeobachtung eine Messung oder Schätzung ist. Darauf wird noch genauer eingegangen werden.

Bei der Berechnung wird ausgeschlossen, daß sich beide Schiffe eines Beobachtungspaars an derselben Position befinden. Damit wird verhindert, daß bei der Datenaufbereitung nicht erkannte Doppelmeldungen zu einem unrealistisch niedrigen Beobachtungsfehler führen.

Die Tabelle 1 zeigt dann die berechneten Beobachtungsfehler für verschiedene Intervalle des Abstandes zwischen den Beobachtungen eines Beobachtungspaars. Eine Berechnung des Beobachtungsfehlers für kleinere Abstandsintervallbreiten als 20 km zwischen den Beobachtungen eines Beobachtungspaars liefert keine brauchbaren Ergebnisse mehr. Zum einen wird die Zahl der zur Verfügung stehenden Beobachtungspaare sehr gering (zum Beispiel weniger als 100 bei einem Abstandsintervall von 1 bis 10 km), zum anderen ist die Positionsangabe nur auf  $0.1^\circ$  geographischer Länge und Breite genau angegeben. Das entspricht einem minimal möglichen Abstand zwischen den Einzelbeobachtungen von ca. 5 km bis ca. 16 km je nach geographischer Breite und Lage der Beobachtungen zueinander. Bei einer Intervallbreite von

20 km wird dann keine Vorauswahl der Beobachtungspaare nach Ort und Lage der Beobachtungen zueinander getroffen.

Die angegebenen minimal möglichen Abstände entsprechen dabei der Annahme, daß sich die Schiffe exakt an den angegebenen Positionen befinden. Das entspricht jedoch wegen der Rundung der Positionsangabe auf  $0.1^\circ$  Genauigkeit nicht der Realität. Aus einer angenommenen räumlichen Gleichverteilung der Beobachtungen um die angegebene Position im Rahmen der Genauigkeit der Positionsangabe und der Gültigkeit des Additionstheorems der Varianzen ergibt sich eine Standardabweichung des Abstandes zweier Beobachtungen zwischen  $\pm 4.9$  km und  $\pm 6.3$  km in Abhängigkeit von der geographischen Breite.

r [km]	p [hPa]	np	u [ms <sup>-1</sup> ]	v [ms <sup>-1</sup> ]	U [ms <sup>-1</sup> ]	n
1- 20	1.0	255	1.4	1.5	1.4	352
21- 40	1.0	419	1.4	1.5	1.5	549
41- 60	1.0	506	1.5	1.5	1.6	521
61- 80	1.1	616	1.5	1.6	1.5	638
81-100	1.2	626	1.6	1.6	1.6	610
101-120	1.2	650	1.7	1.7	1.7	633
121-140	1.3	768	1.7	1.7	1.7	771
141-160	1.4	870	1.7	1.7	1.6	834
161-180	1.4	877	1.7	1.8	1.7	825
181-200	1.5	954	1.9	1.9	1.8	902
201-220	1.6	1080	1.8	1.9	1.8	1034
221-240	1.7	1228	2.0	1.9	1.9	1139
241-250	1.6	587	2.1	2.0	2.0	573

Tabelle 1: Beobachtungsfehler als Funktion des Abstandsintervalles r zwischen den Beobachtungspaaren für den Luftdruck p, die Ost-Komponente des Windes u, die Nord-Komponente des Windes v und den Betrag des Windes U. Angegeben sind jeweils auch die Anzahl der Beobachtungspaare im entsprechenden Abstandsintervall für die Druckbeobachtungen (np) und Windbeobachtungen (n).

Die Tabelle 1 zeigt, daß erst bei Abständen der Beobachtungen von mehr als 40 km die Standardabweichung für die Windkomponenten und die Windgeschwindigkeit eine erkennbare Zunahme zeigt. Damit kann angenommen werden, daß die lokale Variabilität der Parameter sich im Bereich bis zu maximal 40 km Abstand zwischen den Beobachtungen nicht oder nur wenig bemerkbar macht. Es wurde daher eine maximale Entfernung der Beobachtungspaare von 40 km gewählt.

Dann ergeben sich die folgenden Beobachtungsfehler:

- Luftdruck  $p$ : 1.0 hPa
- Windgeschwindigkeit  $U$ : 1.5  $\text{ms}^{-1}$
- Ost-Komponente des Windes  $u$ : 1.4  $\text{ms}^{-1}$
- Nord-Komponente des Windes  $v$ : 1.5  $\text{ms}^{-1}$

Der RMS-Fehler der Windgeschwindigkeit von 1.5  $\text{ms}^{-1}$  ist somit nur geringfügig höher als der unter sehr viel günstigeren Bedingungen ermittelte RMS-Fehler der Forschungsschiffe von 1.3  $\text{ms}^{-1}$ , die an GATE teilgenommen haben (Godshall et al, 1976). Er liegt außerdem in einer ähnlichen Größenordnung wie die von Queffeulou (1991) ermittelte Standardabweichung der Windmessung zwischen Bojen beim TOSCANE-2 Experiment vor der französischen Atlantikküste. Der RMS-Fehler des Luftdruckes liegt in einer ähnlichen Größenordnung wie der von Arpe (1985) angegebene typische Fehler von 0.9 hPa für Schiffsbeobachtungen und ist somit deutlich höher als der bei GATE ermittelte Wert von 0.4 hPa (Godshall et al., 1976).

Die Beobachtungsfehler des Windes zeigen eine nur relativ geringe Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Die Beobachtungsfehler betragen zwischen 1.2  $\text{ms}^{-1}$  bei Windgeschwindigkeiten von weniger als 4  $\text{ms}^{-1}$  und 1.8  $\text{ms}^{-1}$  bei Windgeschwindigkeiten von mehr als 16  $\text{ms}^{-1}$ . Der maximale Abstand zwischen den Beobachtungspaaren betrug in diesen Fällen 80 km, um eine ausreichend hohe Zahl von Beobachtungen in den verschiedenen Windgeschwindigkeitsintervallen zu bekommen.

Wie bereits erwähnt, sind keine Angaben über die Art der Windbestimmung in den GTS-Daten des DWD (Deutscher Wetterdienst) enthalten. Dort ist die Art der Windbestimmung stets als 4, d.h. Knoten gemessen (DWD, 1981), verschlüsselt. Aber lediglich knapp die Hälfte der Windmeldungen von Schiffen auf dem Nordatlantik ist gemessen, der Rest ist nach der Beaufortskala geschätzt worden (Cardone et al., 1990 und Wagner, pers. Mitteilung). Die Umrechnung der Beaufortskala in Windgeschwindigkeiten erfolgte nach der WMO 1100-Skala, die sich auf ein nominelles Referenzniveau von 10m Höhe be-



zieht und deren Zuordnung zu den Windgeschwindigkeiten nicht korrekt ist (Kaufeld, 1981).

Dieser Fehler der Umrechnung trägt indirekt zu dem aus den gleichzeitig beobachtenden benachbarten Schiffen abgeleiteten Beobachtungsfehler bei. Dieser Umrechnungsfehler ist allerdings kein Beobachtungsfehler im herkömmlichen Sinn, weil er systematisch ist. Er soll im folgenden abgeschätzt werden.

In 25% der Fälle messen beide Schiffe. Dann muß berücksichtigt werden, daß die Messungen im Mittel in einer Höhe von 20 m stattfinden (Cardone et al., 1990). Entsprechend der Reduktion der Messungen auf eine Höhe von 10 m reduzieren sich auch die Abweichungen der Beobachtungen zueinander.

In weiteren 25% der Fälle schätzen beide Schiffe den Wind nach der Beaufortskala. Dann muß neben der Umrechnung nach der Kaufeldskala (Bezugsniveau 25m Höhe) berücksichtigt werden, daß die so transformierten Windgeschwindigkeiten auch wieder auf 10 m Höhe reduziert werden müssen. Daraus resultiert, je nach geschätzter Windstärke, entweder eine Zu- oder Abnahme der Windgeschwindigkeit und somit eine entsprechende Erhöhung oder Erniedrigung der Abweichungen zwischen den Beobachtungen. Nimmt man als Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Windgeschwindigkeiten für unterschiedliche mittlere Windgeschwindigkeiten eine Weibull-Verteilung an (Isemer, 1987), so ergibt sich, daß der Umrechnungsfehler mit zunehmender mittlerer Windgeschwindigkeit abnimmt.

Ähnliche Überlegungen gelten dann für die restlichen 50% der Beobachtungspaare, bei denen ein Schiff schätzt und das andere mißt. Für die Verteilung der Windgeschwindigkeiten bezüglich einer mittleren Windgeschwindigkeit wird eine Weibull-Verteilung angenommen. Die angenommenen Schätzungen werden nach Kaufeld umgerechnet. Entsprechend ihres Bezugsniveaus von 20 m (Messungen) und 25 m (Kaufeldskala) Höhe werden die Windgeschwindigkeiten auf eine Höhe von 10 m nach dem logarithmischen Windprofil reduziert.

Zusammengefaßt für alle möglichen Kombinationen der Beobachtungsarten resultiert aus den Besonderheiten der Windbeobachtungen ein Umrechnungsfehler, ausgedrückt als Standardabweichung, von maximal etwa  $0.2 \text{ ms}^{-1}$ .

Der Anteil des Fehlers durch unterschiedliche zu berücksichtigende Meßhöhen beziehungsweise die Anwendung der WMO 1100-Skala am Beobachtungsfehler ist also relativ gering. Daher wird dieser Fehler nicht weiter berücksichtigt und im folgenden mit den oben angegebenen Beobachtungsfehlern gearbeitet.

## 6 Analysefehler

Den IfM-Gitterpunktfeldern kommt in dieser Arbeit besondere Bedeutung zu, stellen sie doch ein Hilfsmittel beim Vergleich der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre zwischen den direkten Beobachtungen an der Meeresoberfläche und den EZMW-Gitterpunktfeldern dar. Daher müssen die Eigenschaften der IfM-Gitterpunktfelder genau bekannt sein. Dieses Kapitel befaßt sich daher mit der Anpassung der Gitterpunktwerte an die direkten Beobachtungen. Die Kenntnis des Beobachtungsfehlers erlaubt die Ableitung des Analysefehlers der IfM-Gitterpunktfelder. Außerdem wird untersucht, ob die IfM-Gitterpunktfelder systematische Fehler aufweisen.

### 6.1 Ableitung des Analysefehlers der IfM-Gitterpunktfelder

Für die Berechnung des Analysefehlers wurden zunächst die Standardabweichungen zwischen den als richtig angenommenen Beobachtungen und den IfM-Gitterpunktwerten berechnet. Dazu wurden die analysierten Gitterpunktwerte auf den Ort der Beobachtung linear interpoliert und die Standardabweichungen zwischen den Beobachtungen und den interpolierten Gitterpunktwerten berechnet. Dabei ist zu beachten, daß es sich bei den Beobachtungen um die Eingangsbeobachtungen der Analyse handelt, also nicht um unabhängige Beobachtungen. Ein Vergleich mit unabhängigen Beobachtungen wurde bereits früher veröffentlicht (Bumke und Hasse, 1989). Dieser ergab vernachlässigbar kleine systematische Fehler und eine Standardabweichung zwischen Analyse und Beobachtung in der Größenordnung der Beobachtungsfehler.

Die Felder der Standardabweichungen zwischen Eingangsdaten und Analysen zeigen die Abbildungen 8 und 9 für die Windgeschwindigkeit und den Luftdruck im Jahr 1984, alle 12 Uhr Termine.

Entsprechend der Beobachtungsdichte sind die Abweichungen in den datenreichen Gebieten geringer als in den datenarmen Gebieten, in denen aufgrund eines größeren Einflußradius der Cressman-Entfernungswichtung über ein größeres Gebiet gemittelt wurde. Dabei sind Gebiete, in denen weniger als 30 Meldungen pro  $2^\circ \times 2^\circ$ -Feld im Jahr 1984 vorhanden waren, nicht dargestellt. Im Mittel ergeben sich  $1.7 \text{ ms}^{-1}$  als Standardabweichung für die Windgeschwindigkeit und 1.1 hPa für den Luftdruck unter Berücksichtigung aller Meldungen.

Bei der Berechnung der Standardabweichungen ist zu beachten, daß nicht bekannt ist, welche der Windbeobachtungen Schätzungen oder Messungen sind. Die Gitterpunktwerte des Windes sind stets auf 10 m Höhe reduzierte Werte. Dabei wurde die Kaufeldskala entsprechend des mittleren Anteils der Beaufortschätzungen von 50% an der Gesamtzahl der Beobachtungen berücksichtigt.

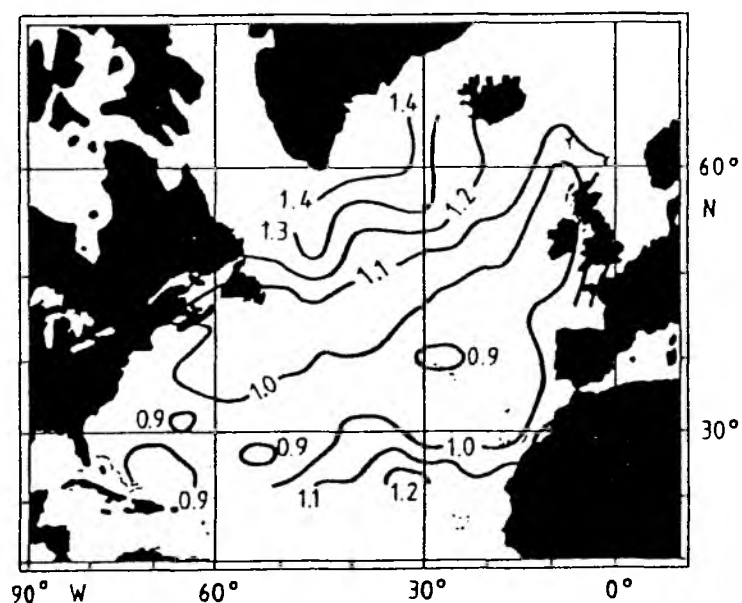


Abb. 8: Standardabweichung des Luftdrucks zwischen den direkten Beobachtungen und den linear auf den Beobachtungsort interpolierten IfM-Gitterpunktwerten des Luftdrucks für alle Termine des Jahres 1984, 12 Uhr GMT. Dabei müssen mindestens 30 Beobachtungen pro  $2^\circ \times 2^\circ$ -Feld vorhanden sein. Die Angaben sind in hPa.

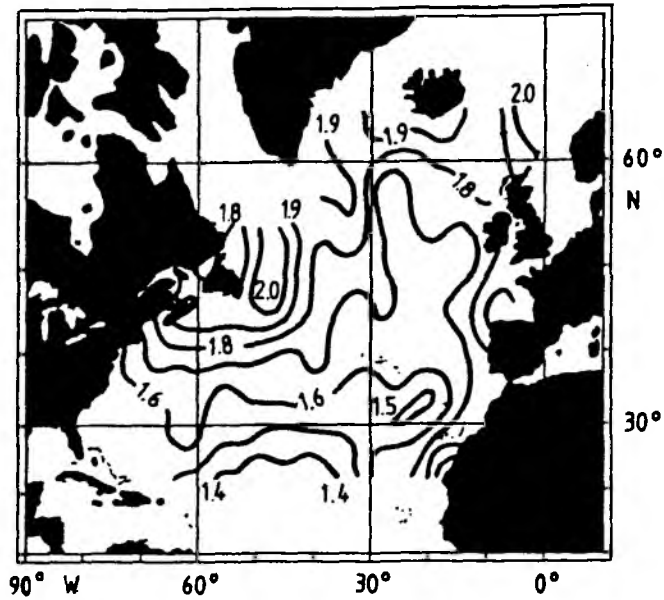


Abb. 9: Wie Abbildung 8, aber für die Windgeschwindigkeit. Die Angaben sind in  $\text{ms}^{-1}$ .

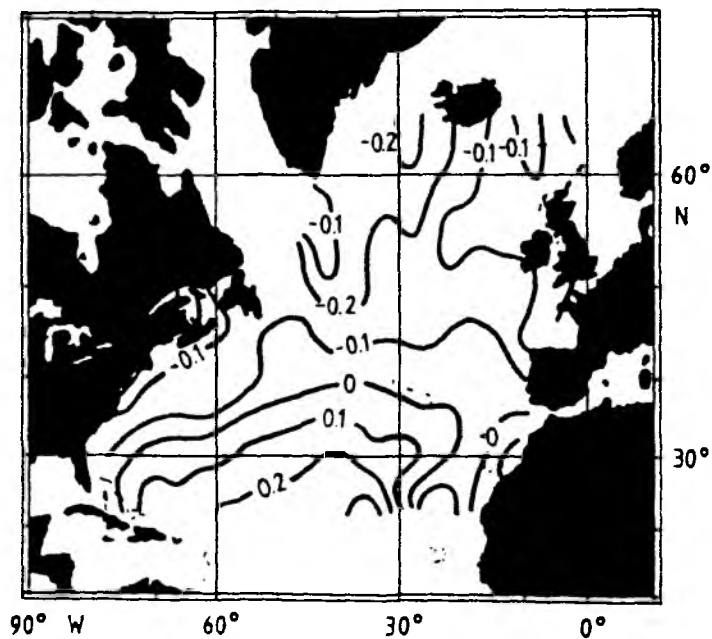


Abb. 10: Systematische Abweichungen zwischen den direkten Beobachtungen und den auf den Beobachtungsort linear interpolierten IfM-Gitterpunkt-werten des Luftdruckes für alle Termine im Jahr 1984, 12 Uhr GMT. Die Angaben sind in hPa.

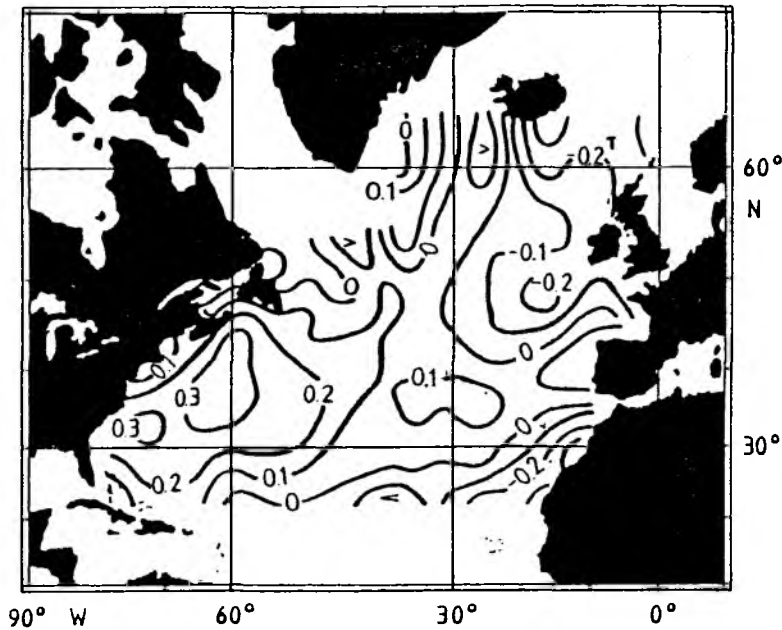


Abb. 11: Wie Abbildung 10, aber für die Windgeschwindigkeit. Die Angaben sind in  $\text{ms}^{-1}$ .

Ausgehend von einer mittleren Höhe der Messungen von 20 m und einer Referenzhöhe der Kaufeldskala von 25 m Höhe wurden die Windgeschwindigkeiten unter der Zugrundelegung eines logarithmischen Windprofils reduziert. Ein systematischer Fehler ist im Mittel für den gesamten betrachteten Bereich des Nordatlantik weder bei der Windgeschwindigkeit noch beim Luftdruck vorhanden (Abbildung 10 und 11).

Aufgrund der oben angeführten Problematik mit den Windbeobachtungen erscheint dieses eher unwahrscheinlich. Denn das Analyseverfahren basiert auf der gleichzeitigen Anpassung eines Polynoms zweiter Ordnung an die Wind- und Druckbeobachtungen. Da die Druckbeobachtungen als unabhängige Beobachtungen unbeeinflusst von den unterschiedlichen Methoden der Windbeobachtung sind, könnten die systematischen Abweichungen der Windbeobachtungen zu systematischen Fehlern sowohl beim analysierten Wind- als auch beim Druckfeld führen.

Nimmt man nun an, daß die Windgeschwindigkeit eine Weibull-Verteilung bezüglich einer mittleren Windgeschwindigkeit aufweist, rechnet die Beaufort-schätzungen mit der Kaufeldskala um und reduziert diese ebenso wie die Messungen unter der Annahme einer neutralen Schichtung auf 10 m Höhe, so

ergeben sich kleine systematische Abweichungen der Beobachtungen. Diese setzen sich aus der Reduktion auf 10 m Höhe, die zu einer generellen Verringerung der Windgeschwindigkeit führt, und der Anwendung der Kaufeldskala zusammen, die in den betrachteten Windgeschwindigkeitsbereichen zu einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit führt, zusammen. Da die Erhöhung der Windgeschwindigkeit durch Anwendung der Kaufeldskala mit steigender Windgeschwindigkeit abnimmt, die Verringerung der Windgeschwindigkeit durch die Reduktion auf 10 m Höhe hingegen proportional zur Windgeschwindigkeit ist, lassen sich die berechneten geringen systematischen Abweichungen zwischen analysierten Feldern und Beobachtungen auf die Besonderheiten der Windbeobachtung zurückführen.

In den Gebieten einer hohen mittleren Windgeschwindigkeit von mehr als  $10 \text{ ms}^{-1}$  westlich der britischen Inseln unterschätzen die IfM-Gitterpunktfelder scheinbar den Wind, während in den südwestlichen Gebieten, wo die mittlere Windgeschwindigkeit etwa 6 bis  $8 \text{ ms}^{-1}$  beträgt, die IfM-Gitterpunktfelder die Windgeschwindigkeit scheinbar überschätzen. Die kleinen systematischen Abweichungen der Gitterpunktwerte des Drucks stützen die Annahme, daß die Beobachtungen die oben beschriebenen systematischen Fehler in Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit aufweisen.

Die oben berechneten Standardabweichungen der Beobachtungen zu den analysierten Werten gelten allerdings nur für die Eingangsdaten der Analyse. Die tatsächlichen Abweichungen liegen höher, da die Zahl der verbrauchten Freiheitsgrade von 5 für die Windbeobachtungen und 6 für die Druckbeobachtungen (Ennenga, 1985) bei der Berechnung der Standardabweichungen zu berücksichtigen ist. Damit ergeben sich die folgenden Standardabweichungen unter Berücksichtigung der Zahl der verbrauchten Freiheitsgrade:

Standardabweichung der Windgeschwindigkeit:  $1.8 \text{ ms}^{-1}$

Standardabweichung des Luftdrucks: 1.2 hPa,

wobei eine Zahl von 50 Meldungen pro Jahr und  $2^\circ \times 2^\circ$ -Feld, die für große Gebiete des Nordatlantiks typisch ist, zugrundegelegt wurde.

Um den Analysefehler zu erhalten, muß der Beobachtungsfehler der Meldungen aus Kapitel 5 berücksichtigt werden. Dieser wird als zufällig angenommen. Damit gilt, daß sich die Varianzen addieren. Zieht man die Varianz des Beobachtungsfehlers von der Varianz der Abweichungen zwischen Beobachtung und Analyse ab, so ergibt sich der Analysefehler. Der Analysefehler beträgt, ausgedrückt als RMS-Abweichung, dann:

- $1.1 \text{ ms}^{-1}$  für die Windgeschwindigkeit
- $0.7 \text{ hPa}$  für den Luftdruck.

Diese Angaben gelten wiederum für eine Höhe von 10m. In ihnen sind noch kleine Unsicherheiten enthalten, die sich durch die Diskrepanzen bei der Art der Windbestimmung und die lineare Interpolation der Gitterpunktwerte auf den Ort der Beobachtung ergeben.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß die IfM-Gitterpunktfelder des Windes vernachlässigbar kleine systematische Fehler aufweisen und die Standardabweichungen zu den direkten Beobachtungen in der Größenordnung der Beobachtungsfehler selbst liegen.

## **6.2 Abweichungen zwischen den IfM-Gitterpunktfeldern und den EZMW-Gitterpunktfeldern**

Da die IfM-Gitterpunktfelder, verglichen mit den direkten Beobachtungen, nur vernachlässigbare systematische Abweichungen aufweisen, lassen sich aus einem Vergleich der IfM- und EZMW-Gitterpunktfelder die systematischen Abweichungen der EZMW-Gitterpunktfelder ableiten. Auf einen Vergleich mit den direkten Beobachtungen wurde hingegen verzichtet, da nicht bekannt ist, welche Beobachtungen in die Analysen des EZMW eingegangen sind.

Verglichen wurden die Gitterpunktfelder des Windes im Zeitraum September 1984 bis Dezember 1984, jeweils 12 Uhr GMT. Die Abbildung 12 zeigt dann die systematischen Abweichungen zwischen den EZMW- und IfM-Gitterpunktfeldern. Dargestellt sind jeweils die entlang eines Breitenkreises zonal und zeitlich über den Zeitraum von September bis Dezember 1984 gemittelten Gitterpunktwerte der Windgeschwindigkeit sowie der u- und v-Komponente des Windes. Die Beschränkung auf den Herbst des Jahres 1984 beruht auf der Revision des Analysesystems des EZMW im Mai 1984, die mit zahlreichen grundlegenden Änderungen der Modellparameter verknüpft war. Generell ist festzustellen, daß die Differenzen beträchtlich sind, wobei die gemittelten Gitterpunktwerte des EZMW deutlich niedrigere Werte aufweisen. So hohe systematische Fehler können nicht auf die Art der Windbeobachtungen zurückgeführt werden, denn in Kapitel 6.1 wurde gezeigt, daß die unterschiedliche Art der Windbestimmung lediglich zu geringen systematischen Abweichungen in der mittleren Windgeschwindigkeit führt.

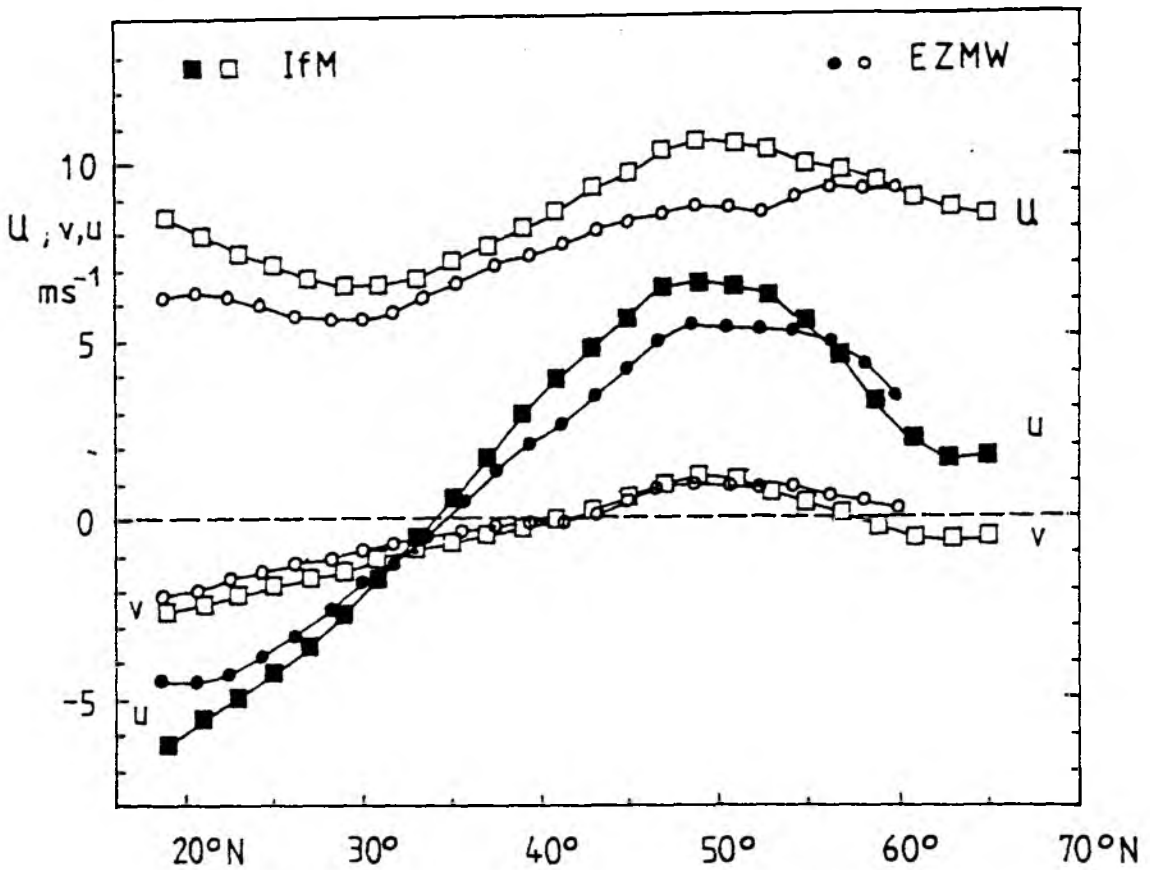


Abb. 12: Zonal und zeitlich gemittelte Gitterpunktwerte der IfM- und EZMW-Gitterpunktfelder der Windkomponenten  $u$  und  $v$  sowie des Betrags der Windgeschwindigkeit  $U$  für September bis Dezember 1984, 12 Uhr.

Abbildung 12 zeigt bereits auf, daß daraus eine deutliche Unterschätzung der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre resultiert. Wegen der in den EZMW-Gitterpunktfeldern des Windes fehlenden Angaben der Temperaturdifferenz Luft-Wasser wurde für jeden Gitterpunkt mit Hilfe eines windgeschwindigkeitsabhängigen Reibungskoeffizienten für neutrale Schichtung (Isemer und Hasse, 1987) die Schubspannung berechnet. Auf die Ableitung der Schubspannungen aus den IfM-Gitterpunktfeldern des Windes wird im nächsten Kapitel noch genauer eingegangen. Abbildung 13 zeigt dann die zonal und zeitlich gemittelten Beträge der Schubspannungsvektoren beider Gitterpunktfelder.



Die Unterschiede sind so groß, daß auf die Darstellung der Standardabweichungen zwischen beiden Gitterpunktfeldern verzichtet wird. Dabei stimmen die für die einzelnen Monate zonal gemittelten Schubspannungen der IfM-Gitterpunktfelder mit entsprechenden Werten von Isemer (1987) gut überein. Dabei ist noch einmal darauf hinzuweisen, daß die IfM-Gitterpunktfelder, verglichen mit den direkten Beobachtungen, vernachlässigbar kleine systematischen Fehler aufweisen (Abb. 11).

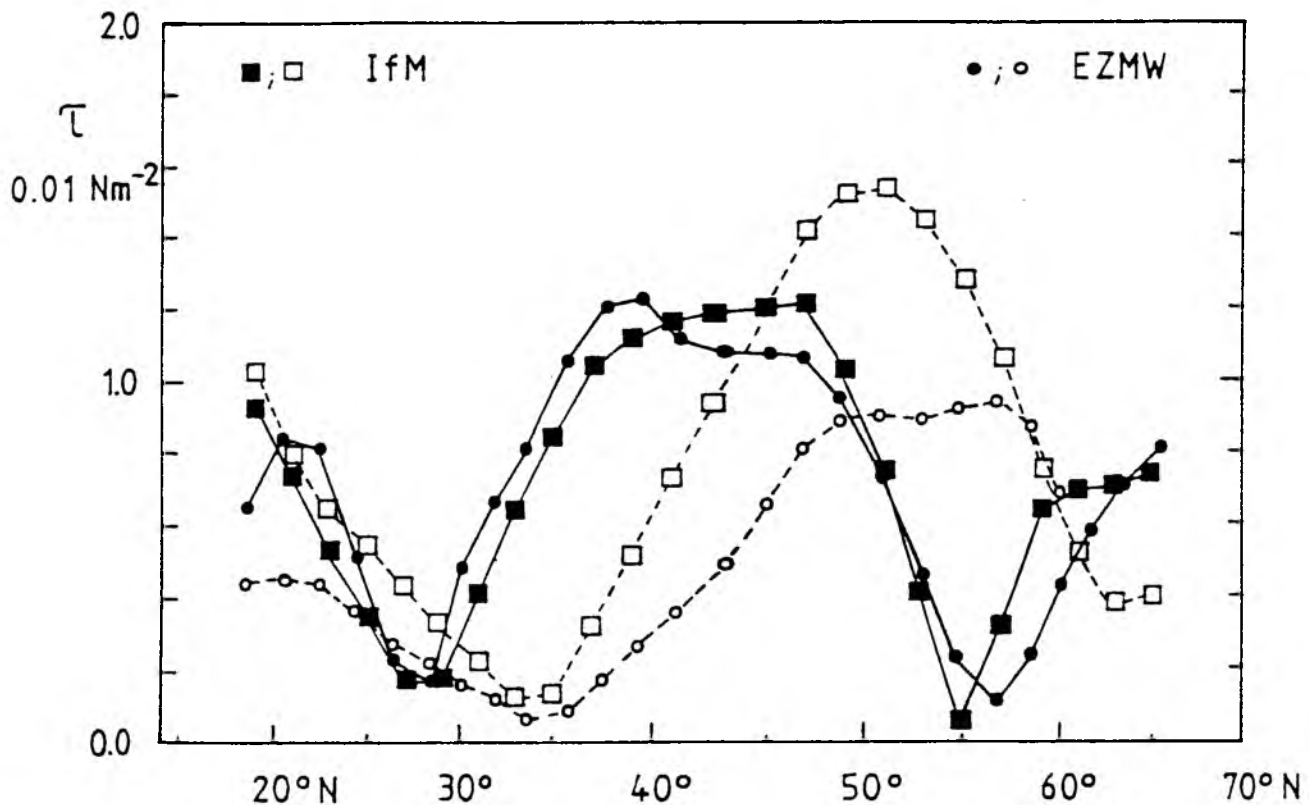


Abb. 13: Zonal und zeitlich gemittelte Gitterpunktswerte der IfM- und EZMW-Gitterpunktfelder der Schubspannungen.

Januar bis April 1985 (—): First guess-Felder der Schubspannung des EZMW (●) und aus den IfM-Gitterpunktfeldern des Windes (■) mit einer stabilitätsabhängigen Bulkparametrisierung (Isemer und Hasse, 1987) abgeleitete Schubspannungen

September bis Dezember 1984 (----). Aus den analysierten EZMW-Gitterpunktfeldern des Windes (○) und den IfM-Gitterpunktfeldern des Windes (□) abgeleitete Schubspannungen mit einer Bulkparametrisierung für neutrale Schichtung (Isemer und Hasse, 1987).

Daher kann das Fazit nur lauten, daß diese EZMW-Windfelder deutliche systematische Fehler aufweisen und nicht in gekoppelten Modellen oder generell zum Antrieb gekoppelter Modelle verwendet werden sollten.

Die zonal gemittelten Schubspannungen der first guess-Felder des EZMW, gemittelt über den Zeitraum von Januar bis April 1985, zeigen mit den aus unseren Analysen berechneten Werten eine erheblich bessere Übereinstimmung als die Analysen des Herbstes 1984.

Das kann verschiedene Ursachen haben. Möglicherweise kann die bessere Übereinstimmung zurückgeführt werden auf das numerische Vorhersagemodell des EZMW, welches zur Berechnung der first guess-Felder aus initialisierten Analysen benutzt wird. Eine andere mögliche Erklärung kann die verwendete Grenzschichtparametrisierung sein.

## 7 Ableitung der Schubspannungen aus IfM-Gitterpunktfeldern

Für die Berechnung der Schubspannungen wurde eine Bulkparametrisierung

$$(7.1) \quad \tau = \rho C_D \overline{U_{10}}^2$$

mit den stabilitätsabhängigen Reibungskoeffizienten  $C_D$  von Isemer und Hasse (1987) benutzt.

Diese Parametrisierung benutzt die Windgeschwindigkeit in 10m Höhe. Wie bereits oben angeführt, enthält das Analyseverfahren des IfM eine Reduktion der analysierten Winde auf 10 m Höhe. Dazu wurde das logarithmische Windprofil benutzt. Der Grund ist, daß zum einen über die stabilitätsabhängigen Reibungskoeffizienten die Temperaturdifferenz bereits in die Berechnung der Schubspannungen eingeht. Zum anderen aber ist die Analysehöhe abhängig von den jeweils in die Berechnung eines Gitterpunktwertes eingehenden Windbeobachtungen, deren Höhe  $z$  jedoch nicht bekannt ist und durch eine mittlere Höhe ersetzt werden muß. Die fehlende Information der Luftfeuchte erlaubt zudem nur eine mit Unsicherheiten behaftete Berechnung der Monin-Obhukov-Länge  $L$ . Die Reduktion des Windes auf 10 m Höhe für neutrale Schichtung hängt jedoch gerade vom Verhältnis  $z/L$  ab (z.B. Smith, 1989) und wäre daher unter diesen Voraussetzungen nur angenähert möglich.

Die analysierten Windgeschwindigkeiten wurden daher mit einem mittleren Korrekturfaktor von 0.93 von einer angenommenen mittleren Analysehöhe von

22.5 m auf 10 m Höhe reduziert. Die mittlere Analysehöhe errechnet sich aus der mittleren Höhe der Windmessungen von 20 m (Cardone et al., 1990) und der Referenzhöhe der Kaufeldskala von 25 m, wobei wieder angenommen wurde, daß jeweils die Hälfte der Schiffe gemessen und die andere Hälfte geschätzt hat.

		$T_{Lv} - T_{Wv}$					
$U_{10}(\text{ms}^{-1})$	$>5.0^{\circ}\text{C}$	4.9°C bis 1.0°C	0.9°C bis 0.2°C	0.1°C bis -0.2°C	-0.3°C bis -1.0°C	-1.1°C bis -4.9°C	$<-5.0^{\circ}\text{C}$
< 5	0.05	0.47	0.77	0.95	1.04	1.23	1.42
5-10	0.61	1.03	1.13	1.22	1.26	1.41	1.47
10-15	1.16	1.36	1.42	1.48	1.50	1.58	1.66
15-20	1.54	1.61	1.66	1.71	1.75	1.78	1.83
20-25	1.79	1.82	1.86	1.90	1.91	1.93	1.96
25-30	1.99	2.01	2.03	2.05	2.07	2.08	2.09
30-35	2.20	2.20	2.21	2.21	2.21	2.21	2.21
35-40	2.37	2.37	2.37	2.37	2.37	2.37	2.37
40-50	2.53	2.53	2.53	2.53	2.53	2.53	2.53
> 50	2.69	2.69	2.69	2.69	2.69	2.69	2.69

Tabelle 2: Reibungskoeffizienten für den Impuls als Funktion der Windgeschwindigkeit in 10m Höhe  $U_{10}$  und der virtuellen Temperaturdifferenz Luft-Wasser  $T_{Lv} - T_{Wv}$ , entnommen aus Isemer und Hasse, 1987.

Die Gitterpunktweite der Temperaturdifferenz Luft-Wasser legen also nur die Reibungskoeffizienten nach Tabelle 2 fest, wobei die relative Feuchte der Luft mit einem konstanten Wert von 80% in die Berechnung der virtuellen Lufttemperatur eingeht.

Aus den Feldern der Schubspannungen wurden die Felder der Rotation der Schubspannung abgeleitet. Sie wurden mit einem einfachen Differenzenschema berechnet:

$$(7.2) \quad \text{rot } \tau_{i,j} = \frac{1}{R \cdot \cos \Phi} \left( \frac{(\tau_y)_{i+1,j} - (\tau_y)_{i-1,j}}{2\Delta\lambda} - \frac{((\tau_x)_{i,j+1} - (\tau_x)_{i,j-1}) \cos \Phi}{2\Delta\phi} \right)$$

mit der geographischen Länge  $\lambda$  und der geographischen Breite  $\Phi$ .

Das führt gegenüber der Verwendung von doppelten Differenzen zu einer geringeren Glättung des resultierenden Feldes der Rotation der Schubspannung.

### 7.1 Einfluß der Windsee auf die Schubspannungsfelder

Neuere Resultate aus der experimentellen Bestimmung der Reibungskoeffizienten auf See zeigen eine deutliche Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten vom Zustand des windangetriebenen Seegangs. In diesem Kapitel soll abgeschätzt werden, ob dieser Effekt auch auf dem offenen Ozean einen Einfluß hat und daher bei der Berechnung der Schubspannungen zu berücksichtigen ist. Dabei werden die täglichen IfM-Gitterpunktfelder zur Untersuchung herangezogen.

Nicht berücksichtigt wird dabei, ob zusätzlich zur Windsee noch eine Dünung vorhanden ist, da der Einfluß der Dünung auf den Impulsfluß klein ist (z.B. Zank, 1984).

Der Zustand der Windsee wird dabei mit dem Seegangalter  $\beta$

$$(7.3) \quad \beta = \frac{c}{U}$$

beschrieben, das das Verhältnis der Wellengeschwindigkeit  $c$  zu der Windgeschwindigkeit  $U$  angibt. Wellen, die sich im Gleichgewicht mit dem Windfeld befinden, ziehen mit einer Geschwindigkeit  $c$ , die in etwa dem 1.3-fachen der Windgeschwindigkeit entspricht (Kinsman, 1965). Je kürzer der Wind auf

eine Welle einwirken konnte, wobei kürzer sich sowohl auf eine Einwirkzeit als auch auf eine Wirklänge beziehen kann, desto niedriger ist ihre Geschwindigkeit. Damit ist auch das Seegangalter niedrig und der Reibungskoeffizient erhöht sich (Abbildung 14, aus Smith et al, 1992).

Um zu untersuchen, inwieweit dieser Prozeß auf dem Nordatlantik eine Rolle spielt, wurde berechnet, für wieviele Gitterpunkte eines Termins das Seegangsalter aufgrund der lokalen Änderung des Windfeldes bei der Berechnung des Impulsflusses von Bedeutung ist.

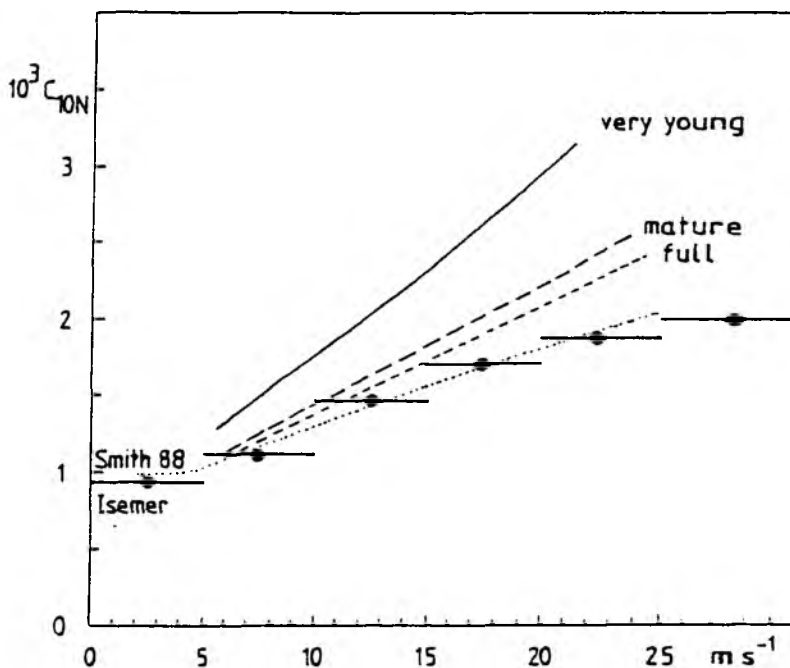


Abb. 14: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten  $C_{10N}$  vom Seegangalter  $\beta$  als Funktion der Windgeschwindigkeit nach Smith et al. (1992). Zum Vergleich ist der Reibungskoeffizient für neutrale Schichtung nach Isemer und Hasse (1987), der in dieser Arbeit benutzt wurde, eingezeichnet.

very young :  $\beta=0.5$

mature :  $\beta=1.0$

full developed :  $\beta=1.2$

Die Änderung des Seegangalters  $\beta$  läßt sich nach Kinsman (1965) berechnen zu

$$(7.4) \quad \frac{d\beta}{dx_c} = 2 \cdot A_c \cdot g \cdot U^{-2} \cdot \beta^{-3} \cdot (1 \mp (1-\beta)^2)$$

$$(7.5) \quad \frac{d\beta}{dt_c} = A_c \cdot g \cdot U^{-1} \cdot \beta^{-2} \cdot r_c \cdot (1 \mp (1-\beta)^2)$$

mit den Konstanten  $A_c = 6.5 \cdot 10^{-5}$  und  $r_c = 0.58$  als Funktion der Wirklänge  $x_c$  oder der Einwirkzeit  $t_c$ , wobei für die Gleichung (7.4) eine unendliche Zeitdauer des Einwirkens und für (7.5) eine unendliche Wirklänge vorausgesetzt wird. Das untere Zeichen ist zu verwenden für  $\beta > 1$ , das obere für die übrigen Fälle. Es sollte die Gleichung benutzt werden, welche das kleinere Seegangalter liefert. Testrechnungen zeigten, daß dieses generell die Gleichung (7.5) ist. Beide Gleichungen, (7.4) und (7.5), sind für Windgeschwindigkeiten von weniger als  $5 \text{ ms}^{-1}$  nicht gültig.

Im folgenden werden nur Änderungen des Seegangalters durch lokale Windänderungen von einem Gitterpunkt zum anderen untersucht und keine Änderungen des Windes an einem Gitterpunkt von einem Termin zum nächsten Analysetermin. Bedingt durch den zeitlichen Unterschied von 24 Stunden zwischen zwei Terminen zeigten Testrechnungen, daß sich in diesem Zeitraum immer ein Gleichgewicht zwischen Wind und Seegang einstellt.

Das Alter des Seegangs für jeden Gitterpunkt des IfM-Gitterpunktfeldes wurde dann wie folgt berechnet:

- Aus der Windrichtung an einem Gitterpunkt wurde der nächstliegende Gitterpunkt und der Abstand zu diesem bestimmt.
- Wenn sich die Windrichtung zwischen diesen beiden Gitterpunkten um nicht mehr als  $25^\circ$  ändert, wurde mit einer mittleren konstanten Windrichtung gerechnet.
- Die mittlere Windgeschwindigkeit beider Gitterpunkte legt unter Berücksichtigung des Abstands der Gitterpunkte die Zeitdauer des Einwirkens fest, dabei ändert sich die Windgeschwindigkeit von einem Gitterpunkt zum in Windrichtung gelegenen nächsten Gitterpunkt linear mit der Zeit.
- Windrichtungsänderungen von mehr als  $25^\circ$  wurden gesondert betrachtet: Für diese wurde der Vektor der Windänderung berechnet. Die in die Gleichungen eingehende Windgeschwindigkeit ist dann der Betrag des Vektors

der Windänderung . Dabei ist zu beachten, daß der Betrag des Vektors der Windänderung mindestens  $5 \text{ ms}^{-1}$  aufgrund der eingeschränkten Gültigkeit der Gleichung (7.5) betragen muß. Diese Art der Berechnung betrifft weniger als 5% der Gitterpunkte.

- Windgeschwindigkeiten von weniger als  $5 \text{ ms}^{-1}$  führen zu keiner Änderung des Seegangalters, da die Gleichungen dann nicht definiert sind und die Einstellzeiten kurz sind.

In die Gleichung (7.5) gehen dann die Beträge der Windgeschwindigkeit  $U$  ein, wobei die Änderung des Seegangalters in kleinen Zeitintervallen berechnet wurde, in denen sich der Betrag der Windgeschwindigkeit linear ändert.

Der Anfangswert des Seegangalters  $\beta$  erwies sich in diesem Zusammenhang als wenig kritische Größe. Unter der Annahme, daß sich das Windfeld und die Windsee in einem ungefähren Gleichgewicht befinden, was die Grundlage der Beaufortschätzung der Windgeschwindigkeit ist, wurden in einer Sensitivitätsstudie Werte von  $\beta=0.90$  (mäßig entwickelte Windsee) bis  $\beta=1.35$  (Windsee vollständig im Gleichgewicht mit dem Windfeld) als Anfangswerte der Rechnungen benutzt. Die berechneten Werte unterschieden sich jedoch nur in der zweiten Stelle hinter dem Komma. Der für die Berechnungen benutzte Anfangswert ist  $\beta=1.20$  .

Dann wurde das Seegangalter für jeden Gitterpunkt berechnet. Für das gesamte Jahr 1984 wiesen danach im Mittel lediglich 3% der Gitterpunkte ein Seegangalter von weniger als 1.1 auf, was eine deutliche Erhöhung des Reibungskoeffizienten rechtfertigen würde. Die Windsee ist also in den meisten Fällen in guter Näherung im Gleichgewicht mit dem Windfeld. Eine Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten vom Seegangalter wurde daher bei der Berechnung der Schubspannungen an den Gitterpunkten nicht berücksichtigt.

Küsteneffekte nach Gleichung (7.4) bei ablandigem Wind wurden ebenfalls nicht berücksichtigt, würden aber zu einer Erhöhung der Schubspannung in solchen Gebieten führen.

## 8 Die räumliche Korrelationsfunktion

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der in den direkten Beobachtungen enthaltenen räumlichen Skalen und ihre Glättung durch verschiedene Analyseverfahren. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, erfordert dies die

Anwendung spektraler Methoden, zum Beispiel der Fourier-Analyse. Diese basiert aber üblicherweise auf Beobachtungsreihen, wobei die Beobachtungen in gleichen Zeitabständen oder aber in gleichen räumlichen Abständen vorliegen (z.B. Schönwiese, 1985). Das trifft zwar für die Gitterpunktfelder zu, nicht aber für die direkten Beobachtungen von Schiffen auf dem Ozean. Diese zeichnen sich zum einen durch ständig andere Beobachtungspositionen aus, zum anderen durch eine zeitlich und lokal stark schwankende Beobachtungsdichte. Eine Möglichkeit der Darstellung der räumlichen Strukturen ist die Strukturfunktion, die sich sehr einfach berechnen läßt (Wickert, 1971).

Diese erlaubt jedoch keine direkte Berechnung von Energiespektren. Diese Möglichkeit bietet die Kovarianzfunktion beziehungsweise die mit den Varianzen normierte Kovarianzfunktion, die Korrelationsfunktion.

Die Korrelationsfunktion ist aber auch deshalb von Interesse, weil die Methode der Objektiven Analyse Korrelationsfunktionen als Eingabefunktion zur Analyse benötigt. Die räumliche Korrelationsfunktion liefert Informationen über den Zusammenhang von zwei Messungen oder Beobachtungen an zwei festen Punkten zu jeweils gleichen Zeitpunkten.

Allgemein gilt (zum Beispiel Kreyszig, 1965)

$$(8.1) \quad R(r) = \frac{\text{COV}(XY)}{\sqrt{\text{var } X \cdot \text{var } Y}}$$

ausgedrückt durch die Kovarianz und Varianzen der miteinander zu korrelierenden Wertepaare oder:

$$(8.2) \quad R(r) = \frac{\sum_{i=1}^n X' \cdot Y'}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (X')^2 \cdot \sum_{i=1}^n (Y')^2}}$$

wobei  $X'$  und  $Y'$  Abweichungen zum Mittelwert der Beobachtungen  $X$  und  $Y$  sind. In unserem Fall sind  $X$  und  $Y$  jeweils Beobachtungen an speziellen Orten mit dem Abstand  $r$  zwischen den Beobachtungsorten von  $X$  und  $Y$ . Damit ergibt sich die gleiche Schwierigkeit für die Berechnung der Korrelationsfunktion der direkten Beobachtungen wie bei der Fourier-Analyse: Die Berechnung der Korrelationsfunktion im inhomogenen Fall setzt Beobachtungsreihen an je-



weils gleichen Orten voraus. Dies ist jedoch gerade für die direkten Beobachtungen im allgemeinen nicht erfüllt, wenn man von einem Teil der Weterschiffe einmal absieht. Um die Zahl der zur Verfügung stehenden Beobachtungspaare voll auszunutzen, muß ein Verfahren gewählt werden, welches die Korrelationsfunktion nur noch als Funktion des Abstandes  $r$  zwischen den einzelnen Beobachtungen liefert, unabhängig davon, an welchem Ort die Beobachtungen gemacht wurden.

Wie im Anhang A gezeigt wird, müssen die Felder homogen hinsichtlich von Mittelwert und Varianz der Beobachtungen sein, damit es erlaubt ist, die räumliche Korrelationsfunktion allein als Funktion des Abstandes zu berechnen. Die Voraussetzung der Homogenität der Felder hinsichtlich Varianz und Mittelwert kann relativ einfach überprüft werden, denn diese Größen sind leicht zu berechnen oder stehen bereits als klimatologische Karten zur Verfügung (Isemer und Hasse, 1987).

Speziell in diesem Fall läßt sich die Annahme der Homogenität zudem anhand der aus den Beobachtungen abgeleiteten Gitterpunktfelder überprüfen. Da diese jeweils an festen Positionen und in ausreichender Anzahl zur Verfügung stehen, erlauben sie auch eine Berechnung der Korrelationsfunktion, ohne daß die Forderung nach einer Homogenität der Felder gemacht werden muß.

Die Korrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder werden für spezielle Gitterpunktpaare jeweils separat berechnet und anschließend für gleiche Gitterpunktabstände gemittelt. Dieses ist der Rechenweg für die in dieser Arbeit berechneten Korrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder.

Für homogene Felder sollten sich die so berechneten Korrelationskoeffizienten nicht von den Korrelationskoeffizienten unterscheiden, die in einem Rechengang für alle Gitterpunktpaare mit demselben Gitterpunktabstand berechnet worden sind. Es soll also gezeigt werden, in welchen Gebieten die Bedingung der Homogenität erfüllt ist.

Diese zeigen die Abbildungen 15 a bis 15 c. Dargestellt sind in den Abbildungen die Differenzen der mit und ohne die Annahme der Homogenität berechneten zonalen Korrelationsfunktionen der IfM-Gitterpunktfelder in verschiedenen geographischen Breiten für den Luftdruck und die Windkomponenten.

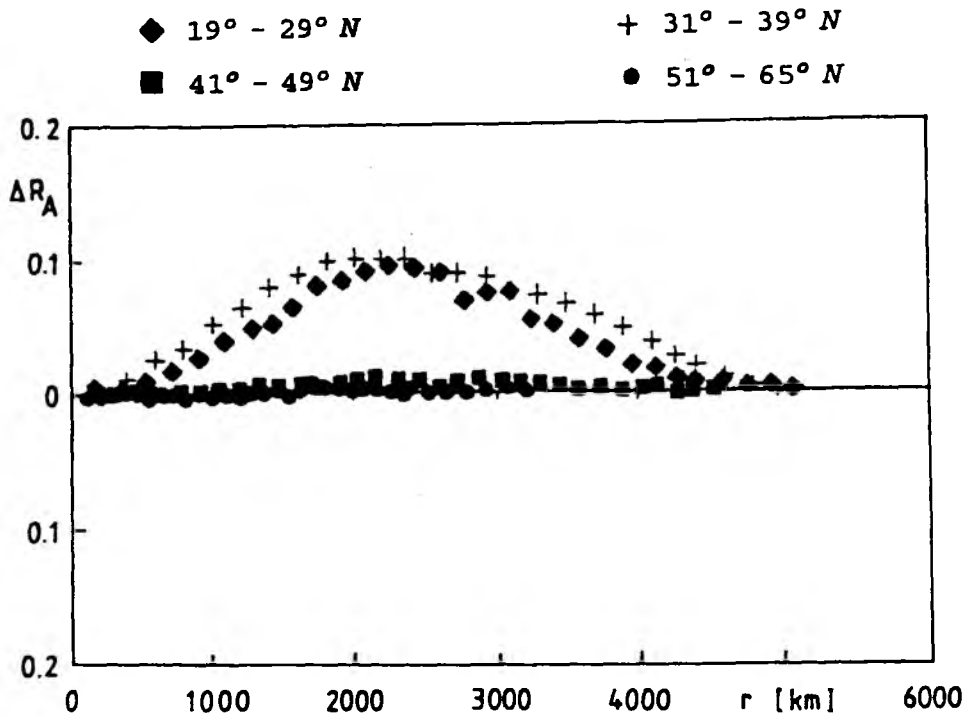


Abb. 15a: Differenz der Korrelationsfunktion ,berechnet mit Annahme der Homogenität als alleinige Funktion des Abstandes zwischen den Gitterpunktwerten, und der Korrelationsfunktion, berechnet ohne Annahme der Homogenität, für Gitterpunktfelder des Luftdruckes in verschiedenen geographischen Breiten.

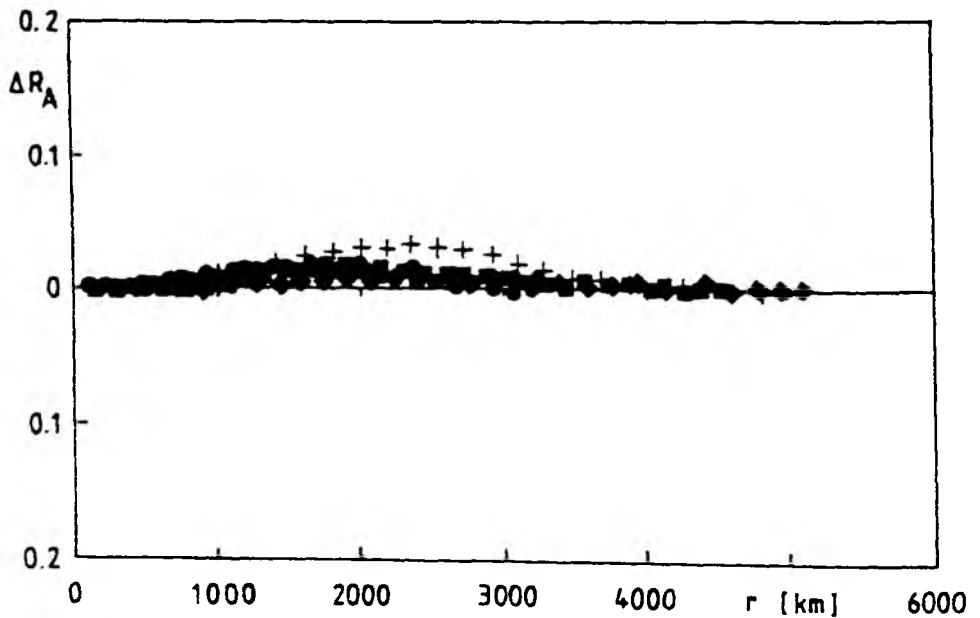


Abb. 15b: Wie Abb. 15a, aber für die u-Komponente des Windes.

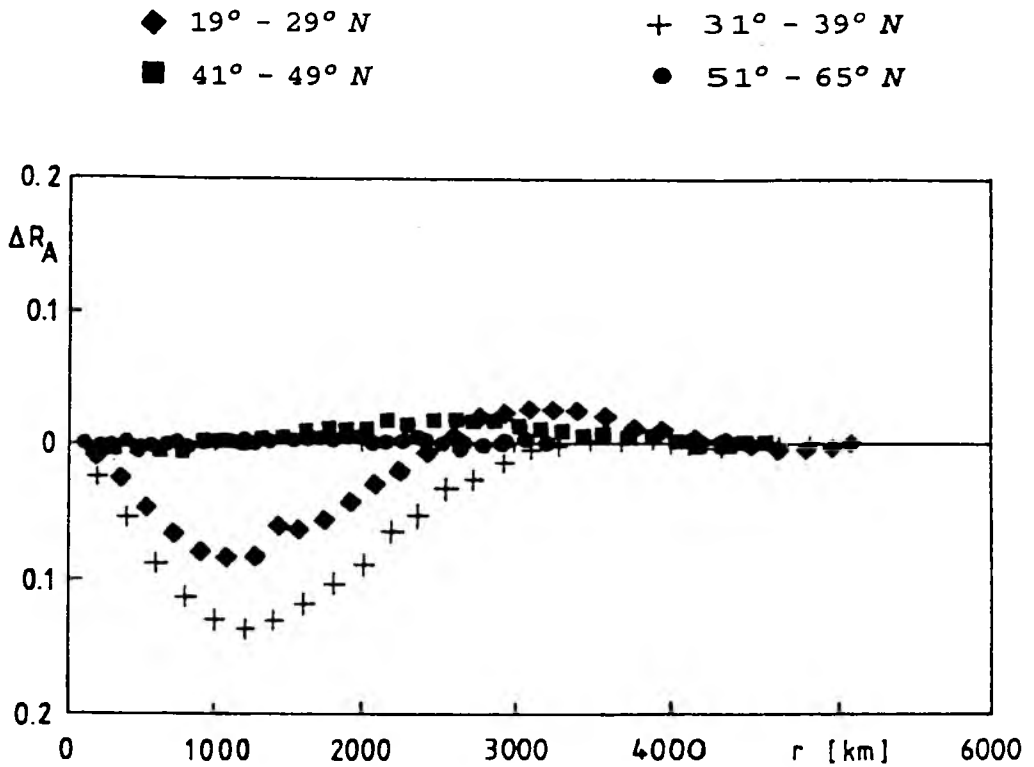


Abb. 15c: Wie Abb. 15a, aber für die v-Komponente des Windes.

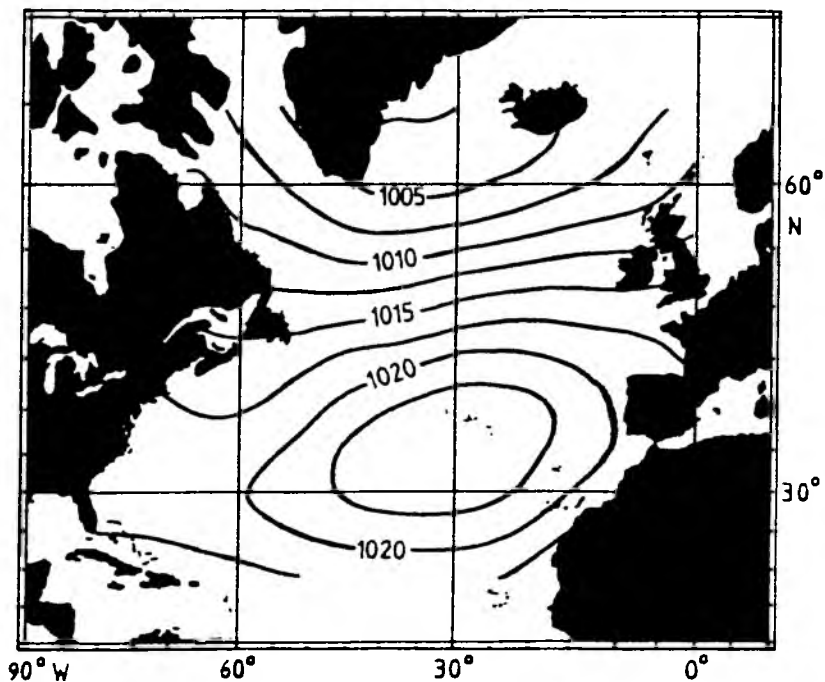


Abb. 16a: Mittleres IfM-Gitterpunktfeld des Luftdruckes gemittelt über alle 12 Uhr GMT Termine des Jahres 1984. Die Angaben sind in hPa.

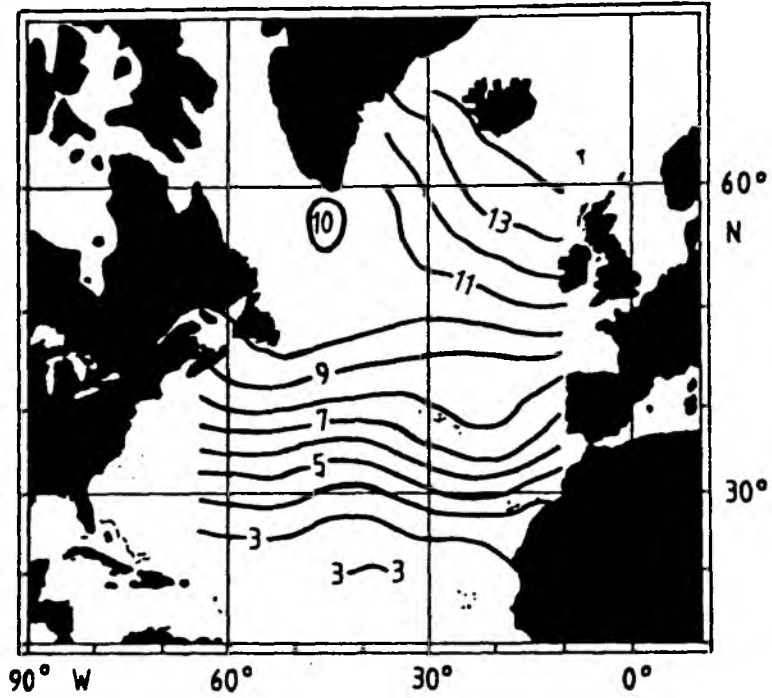


Abb. 16b: Standardabweichung der IfM-Gitterpunktfelder des Luftdrucks für alle Termine 12 Uhr GMT des Jahres 1984. Die Angaben sind in hPa.

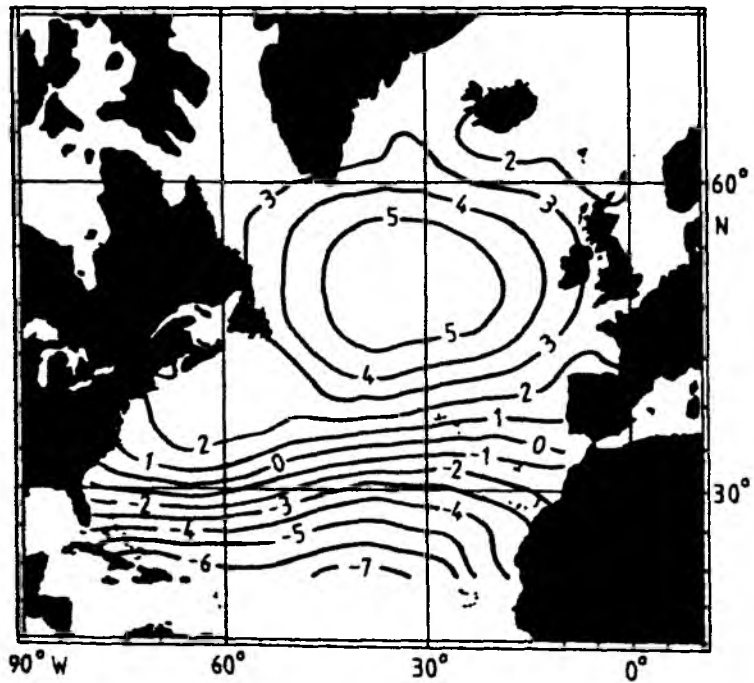


Abb. 17a: Wie Abb. 16a, aber für die u-Komponente des Windes. Die Angaben sind in  $\text{ms}^{-1}$ .

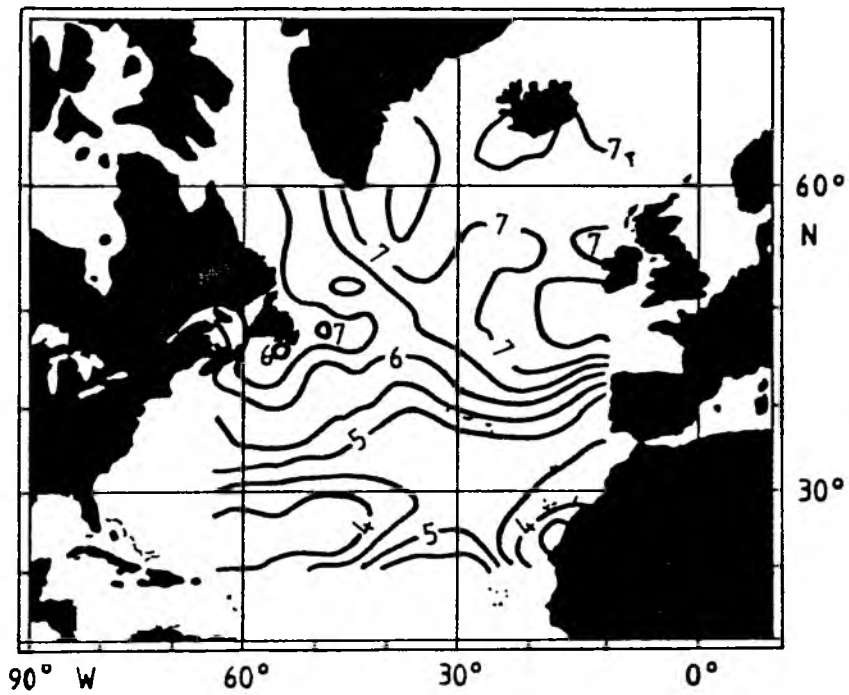


Abb. 17b: Wie Abb. 16b, aber für die u-Komponente des Windes. Die Angaben sind in  $\text{ms}^{-1}$ .

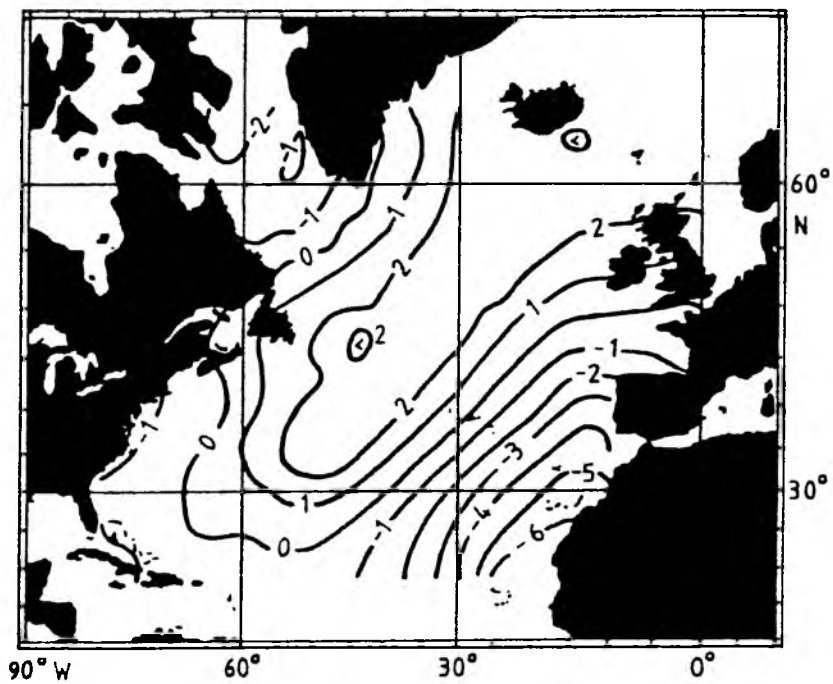


Abb. 18a: Wie Abb. 16a, aber für die v-Komponente des Windes. Die Angaben sind in  $\text{ms}^{-1}$ .

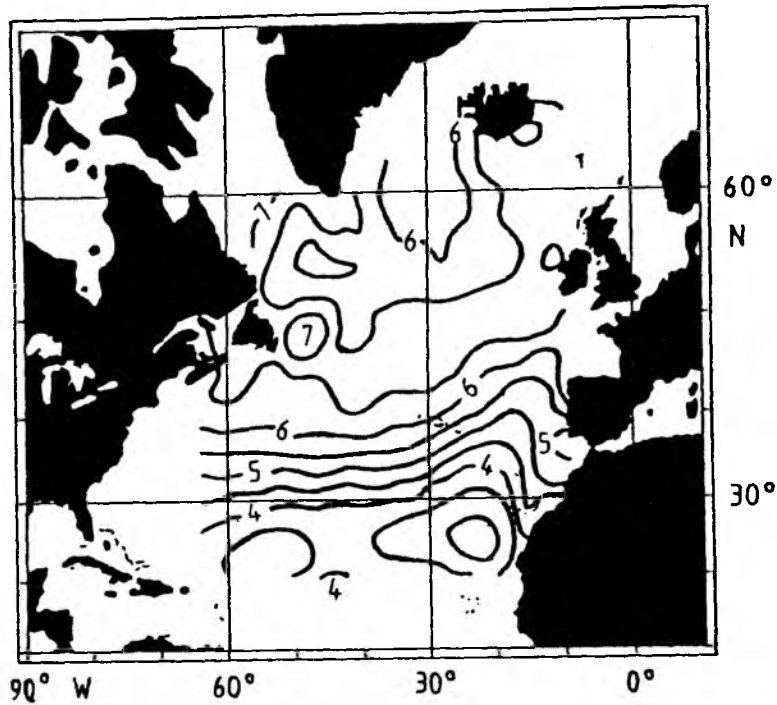


Abb. 18b: Wie Abb. 16b, aber für die  $v$ -Komponente des Windes. Die Angaben sind in  $\text{ms}^{-1}$ .

Es ergibt sich, daß die Annahme der Homogenität nur in den Gebieten nördlich von  $40^\circ\text{N}$  erlaubt ist. Denn nur dort sind die Differenzen klein zwischen den Korrelationsfunktionen, die als alleinige Funktion des Abstandes unter der Annahme der Homogenität berechnet wurden, und den nicht nur vom Abstand, sondern auch vom Ort abhängigen Korrelationsfunktionen, die keine Homogenität voraussetzten.

Die Homogenität der Gebiete nördlich von  $40^\circ\text{N}$  ist im wesentlichen eine Folge der großräumigen Verteilung der Luftdruckgebiete und Windfelder sowie der damit zusammenhängenden Verteilung der Standardabweichungen der einzelnen Parameter. Diese Felder zeigen die Abbildungen 16 bis 18.

Die Darstellung der mittleren Felder ermöglicht die Erklärung der systematisch erscheinenden Differenzen der mit und ohne die Annahme der Homogenität berechneten Korrelationsfunktionen zwischen den Beobachtungen  $X$  und den östlich davon im Abstand  $r$  gelegenen Beobachtungen  $Y$ . Diese Differenzen können beim Luftdruck der Asymmetrie des mittleren Druckfeldes in zonaler Richtung (Abbildung 16a) zugeordnet werden, da die Varianz zonal nur unbedeutende Variationen (Abbildung 16b) aufweist. Entsprechend Gleichung A 24

(Anhang A) erhöht eine Änderung des Mittelwertes stets die Varianz. Das ist unabhängig davon, welches Vorzeichen die Änderungen des Mittelwertes haben. Für die Kovarianz trifft dieses nicht zu. So können relativ starke Änderungen des Mittelwertes der X-Beobachtungen, in diesem Fall handelt es sich um eine Zunahme, mit einer annähernden Konstanz des Y-Mittelwertes kombiniert sein. Das führt dann zu einer Abnahme des zonalen Korrelationskoeffizienten, so daß sich die beobachteten Differenzen zwischen beiden Verfahren ergeben. Aufgrund der West-Ost-Erstreckung des Nordatlantiks von etwa 6000 km und der mittleren Lage des Azorenhochs rund 2000 km westlich der Ostküste des Nordatlantiks, sind die größten Abweichungen bei einem Abstand der Gitterpunkte von 2000 km zu erwarten. Denn dann verschwindet die mittlere Änderung des Mittelwertes der Y-Beobachtungen nahezu, während die Änderung des Mittelwertes der X-Beobachtungen gerade maximal wird.

Die Berechnung der zonalen Korrelationsfunktionen unter der Annahme der Homogenität aus den direkt beobachteten Parametern ist also in den Gebieten nördlich von 40°N möglich. Entsprechend der allgemeinen Zirkulation beschränken sich die Berechnungen auf die zonalen Korrelationsfunktionen, da sowohl die Mittelwerte (Abbildungen 16a bis 18a) als auch die entsprechenden Standardabweichungen (Abbildungen 16b bis 18b) zonal die geringsten Gradienten aufweisen.

Eine Ausnahme macht lediglich die v-Komponente des Windes bezüglich ihrer Verteilung der Mittelwerte (Abbildung 18a), die entlang der Südwest-Nordost-Achse den geringsten Gradienten aufweisen. Da aber auch für die v-Komponente des Windes die Varianz zonal den geringsten Gradienten aufweist und die Mittelwerte zonal nördlich von 40°N absolut gesehen ebenfalls nur geringe Schwankungen zeigen, ist auch für die v-Komponente nur eine Berechnung der zonalen Korrelationsfunktionen sinnvoll.

Um den Einfluß der zonalen Variation des Mittelwertes auf die berechneten Korrelationen zu verringern, wird für die Beobachtungspaare lediglich ein maximaler Abstand von der halben West-Ost-Ausdehnung des Atlantiks zugelassen. Zudem wird gefordert, daß von den Beobachtungspaaren für die Berechnung nach Gleichung (8.1) die X-Beobachtungen immer in der Westhälfte des Nordatlantiks liegen und die Y-Beobachtungen immer in östlicher Richtung davon im Abstand  $r$ . Dadurch wird zwar die Anzahl der möglichen Beobachtungspaare für kleine Abstände zwischen den Beobachtungen eingeschränkt, da die Positionen der Beobachtungen nicht mehr völlig frei wählbar sind. Jedoch wird die mögliche Variation des Mittelwertes und der Varianz jeweils

für die X- und Y-Beobachtungen der verschiedenen Abstandsintervalle verringert.

Wegen der insgesamt geringen Beobachtungsdichte nördlich von 50°N beschränken sich die Berechnungen der Korrelationsfunktion auf den Bereich zwischen 40° und 50°N. Die Beobachtungszahl in diesem Gebiet ist hoch genug, um die Korrelationsfunktionen der Beobachtungen für 20 km-Intervalle bis zu einem maximalen Abstand von 1500 km berechnen zu können. Die Korrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder, die keine Homogenität der Felder voraussetzen, werden für Abstandsintervalle, die dem Gitterpunktabstand entsprechen, bis zu maximalen Abständen von etwa 6000 km berechnet.

Dabei werden in dieser Arbeit im allgemeinen die Autokorrelationsfunktionen berechnet, diese korrelieren Beobachtungsreihen mit sich selbst, also beispielsweise Druckbeobachtungen miteinander.

## 9 Die spektrale Energiedichte

Wie oben angeführt, erlaubt die Autokorrelationsfunktion die direkte Berechnung der spektralen Energiedichten. Benutzt wird die spektrale Varianzanalyse, bei der die räumliche spektrale Energiedichte oder das Powerspektrum mit einer Fouriertransformation aus der Autokovarianzfunktion abgeleitet wird. Die Autokovarianzfunktion ergibt sich aus der Autokorrelationsfunktion durch die Multiplikation mit den Varianzen. Die Autokovarianzfunktion ist wie folgt definiert, wobei im folgenden die Herleitung in wesentlichen Teilen der Ableitung von Bath (1974) folgt:

$$(9.1) \quad C_{11}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\xi) f_1(\xi+r) d\xi$$

mit  $\xi$  als Ortskoordinate und  $r$  als Entfernung der zu korrelierenden Beobachtungen zueinander. Dies entspricht der üblichen Definition in der Statistik gemäß Gleichung (8.15).

Durch eine einfache Substitution ergibt sich, daß die Autokovarianzfunktion eine gerade Funktion ist:



$$(9.2) \quad C_{11}(x) = C_{11}(-x)$$

Eine Integration liefert dann die gesamte Energie der Reihe, wenn das folgende Integral existiert:

$$(9.3) \quad \int_{-\infty}^{\infty} |f(\xi)|^2 d\xi$$

Mit der Definition der inversen Fouriertransformation

$$(9.4) \quad f(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(k) e^{ik\xi} dk$$

ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Energie eines Signals  $f(\xi)$  und seinem Spektrum  $F(k)$  durch:

$$(9.5) \quad \int_{-\infty}^{\infty} |f(\xi)|^2 d\xi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F(k)|^2 dk$$

mit  $k = \text{Wellenzahl} = 2\pi / \lambda$  und der Wellenlänge  $\lambda$ .

Diese Beziehung ist als das Theorem von Parseval oder Rayleigh bekannt. Bei der Ableitung wurde davon Gebrauch gemacht, daß sich bei einer Verschiebung der Reihe um einen konstanten Betrag der Entfernung das Amplitudenspektrum nicht ändert.

Eine Änderung der Längenskala  $\xi \leftrightarrow a\xi$  reduziert die Energie um den Faktor  $1/a$ , was bei einem Vergleich verschiedener Spektren durch eine entsprechende Normierung berücksichtigt werden muß.

Aus den Gleichungen (9.1) und (9.5) ergibt sich unter Berücksichtigung des sogenannten 'Time Shifting Theorems'

$$(9.6) \quad f(\xi \pm x) \leftrightarrow F(k) e^{\pm ikx}$$

somit:

$$(9.7) \quad C_{11}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F(k)|^2 e^{ikr} dk$$

oder

$$(9.8) \quad C_{11}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{11}(k) e^{ikr} dk$$

Daraus ergibt sich

$$(9.9) \quad E_{11}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{11}(r) e^{-ikr} dr$$

wobei

$$(9.10) \quad E_{11}(k) = |F(k)|^2$$

die spektrale Energiedichte ist. Das heißt, daß die Autokovarianz und das Powerspektrum ein Fouriertransformationspaar bilden (Wiener-Khintchine-Relation). Da die Autokovarianz eine gerade und reelle Funktion ist, reduziert sich Gleichung (9.9) zu

$$(9.11) \quad E_{11}(k) = 2 \int_0^{\infty} C_{11}(r) \cos(kr) dr$$

In diskreter Form wird daraus

$$(9.12) \quad E_{11}(n) = \frac{2}{m} \sum_{r=0}^m C_{11}(r) \cos \frac{2n\pi}{m} r$$

mit

$$0 \leq n \leq m/2$$

Die obere Grenze entspricht dann der Nyquist-Frequenz.

Diese Methode wurde für die Beobachtungen benutzt und erlaubt die Berechnung der spektralen Energiedichten über die Autokovarianz aus unregelmäßig verteilten Beobachtungen.

Für die Gitterpunkte wurde die übliche Methode der Fast Fourier Transformation benutzt, d.h. es wurden die Beobachtungsreihen selbst transformiert und nicht die Autokovarianzfunktionen. Dazu wurden IMSL-Routinen benutzt (IMSL, 1987).

Die berechneten Spektren sind dann sogenannte Rohspektren, die vor einer Interpretation noch zu glätten sind (z.B. Schönwiese, 1985). Für die Filterung wurde ein Dreiecksfenster benutzt.

## 9.1 Theoretische Form der Energiespektren

Bevor die Resultate vorgestellt werden, soll noch kurz auf den semitheoretischen Verlauf der spektralen Energiedichte eingegangen werden, wie er sich aus den Bedingungen in den verschiedenen räumlichen Skalen ergibt. Dabei wird in dieser Arbeit der Wellenlängenbereich von etwa 6000km bis hinunter zu etwa 20km behandelt, also der Bereich, der mit den zur Verfügung stehenden Beobachtungen und Analysen untersucht werden kann.

Ganz grob kann der gesamte Wellenlängenbereich in 4 Bereiche unterteilt werden. Diese Unterteilung bezieht sich im wesentlichen auf eine Arbeit von Golitsyn (nach Gifford, 1988).

Die folgenden Bereiche werden unterschieden:

- Mehr als ca. 6000km Wellenlänge: Erzeugung von kinetischer Energie der Wirbel aus der Instabilität von großskaligen atmosphärischen Störungen (Bereich 0). Dieser Bereich liegt im wesentlichen oberhalb des mit den zur Verfügung stehenden Daten erreichten Wellenlängenbereiches.
- Ca. 6000km bis 1000km Wellenlänge: Der Transfer von Wirbelenstrophie oder mittlerer quadratischer Vorticity zu kleineren Wellenlängen resultiert in einem Abfall proportional zu  $k^{-3}$  (Bereich I).
- Weniger als etwa 1000km Wellenlänge: Der Transfer von kinetischer Energie zu kleineren Wellenlängen resultiert im bekannten  $k^{-5/3}$  Abfall (Bereich II).
- Der Dissipationsbereich (Bereich III) wird mit den zur Verfügung stehenden Daten nicht erreicht.

Generell sollte sich also ein Bild ähnlich wie die Abbildung 19 ergeben, die von Golitsyn stammt (aus Gifford, 1988).

Unter der Annahme, daß die Schubspannungen proportional zum Quadrat der Windgeschwindigkeit sind, läßt sich eine Aussage über den Verlauf der entsprechenden spektralen Energiedichten der Schubspannung machen: Der  $k^{-3}$ -Abfall sollte dann einem  $k^{-6}$ -Abfall (McVeigh, 1989) entsprechen, der  $k^{-(5/3)}$ -Abfall einem entsprechend doppelt so kräftigem Abfall. Durch die Stabilitätsabhängigkeit des Reibungskoeffizienten (Isemer und Hasse, 1987) ergibt sich eine Modifikation dieser Abhängigkeit.

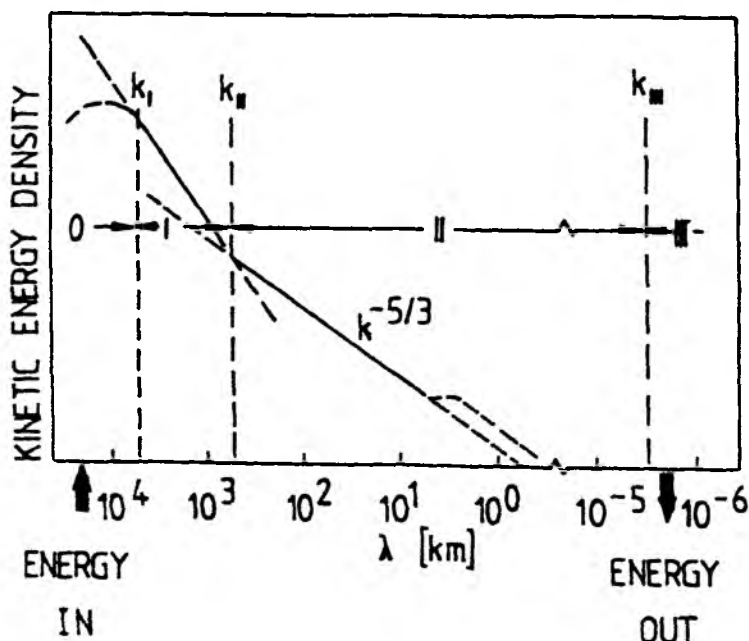


Abb. 19: Theoretischer Verlauf der spektralen Energiedichte als Funktion der Wellenlänge nach Golitsyn, übernommen aus der Arbeit von Gifford, 1988.

Bereich 0: Erzeugung kinetischer Energie

Bereich I: Transfer von mittlerer quadratischer Vorticity zu kleineren Wellenlängen

Bereich II: Transfer von kinetischer Energie zu kleineren Wellenlängen

Bereich III: Dissipationsbereich

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, Gleichungen (2.1) und (2.2), entspricht das Mittel des Quadrats der Windgeschwindigkeit der Summe aus dem Quadrat der mittleren Windgeschwindigkeit und der Varianz. Eine Glättung ist gleichbedeutend mit einem Verlust an Varianz. Daher ergibt sich für eine Glättung auch ein Verlust an turbulenter Energie.

Das trifft insbesondere auf Gebiete mit geringen Druckgradienten und somit geringen mittleren Windgeschwindigkeiten zu. Insgesamt ist der Impulsfluß aber gering in solchen Gebieten, da er proportional zum Quadrat der Windgeschwindigkeit ist und außerdem der Reibungskoeffizient noch mit zunehmender Windgeschwindigkeit anwächst (zum Beispiel Isemer, 1987).

Generell zeigt der semitheoretische Verlauf der spektralen Energiedichten folgendes Bild: Der überwiegende Teil der Varianz ist in den großen räumlichen Skalen ( zum Beispiel den planetaren Wellen oder den Hoch- und Tiefdruckgebieten ) zu finden. Daraus ist ersichtlich, daß selbst ein schlecht auflösendes Modell in der Lage ist, einen Großteil der Wechselwirkungsprozesse zu beschreiben. Es darf nur keine systematischen Abweichungen zu den direkten Beobachtungen aufweisen. Wird ein Gitterpunktfeld mit einer geringen räumlichen Auflösung allerdings als Antriebsfeld für ozeanische Modelle benutzt, so ist ein entsprechender Verlust an Varianz bei kleinen Wellenlängen auch gleichbedeutend mit einem Verlust an Antrieb. Von besonderer Bedeutung ist der Anteil der Varianz bei kleinen Wellenlängen an der Gesamtvarianz insbesondere für die meteorologische Erzeugung barokliner Wellen und Wirbel im Ozean (z.B. Willebrand, 1981 und Lippert, 1985). Dem Verlust an Varianz in diesem Wellenlängenbereich ist also besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Darauf wird bei der Präsentation der Spektren von Beobachtungen und Gitterpunktfeldern in den Kapiteln 13 und 14 noch genauer eingegangen werden.

## 10 Korrelationsfunktionen der Beobachtungen

In den nächsten Kapiteln werden die Ergebnisse der Berechnung der Korrelationsfunktionen für die direkten Beobachtungen und die Gitterpunktfelder vorgestellt. Im Hinblick auf den Einsatz von Korrelationsfunktion in der Optimalen Interpolation wird insbesondere die Variabilität der Korrelationsfunktionen untersucht. Denn diese Variabilität sollten die in der Datenassimilation verwendeten Korrelationsfunktionen ebenfalls aufweisen,

um nicht zu stark zu glätten.

Wie bereits in Abschnitt 8 erläutert, wird zur Berechnung der Korrelationsfunktionen der direkten Beobachtungen stets Homogenität vorausgesetzt. Die Zahl der zur Verfügung stehenden Beobachtungen erlaubt dabei ein minimales Entfernungsintervall von 20km. Wie oben angeführt, können aufgrund der Homogenität der Bodenfelder die zonalen Korrelationsfunktionen der direkten Beobachtungen im Bereich nördlich von 40°N berechnet werden. Zonal wird für die direkten Beobachtungen so definiert, daß der maximale Winkel zwischen der Richtung der Verbindungsachse zweier Beobachtungen und einem Breitenkreis 20° betragen darf. Das trägt der Tatsache der unregelmäßigen Verteilung der Beobachtungen Rechnung.

Zu berücksichtigen ist bei der Berechnung der Korrelationsfunktionen, daß die direkten Beobachtungen einen zufälligen Fehler, den Beobachtungsfehler, enthalten. Ein zufälliger Fehler leistet jedoch keinen Beitrag zur Kovarianz, während sich die Gesamtvarianz aus der Varianz des Beobachtungsfehlers und der natürlichen Variation der Beobachtungen zusammensetzt. Da die Beobachtungsfehler aus den Beobachtungsdaten abgeleitet werden konnten, wurden bei der Berechnung der Korrelationskoeffizienten im Nenner die um die Beobachtungsfehler bereinigten Varianzen eingesetzt. Dabei wurde wieder vom Additionstheorem der Varianzen (Kreyszig, 1965) Gebrauch gemacht:

$$(10.1) \quad \text{var}(X) = \text{var}(X)_{\text{natürlich}} + \text{var}(X)_{\text{Beob.-Fehler}}$$

Die berechneten zonalen Autokorrelationsfunktionen der direkten Beobachtungen der Windgeschwindigkeit, der Windkomponenten und des Drucks zeigen die Abbildungen 20 a-d für den Zeitraum von Mai 1982 bis zum April 1985 einschließlich im Bereich von 40° bis 50°N.

Zum Vergleich sind die Autokorrelationsfunktionen der Windgeschwindigkeit von Fengler (1966) aus der Deutschen Bucht und die Autokorrelationsfunktionen des Luftdrucks von Perrie und Toulany (1989) für Nordamerika eingezeichnet worden. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, die Unterschiede sind jeweils nur gering. Das überrascht insbesondere bei dem Vergleich mit Perrie und Toulany, denn ihre Korrelationsfunktionen basieren auf kontinentalen Luftdruckmessungen und können durch orographische Effekte beeinflusst sein.

Hingegen können die etwas niedrigeren Autokorrelationskoeffizienten der Windgeschwindigkeit aus der Deutschen Bucht damit erklärt werden, daß diese

nicht um den Beobachtungsfehler bereinigt wurden. Zudem ist ein Land/See-Effekt enthalten, da die Messungen des Windes zum Teil auf im Küstengebiet stehenden Leuchttürmen stattgefunden haben.

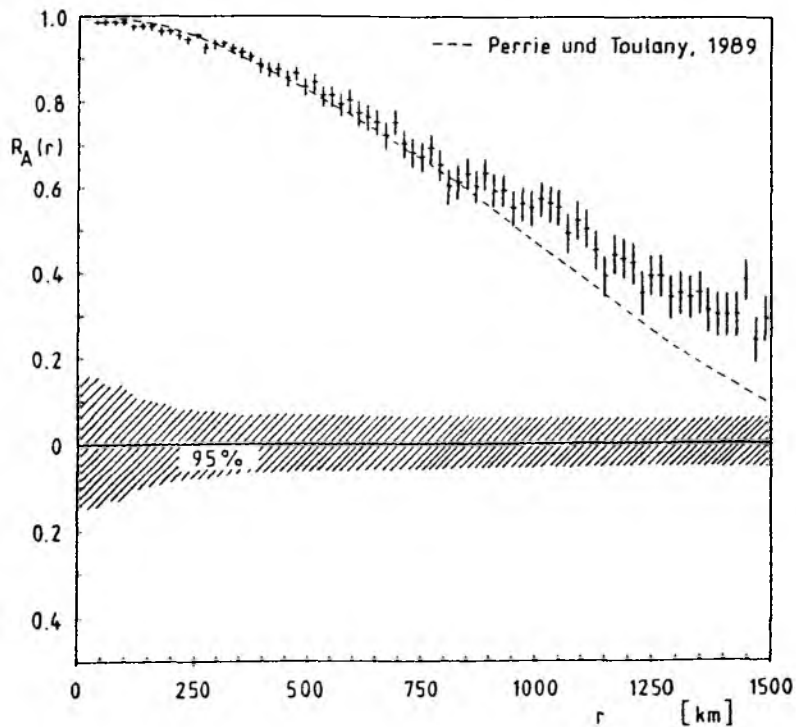


Abb. 20a: Autokorrelationsfunktion  $R_A(r)$  der direkten Beobachtungen des Drucks für alle Termine von Mai 1982 bis April 1985, 12 Uhr GMT, für den Bereich von  $40^\circ\text{N}$ - $50^\circ\text{N}$  in zonaler Richtung. Die senkrechten Balken markieren den 95%-Mutungsbereich. Die in die Berechnung der Korrelationsfunktionen eingehenden Varianzen sind um den Beobachtungsfehler bereinigt worden. Zum Vergleich ist die Korrelationsfunktion von Druckbeobachtungen über Nordamerika nach Perrie und Toulany (1989) eingezeichnet. Der 95%-Signifikanzbereich ist schraffiert dargestellt.

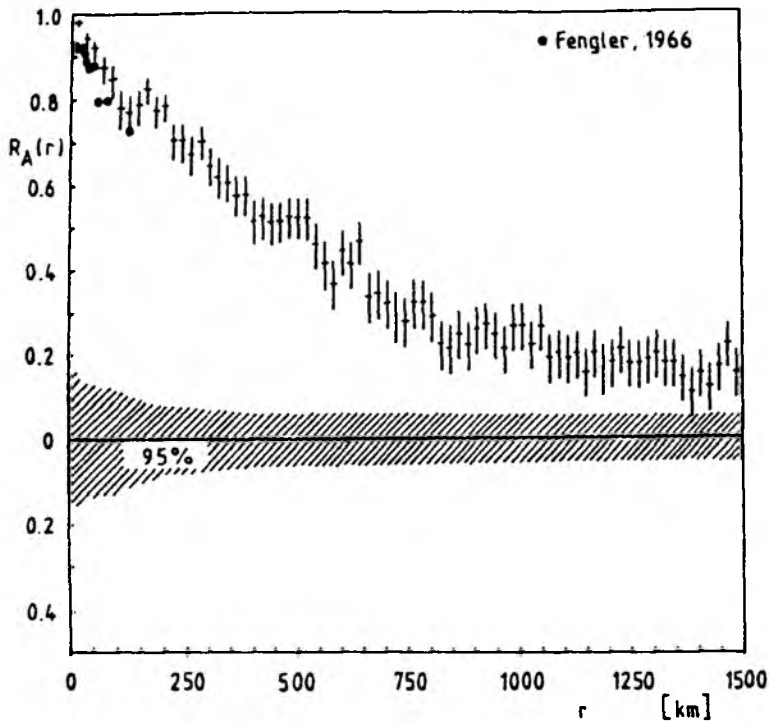


Abb. 20b: Wie in Abb. 20a, aber für die Windgeschwindigkeit.  
Zum Vergleich sind Autokorrelationskoeffizienten aus der Deutschen Bucht bis zu  $r = 120$  km nach Fengler (1966) gegeben.

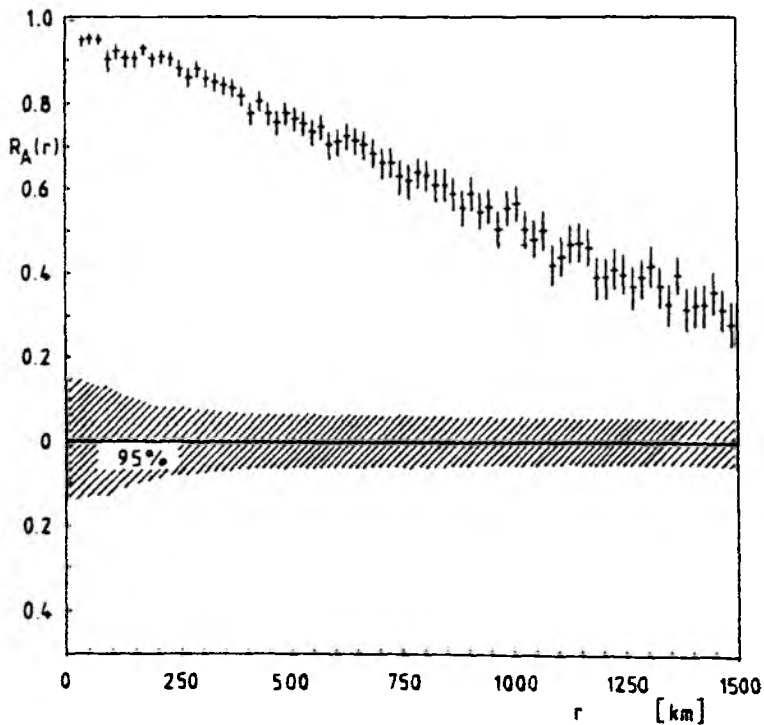


Abb. 20c: Wie in Abb. 20a, aber für die u-Komponente des Windes.



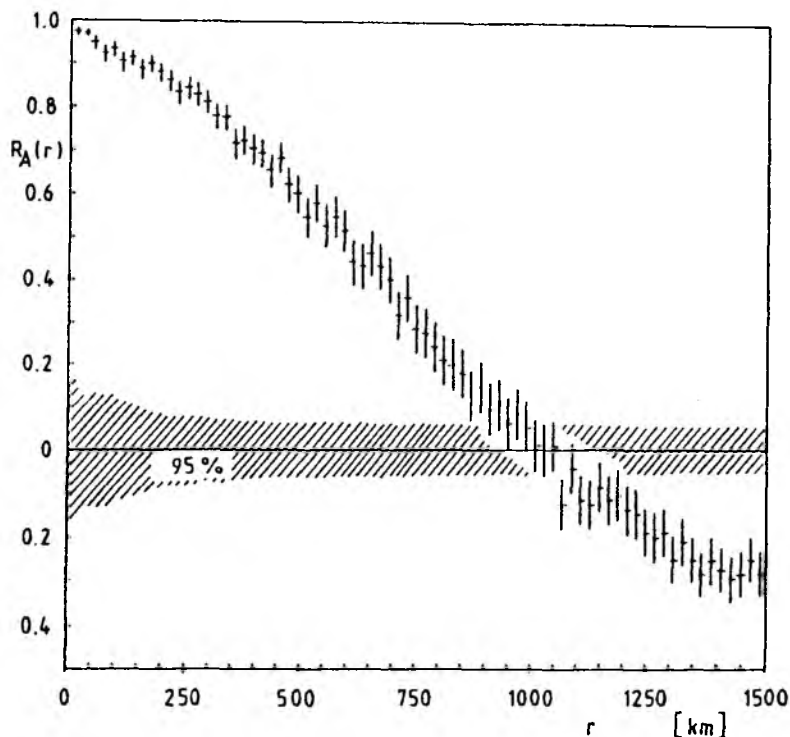


Abb. 20d: Wie in Abb. 20a, aber für die v-Komponente des Windes.

Betrachtet man die Korrelationsfunktion der Windkomponenten, so fällt auf, daß die zonale Korrelationsfunktion der meridionalen Windkomponente sehr viel rascher abfällt als die der zonalen Windkomponente. Das ist in Einklang mit den Resultaten anderer Arbeiten, zum Beispiel von Julian und Thiebaut, 1975, die Korrelationsfunktionen des Windes aus analysierten Feldern abgeleitet haben.

Die Berechnungen der Autokorrelationsfunktionen der Beobachtungen erlaubten darüber hinaus noch eine Überprüfung der Homogenität der Felder. Wenn die Felder der Beobachtungen homogen hinsichtlich Mittelwert und Varianz sind, sollten die Mittelwerte der eingehenden Beobachtungen X und Y ebenso wie die jeweiligen Standardabweichungen der Beobachtungen X und Y annähernd gleich sein. Dieses zeigt die Tabelle 3 für die in die Berechnung der Korrelationsfunktionen der Abbildungen 20a bis 20d eingehenden Beobachtungen. Sie zeigt, daß die Standardabweichungen nur wenig variieren und mit Ausnahme der v-Komponente des Windes auch die Mittelwerte eine gute Übereinstimmung zeigen.

Insbesondere zeigen auch die Standardabweichungen der Standardabweichungen der X- und Y-Beobachtungen für die verschiedenen Abstandsintervalle nur

eine sehr geringe Streuung. Das weist auch darauf hin, daß die Felder der Beobachtungen hinsichtlich der Varianz für den gesamten Bereich von 40°N bis 50°N homogen sind.

Parameter	$\sigma(X)$	$\sigma(\sigma(X))$	$\sigma(Y)$	$\sigma(\sigma(Y))$	X	Y
Luftdruck p	9.5	0.4	9.6	0.4	1018.1	1018.0
	hPa	hPa	hPa	hPa	hPa	hPa
Windgeschwindigkeit U	4.5	0.2	4.5	0.1	8.7	8.8
	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>
u-Komp. d. Windes	6.5	0.2	6.7	0.2	2.9	3.0
	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>
v-Komp. d. Windes	6.7	0.2	6.6	0.2	1.3	0.1
	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>	ms <sup>-1</sup>

Tabelle 3: Die Standardabweichungen  $\sigma(X)$ ,  $\sigma(Y)$  und ihre Streuungen für verschiedene Abstandsintervalle sowie die Mittelwerte von den in die Autokorrelationsberechnung unter der Annahme der Homogenität eingehenden Beobachtungen X und Y für den Bereich von 40° bis 50°N im Zeitraum von Mai 1982 bis April 1985, 12 Uhr GMT.

Im folgenden sollen nun die Variationen der Korrelationsfunktionen für die verschiedenen Jahreszeiten untersucht werden. Dabei umfaßt der Sommer die Monate Juni, Juli und August; die übrigen Jahreszeiten Herbst, Winter und Frühjahr dann jeweils die folgenden Quartale.

Die Unterschiede der Korrelationsfunktionen der beobachteten Parameter zeigen dann die Abbildungen 21 a bis 21 c. Es zeigt sich jeweils eine starke Variabilität als Funktion von der Jahreszeit, wobei die Korrelationsfunktionen im Sommer den raschesten Abfall aufweisen.

- × *Frühling*
- *Sommer*
- *Herbst*
- *Winter*

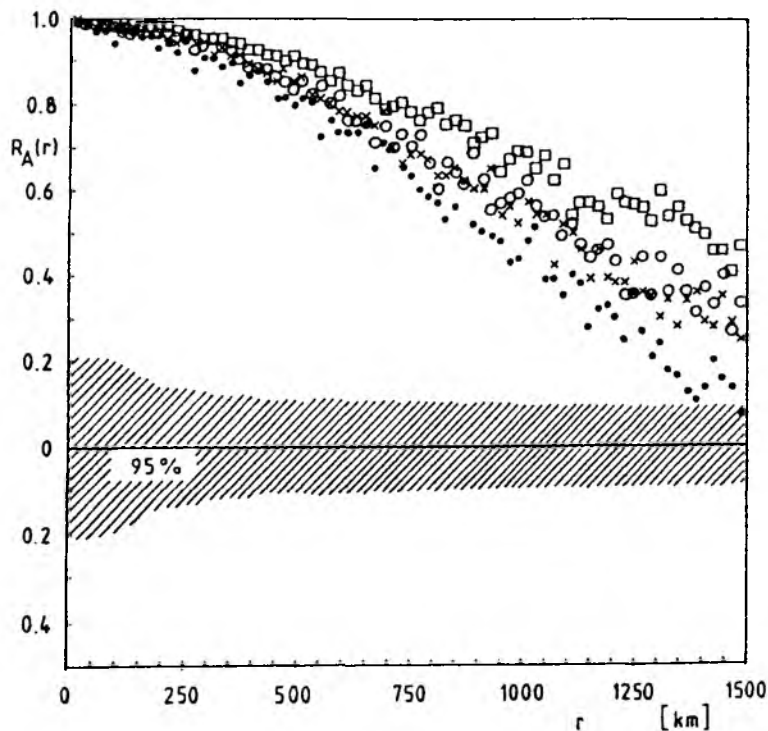


Abb. 21a: Jahreszeitliche Variationen der zonalen Autokorrelationsfunktionen der direkten Beobachtungen des Luftdruckes für den Bereich von  $40^{\circ}\text{N}$ - $50^{\circ}\text{N}$  für alle 12 Uhr Termine von Mai 1982 bis April 1985. Die zur Normierung der Autokorrelationsfunktionen  $R_A(r)$  verwendeten Varianzen sind um den Beobachtungsfehler verringert worden. Der 95%-Signifikanzbereich ist schraffiert dargestellt.

- × Frühling
- Sommer
- Herbst
- Winter

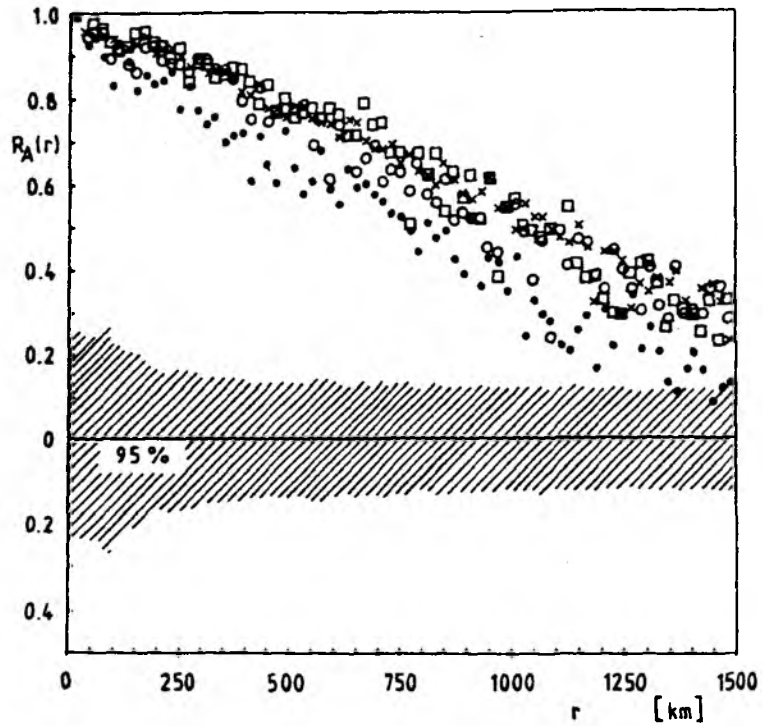


Abb. 21b: Wie Abb. 21a, aber für die u-Komponente des Windes.

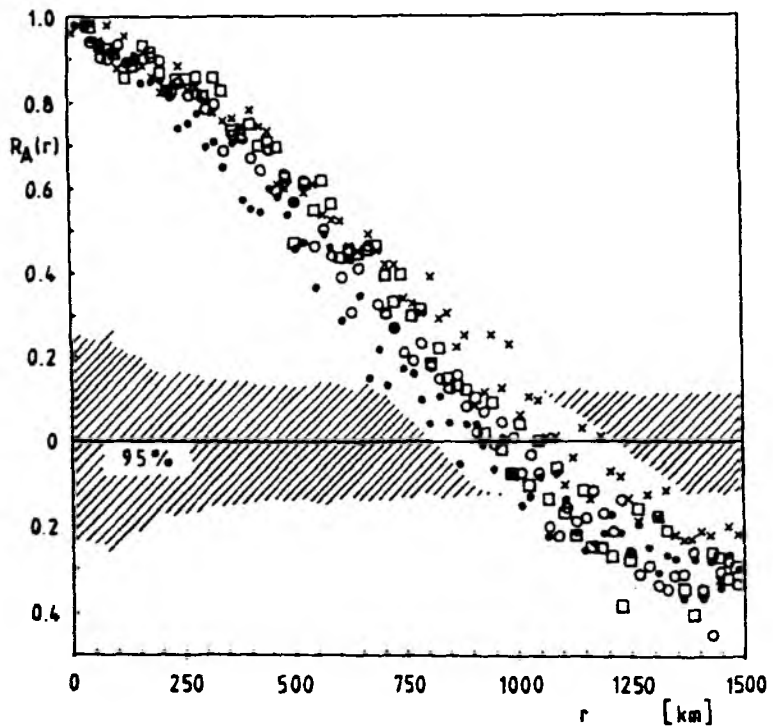


Abb. 21c: Wie Abb. 21a, aber für die v-Komponente des Windes.

Die hohe Variabilität der Korrelationsfunktion stellt recht hohe Anforderungen an Analysemodelle, da die in ihnen benutzten Entfernungswichtungen in der Lage sein sollten, diese natürliche Variabilität nachzuvollziehen. Fallen sie beispielsweise nicht rasch genug ab, so wird dies zu einer Glättung der Analysen im hochfrequenten Spektralbereich führen. Fallen sie zu rasch ab, so werden die Analysen wesentlich durch den Beobachtungsfehler beeinflusst.

Die Rangkorrelationsmethode von Speary (Schönwiese, 1985) berücksichtigt eine Abweichung von der Gauß-Verteilung, die insbesondere für die Windgeschwindigkeit anzunehmen ist. Eine Berechnung der Korrelationsfunktionen nach der Rangkorrelationsmethode ergab vernachlässigbare Unterschiede in den Resultaten. Die nach beiden Ansätzen berechneten Korrelationskoeffizienten unterschieden sich um maximal 0.03.

## 11 Autokorrelationsfunktionen der Gitterpunktwerte

Wie bereits in Kapitel 8 beschrieben, erlauben die Gitterpunktfelder im Gegensatz zu den direkten Beobachtungen die Berechnung der Korrelationsfunktion, ohne daß die Forderung nach homogenen Feldern gemacht werden muß. Damit können auch die Korrelationsfunktionen in meridionaler Richtung untersucht werden. Das ist insbesondere deswegen von Interesse, weil verschiedene Autoren (zum Beispiel Thiebaut, 1976 oder Perrie und Toulany, 1989) gezeigt haben, daß die Korrelationsfunktionen im allgemeinen anisotrop sind. Die Verwendung einer isotropen Korrelationsfunktion in Analysemodellen führt generell zu einer Unterschätzung der in den Beobachtungen enthaltenen kleinen Skalen. Diese könnte zum Beispiel durch eine nachträgliche iterative Korrektur des analysierten Feldes eliminiert werden (Buzzi et al., 1991).

So zeigen auch die Autokorrelationsfunktionen in den Abbildungen 22 a-c für die IfM-Gitterpunktfelder eine deutliche Anisotropie.

So ist die Halbwertsbreite der meridionalen Autokorrelationsfunktion für die v-Komponente des Windes größer als die Halbwertsbreite der zonalen Autokorrelationsfunktion, dagegen ist die Halbwertsbreite der zonalen Autokorrelationsfunktion der u-Komponente des Windes und des Luftdrucks größer als die der meridionalen Autokorrelationsfunktion.

Die Ursache dafür liegt in der mittleren Struktur der Wind- und Drucksysteme auf dem Nordatlantik. Die in zonaler Richtung schwächeren Gradienten der mittleren Luftdruckverteilung und das entsprechende Windfeld bedingen zum Beispiel, daß in der Zone der Westwinddrift die u-Komponente des Windes eine hohe Korrelation in zonaler Richtung aufweist. Demgegenüber weist die meridionale Autokorrelationsfunktion der u-Komponente des Windes niedrigere, zum Teil negative, Werte auf. Der Grund liegt darin, daß die östlichen Winde in der Passatregion mit den im Mittel westlichen Winden in höheren Breiten eine negative Korrelation ergeben.

Die berechneten Autokorrelationsfunktionen werden also im wesentlichen durch die Allgemeine Zirkulation festgelegt. Daher ist zu erwarten, daß es auch eine deutliche Variation der Autokorrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der geographischen Breite gibt. Denn die Zyklonen im mittleren und hohen Breiten des untersuchten Bereiches weisen eine geringere räumliche Ausdehnung auf als die Antizyklonen in den niederen Breiten. Die Autokorrelationsfunktionen sollten demnach für höhere Breiten einen rascheren Abfall zeigen als in niederen Breiten. Das zeigen auch die Abbildungen 22 a bis 22 c.

Besonders deutlich wird dieses, wenn man die Autokorrelationsfunktion der v-Komponente betrachtet. Denn die Distanz zwischen einem südlichen Wind auf der Ostseite und einem nördlichen Wind auf der Westseite einer Zyklone, ausgedrückt durch das 1. Minimum der Autokorrelationsfunktion, ist ein Maß für die räumliche Ausdehnung einer Zyklone.

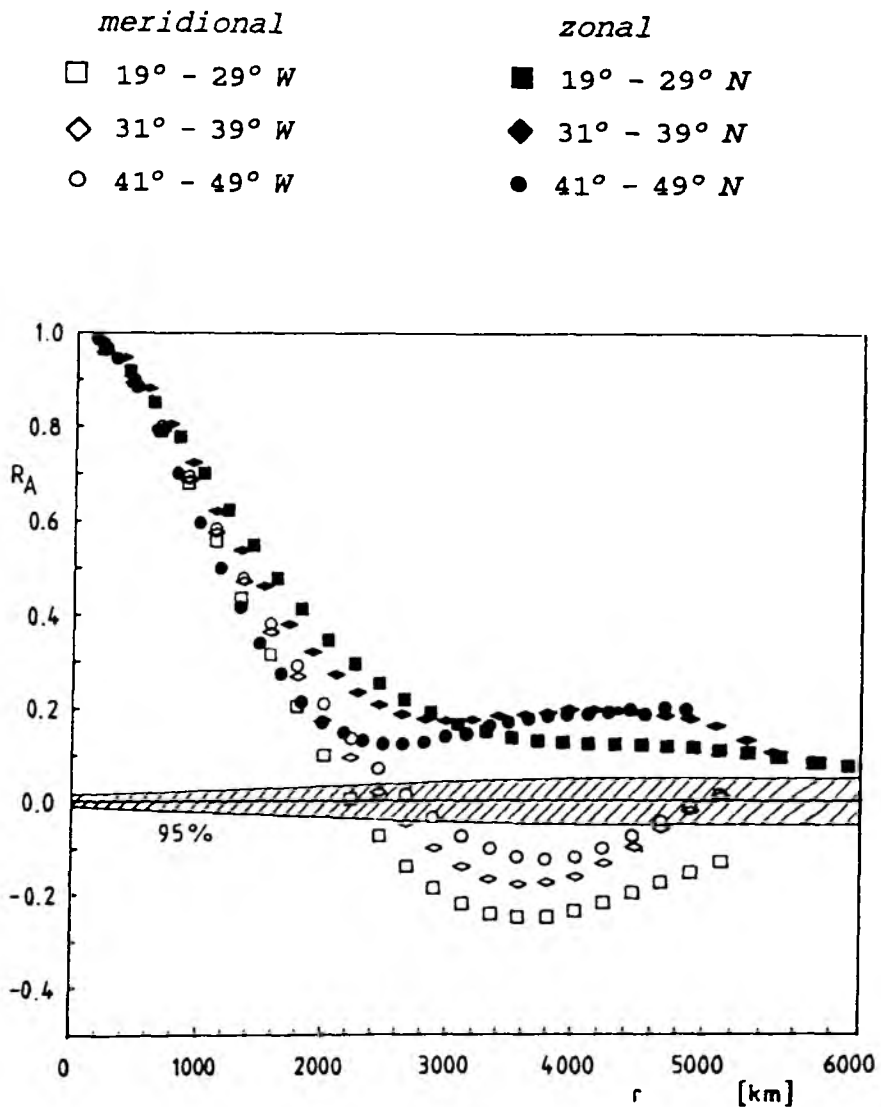


Abb. 22a: Autokorrelationsfunktion  $R$  der IfM-Gitterpunktfelder des Luftdrucks für verschiedene geographische Breiten in zonaler (ausgefüllte Symbole) und für verschiedene geographische Längen in meridionaler (offene Symbole) Richtung, berechnet für alle 12 Uhr Termine von Mai 1982 bis April 1985. Der 95%-Signifikanzbereich ist schraffiert dargestellt.

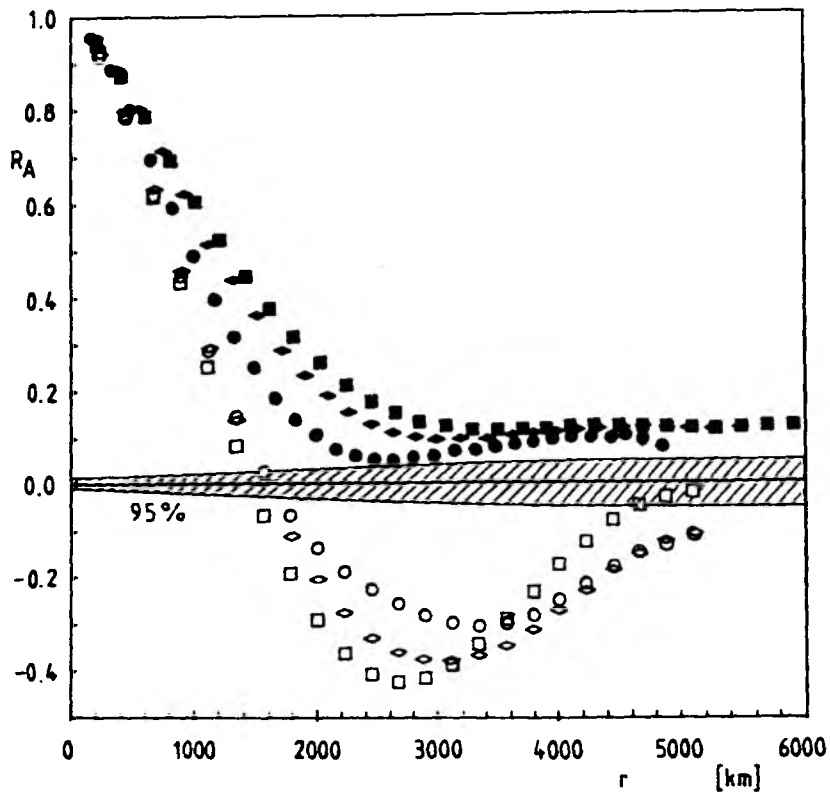


Abb. 22b: Wie Abb. 22a, aber für die u-Komponente des Windes.

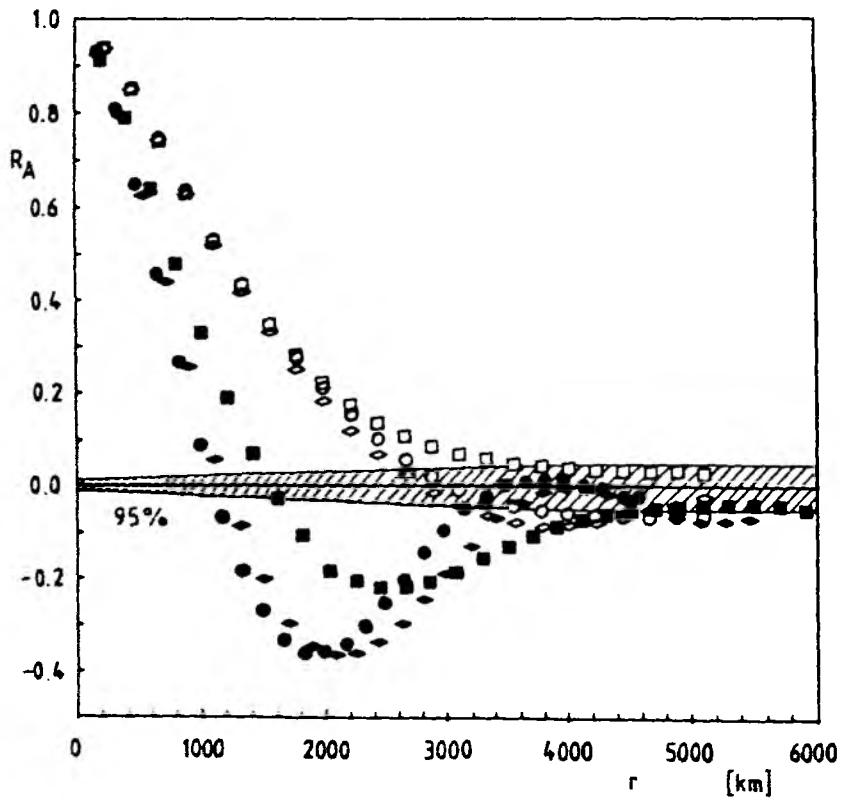


Abb. 22c: Wie Abb. 22a, aber für die v-Komponente des Windes.



Die Ableitung der Korrelationsfunktion für die Gitterpunktwerte erlaubt aufgrund der hohen zur Verfügung stehenden Anzahl von Gitterpunktwerten auch eine Untersuchung von kürzeren Zeiträumen. Eine solche Reduktion des Mittelungszeitraumes sollte in einer größeren Variabilität der Korrelationsfunktionen resultieren, wie es bereits die Abbildungen 21 a bis 21 c für die Variation der Autokorrelationsfunktionen der direkten Beobachtungen als Funktion der Jahreszeit gezeigt haben. Die Abbildungen 23 a bis 23 c zeigen die Autokorrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder einzelner Parameter jeweils für eine Jahreszeit, gemittelt über die drei Jahre von Mai 1982 bis April 1985.

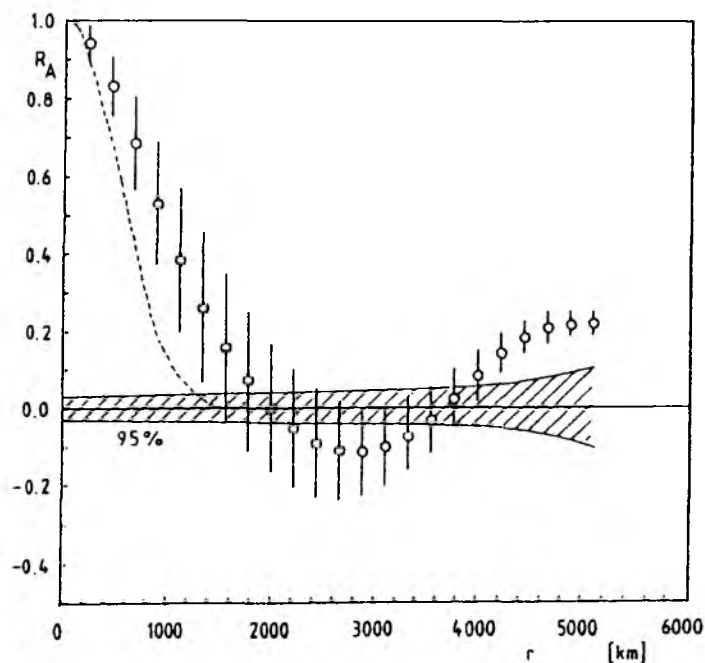


Abb. 23a: Meridionale Autokorrelationsfunktion  $R$  der IfM-Gitterpunktfelder des Luftdrucks für die Sommer 1982 bis 1984, 12 Uhr GMT und ihre Standardabweichung für jedes Abstandsintervall  $r$  für  $31^\circ\text{W}$  bis  $39^\circ\text{W}$ . Zum Vergleich ist eine Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 587km gezeigt. Der 95%-Signifikanzbereich ist schraffiert dargestellt.

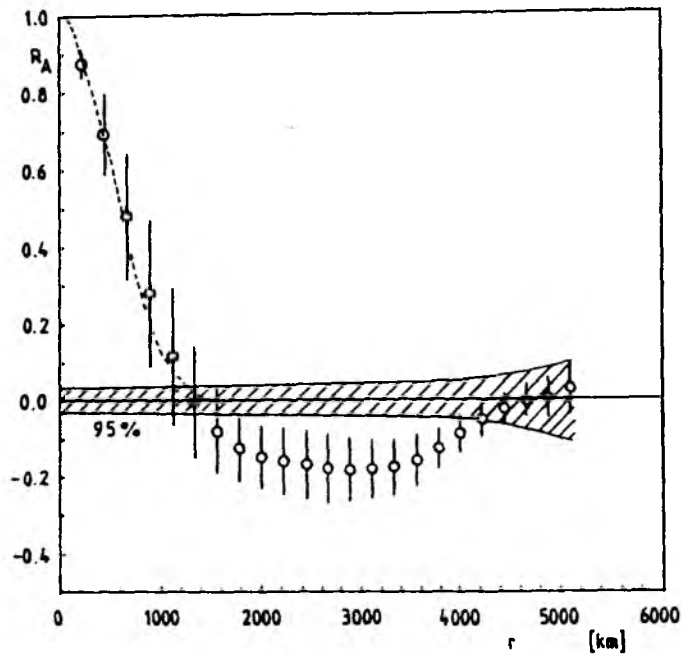


Abb. 23b: Wie Abb. 23a, aber für die u-Komponente des Windes und in meridionaler Richtung für  $41^\circ\text{W}$  bis  $49^\circ\text{W}$ .

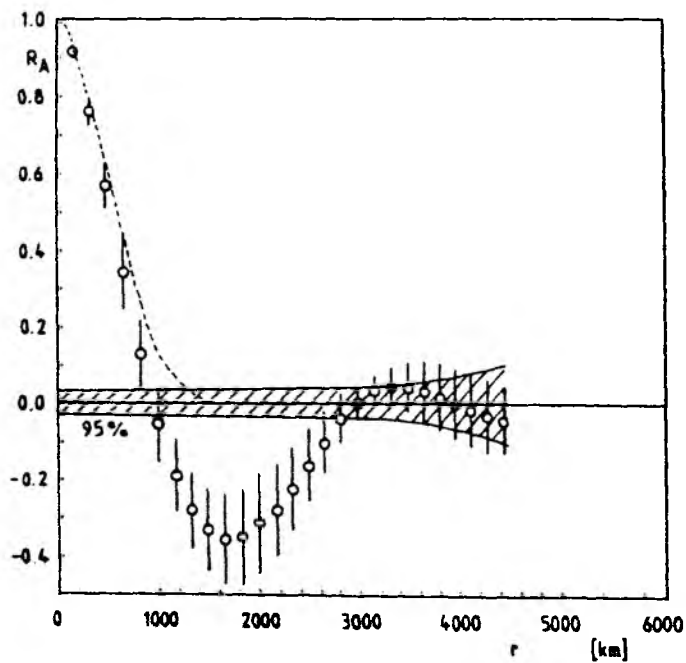


Abb. 23c: Wie Abb. 23a, aber für die v-Komponente des Windes und in zonaler Richtung für  $41^\circ\text{N}$  bis  $49^\circ\text{N}$ .

Für die Abbildungen wurden immer die Jahreszeit ausgewählt, in der die Autokorrelationsfunktionen den raschesten Abfall aufwiesen. Es zeigt sich, daß eine zum Vergleich gezeigte Gauß-Funktion einer festen Halbwertsbreite lediglich in der Lage ist, den berechneten Autokorrelationsfunktionen des Luftdruckes zu folgen, bei der v-Komponente und der u-Komponente des Windes würde sie häufig zu einer Glättung führen.

Ein zu rascher Abfall einer zur Analyse benutzten Korrelationsfunktion würde hingegen dazu führen, daß die Analyse wesentlich durch den Beobachtungsfehler beeinflusst wird.

Schaut man sich nun die hohe Variabilität der Autokorrelationsfunktionen an, die sich in den Standardabweichungen für gegebene Abstände  $r$  zwischen den Beobachtungen ausdrückt, so muß festgestellt werden, daß eine Korrelationsfunktion mit einer festen Halbwertsbreite nicht in der Lage ist, den Anforderungen zu genügen.

Die Abbildung 24 macht die lokale Variabilität der Autokorrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder besonders deutlich, da jedes Symbol für eine bestimmte Kombination von zwei Gitterpunkten berechnet wurde und der betrachtete Zeitraum nur der Winter 1984/1985 ist. Zum Vergleich ist wieder eine Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 587 km gezeigt. Auch in diesem Fall, für die Autokorrelationsfunktion der v-Komponente des Windes in zonaler Richtung, genügt eine festgewählte Korrelationsfunktion nicht der Anforderung, alle vorkommenden Autokorrelationsfunktionen beschreiben zu können.

- + 19° - 29° N      ★ 31° - 39° N  
 ° 41° - 49° N      × 51° - 65° N

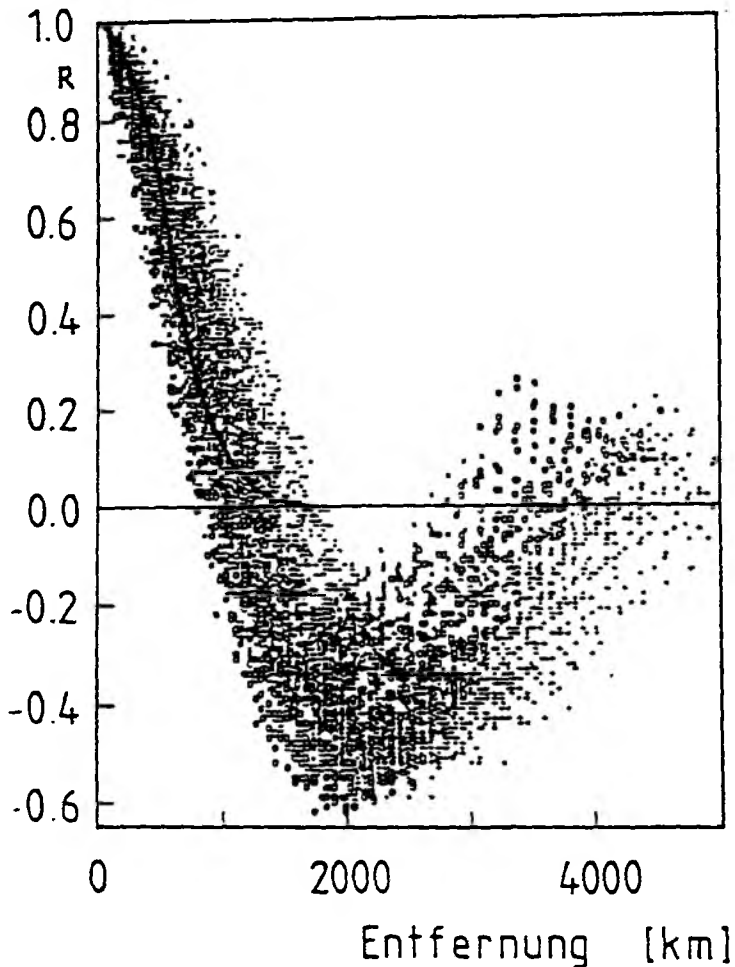


Abb. 24: Lokale Variabilität der zonalen Autokorrelationsfunktion  $R_A(r)$  für die IfM-Gitterpunktfelder der  $v$ -Komponente des Windes für die 12 Uhr Termine des Winters 1984/1985 in verschiedenen geographischen Breiten. Dabei steht jedes Symbol für ein bestimmtes Paar von Beobachtungsorten.  
 Zum Vergleich: Gauß-Funktion mit 587km Halbwertsbreite (—).

### 11.1 Vergleich der Korrelationsfunktionen von Gitterpunktwerten und Beobachtungen

Jedes Analyseverfahren bedingt eine Interpolation von den direkten Beobachtungen auf die Gitterpunkte, wobei die zur Analyse benachbarter Gitterpunkte herangezogenen Beobachtungen teilweise identisch sind. Daher ist zu erwarten, daß der Korrelationskoeffizient zwischen benachbarten Gitterpunkten langsamer abnimmt als für direkte Beobachtungen des gleichen Abstandsintervalles. Je besser ein Analyseverfahren räumlich auflöst, desto besser sollten die Korrelationsfunktionen insbesondere bei kleinen Abständen zwischen den zu korrelierenden Beobachtungen und Gitterpunktwerten übereinstimmen.

Die Abbildungen 25 a-c zeigen nun einen Vergleich der zonalen Autokorrelationsfunktionen der Beobachtungen und der Gitterpunktwerte für alle 12 Uhr Termine des Jahres 1984 für das Gebiet von  $40^{\circ}\text{N}$  bis  $50^{\circ}\text{N}$ .

Für die Autokorrelationsfunktion der Gitterpunktfelder wird jeweils die Standardabweichung angegeben, für die Autokorrelationsfunktion der Beobachtungen der verteilungsfreie 95%-Mutungsbereich (Schönwiese, 1985).

Die Autokorrelationsfunktionen der Beobachtungen sind um die Beobachtungsfehler bereinigt worden. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Das weist, wie schon die geringen RMS-Abweichungen zwischen analysierten Feldern und Beobachtungen sowie die vernachlässigbaren kleinen systematischen Fehler zwischen Beobachtungen und IfM-Gitterpunktfeldern, auf eine gute Anpassung der IfM-Gitterpunktfelder an die Beobachtungen hin.

Die gute Anpassung der IfM-Gitterpunktfelder an die direkten Beobachtungen läßt sich mit Hilfe der Korrelationsfunktionen auch anders darstellen. Eine Berechnung der Korrelationsfunktion zwischen direkten Beobachtungen und den Gitterpunktwerten sollte bei verschwindendem Abstand zwischen Beobachtung und Gitterpunktwert gegen 1 gehen. Die Differenz zu einem Korrelationskoeffizienten von 1 bei verschwindendem Abstand setzt sich dann aus dem Beobachtungs- und dem Analysefehler zusammen.

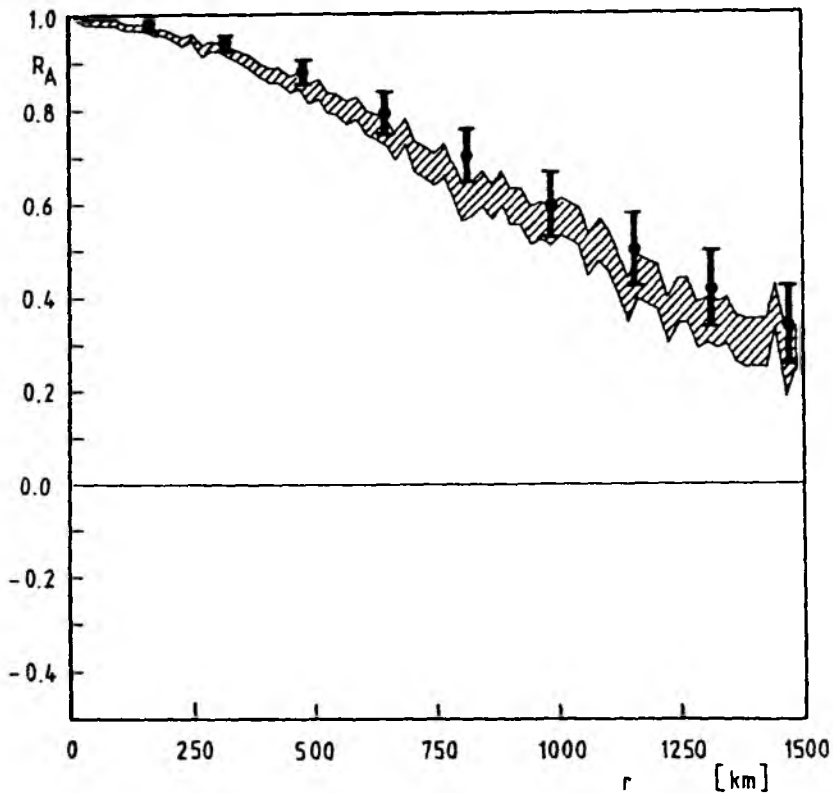


Abb. 25a: Vergleich der zonalen Autokorrelationen  $R_A(r)$  der direkten Beobachtungen des Luftdrucks für den Bereich von  $40^\circ\text{N}$ - $50^\circ\text{N}$ , alle 12 Uhr GMT Termine von Mai 1982 bis April 1985, mit der Autokorrelationsfunktion der IfM-Gitterpunktwerte des Luftdrucks. Die Autokorrelationsfunktion der direkten Beobachtungen ist mit den um den Beobachtungsfehler verringerten Varianzen normiert worden. Dargestellt ist der 95%-Mutungsbereich für die Korrelationsfunktion der direkten Beobachtungen (schraffiert) und der Mittelwert mit der Standardabweichung der Autokorrelationsfunktion der Gitterpunktwerte (ausgefüllter Kreis mit senkrechtem Balken).

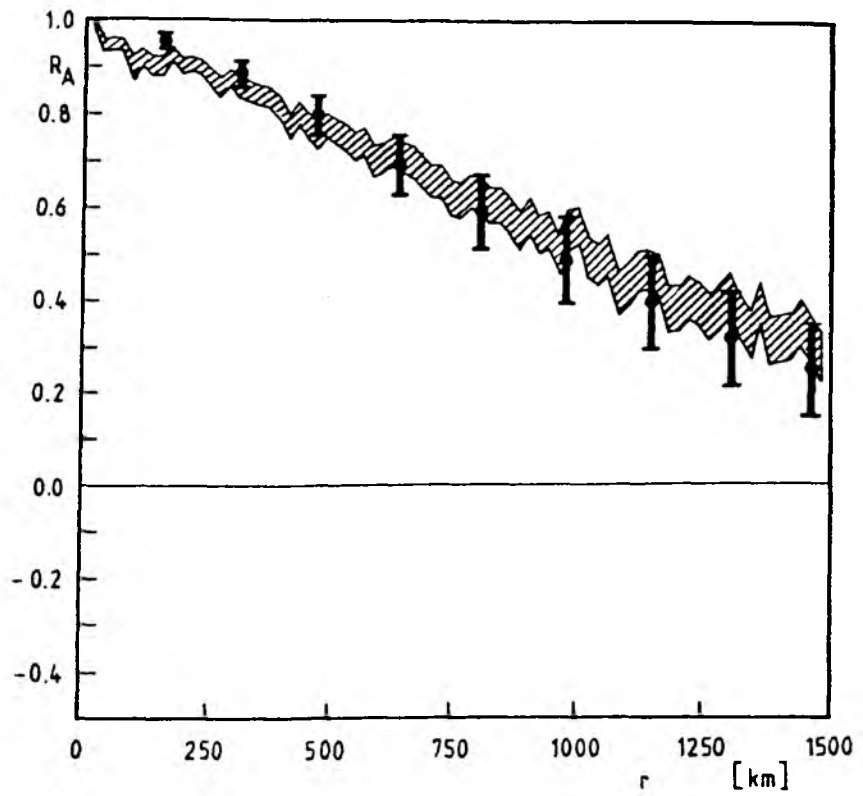


Abb. 25b: Wie Abb. 25a, aber für die u-Komponente des Windes.

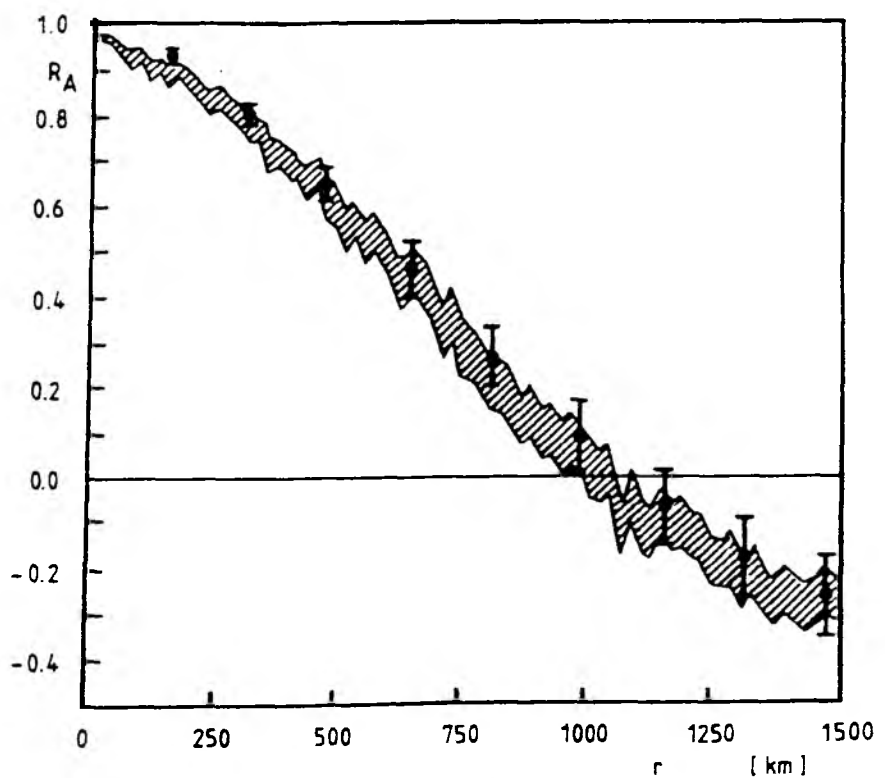


Abb. 25c: Wie Abb. 25a, aber für die v-Komponente des Windes.

Die Abbildungen 26 a und 26 b zeigen nun die Korrelationsfunktionen zwischen den direkten Beobachtungen und den analysierten Gitterpunktfeldern. Da der Beobachtungsfehler nun auch einen Beitrag zur Kovarianz liefert, sind die berechneten Korrelationen nicht um den Beobachtungsfehler bereinigt worden. Trotzdem erreichen die Korrelationsfunktionen hohe Werte von mehr als 0.9 bei kleinen Abständen zwischen Beobachtung und Gitterpunkt. Damit weisen die Korrelationskoeffizienten ähnlich hohe Werte bei kleinen Abständen zwischen Gitterpunkt und Beobachtung auf wie die mit den um die Beobachtungsfehler bereinigten Varianzen normierten Korrelationskoeffizienten der direkten Beobachtungen in den Abbildungen 20 a und 20 b.

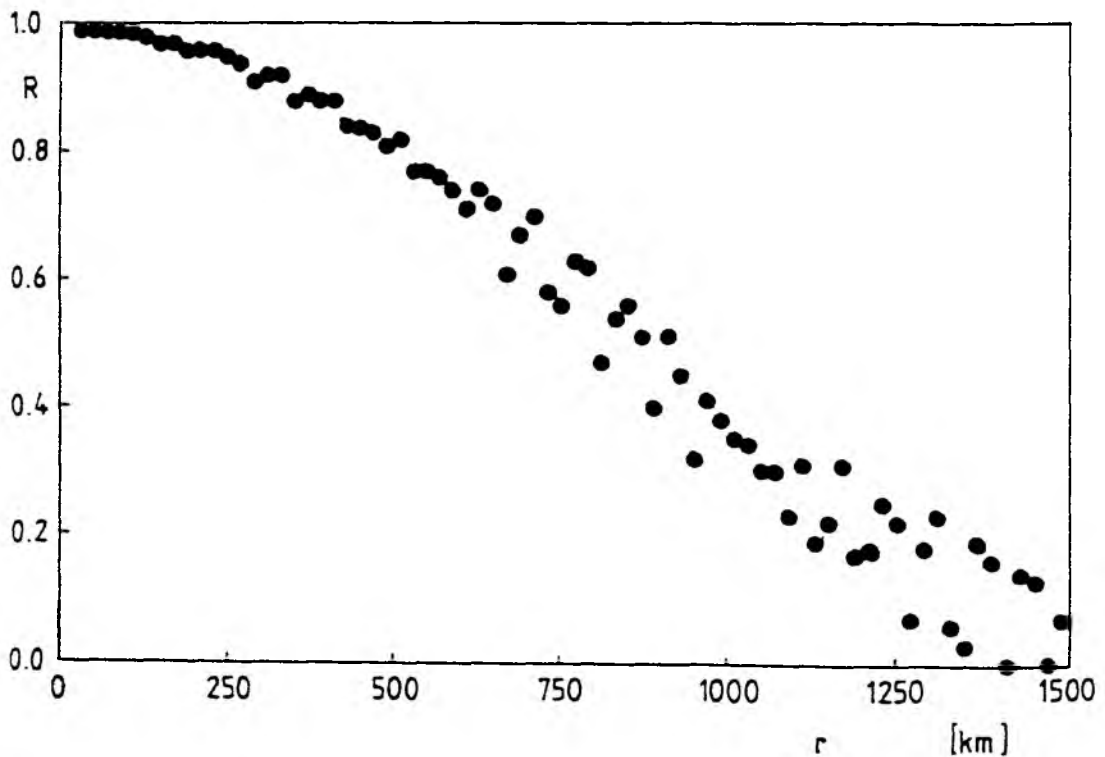


Abb. 26a: Korrelationsfunktion  $R(r)$  zwischen direkten Beobachtungen und IfM-Gitterpunktwerten in zonaler Richtung für Januar und Februar 1984, alle 12 Uhr Termine, für  $40^{\circ}\text{N}$  bis  $50^{\circ}\text{N}$  für den Luftdruck.



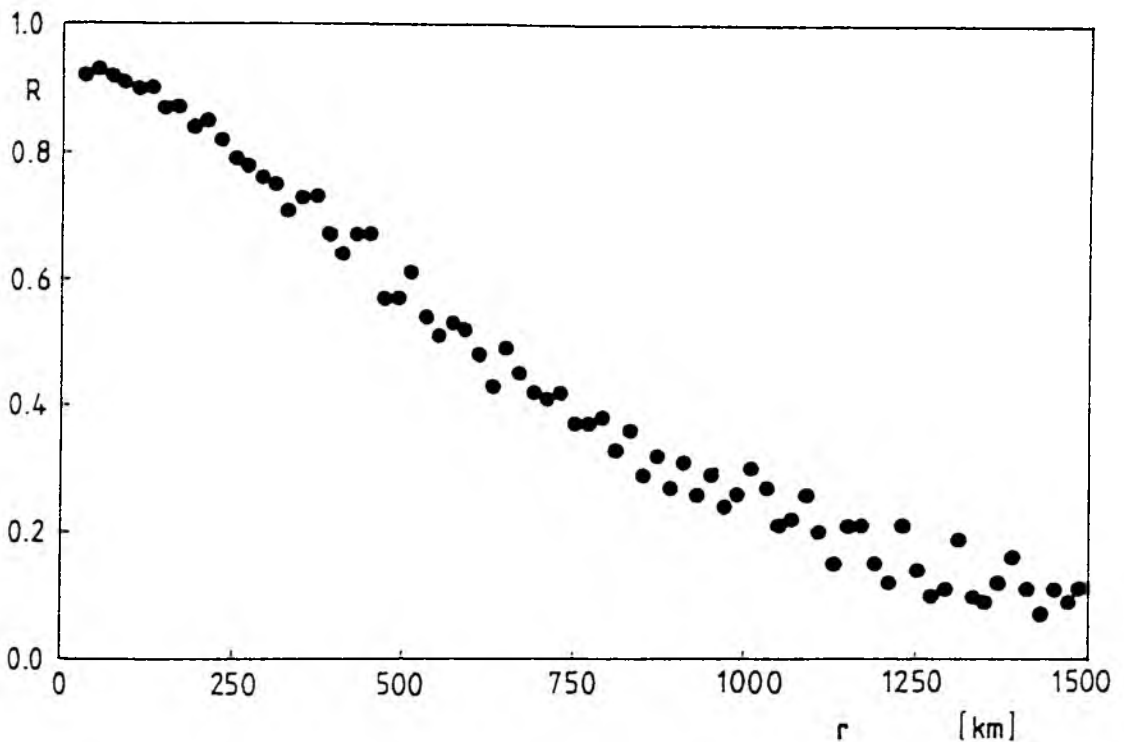


Abb. 26b: Wie Abb. 26a, aber für die Windgeschwindigkeit.

Da die Korrelationsfunktionen für die IfM-Gitterpunktfelder und Beobachtungen nur gering voneinander abweichen, können zum Beispiel die Aussagen bezüglich der räumlichen Anisotropie der Korrelationsfunktionen, die für die Gitterpunktwerte berechnet wurden, auch auf die Korrelationsfunktionen der Beobachtungen selbst übertragen werden. Festzuhalten ist aber, daß die gute Übereinstimmung der Korrelationsfunktionen von direkten Beobachtungen und Gitterpunktwerten noch keine Aussage über einen möglichen Verlust an Varianz bei kleinen Wellenlängen beinhaltet. Allerdings deutet der etwas langsamere Abfall der Autokorrelationsfunktionen der IfM-Gitterpunktfelder bei kleinen Abstandsintervallen, verglichen mit den Autokorrelationsfunktionen der Beobachtungen der Windkomponenten (Abbildungen 25 b und 25 c), an, daß kleinskalige Schwankungen durch das Interpolationsverfahren des IfM geglättet werden.

## 11.2 Autokorrelationsfunktion der Schubspannungsfelder des EZMW im Vergleich zu den Autokorrelationsfunktionen der IfM-Gitterpunktfelder

In diesem Kapitel sollen nun die Autokorrelationsfunktionen der Gitterpunktfelder des EZMW mit denen des IfM verglichen werden. Da die analysierten EZMW-Gitterpunktfelder des Windes große systematische Abweichungen im Vergleich zu den IfM-Gitterpunktfeldern aufwiesen (Kap. 6.2), beschränkt sich dieses Kapitel auf den Vergleich der Autokorrelationsfunktionen der Schubspannungsfelder des IfM und EZMW der ersten vier Monate des Jahres 1985. Die kleinen Analysefehler der IfM-Gitterpunktfelder des Windes (Kap. 6.1) und die gute Übereinstimmung der Autokorrelationsfunktionen des Windes für die Beobachtungen und IfM-Gitterpunktfelder (Kap. 11.1) erlauben den Schluß, daß auch die Autokorrelationsfunktionen der Schubspannung der IfM-Gitterpunktfelder repräsentativ für die Beobachtungen sind. Dabei ist allerdings die Einschränkung zu machen, daß die Autokorrelationsfunktion der Gitterpunktfelder, verglichen mit der Autokorrelationsfunktion der Beobachtungen, bei kleinen Abstandsintervallen etwas zu langsam abfällt.

Wie für die Autokorrelationsfunktionen des Windes der IfM-Gitterpunktfelder ist zu erwarten, daß die Autokorrelationsfunktionen der EZMW-Gitterpunktfelder die gleiche Abhängigkeit von der geographischen Breite zeigen. Sie sollten also mit zunehmender geographischer Breite eine geringere Halbwertsbreite aufweisen, da die Zyklonen der mittleren und hohen Breiten eine geringere Ausdehnung als die Antizyklonen der niederen Breiten haben. Dieses Verhalten sollten sowohl die Autokorrelationsfunktionen der IfM- als auch der EZMW-Gitterpunktfelder zeigen.

Die in Abbildung 7 dargestellten äquivalenten Filterhalbwidths der Entfernungswichtung des IfM-Analyseschemas zeigen eine Zunahme nördlich von etwa  $50^{\circ}\text{N}$ , die auf der in diesem Bereich nur noch geringen Beobachtungsdichte beruhen. Das legt den Schluß nahe, daß in diesem Bereich auch die Autokorrelationsfunktionen der IfM-Gitterpunktfelder eine schlechtere räumliche Auflösung zeigen. Da in das EZMW-Verfahren außer Bodenbeobachtungen zum Beispiel auch noch Satellitenbeobachtungen mit eingehen, sollte sich dieser Effekt dort nicht so stark bemerkbar machen. Die Abbildungen 27 a-h zeigen nun die zonalen Autokorrelationsfunktionen für verschiedene geographische Breiten für die EZMW-Gitterpunktfelder der Schubspannungen, abgeleitet aus den first guess-Feldern, verglichen mit den entsprechenden Werten für die IfM-Gitterpunktfelder der Schubspannungen.

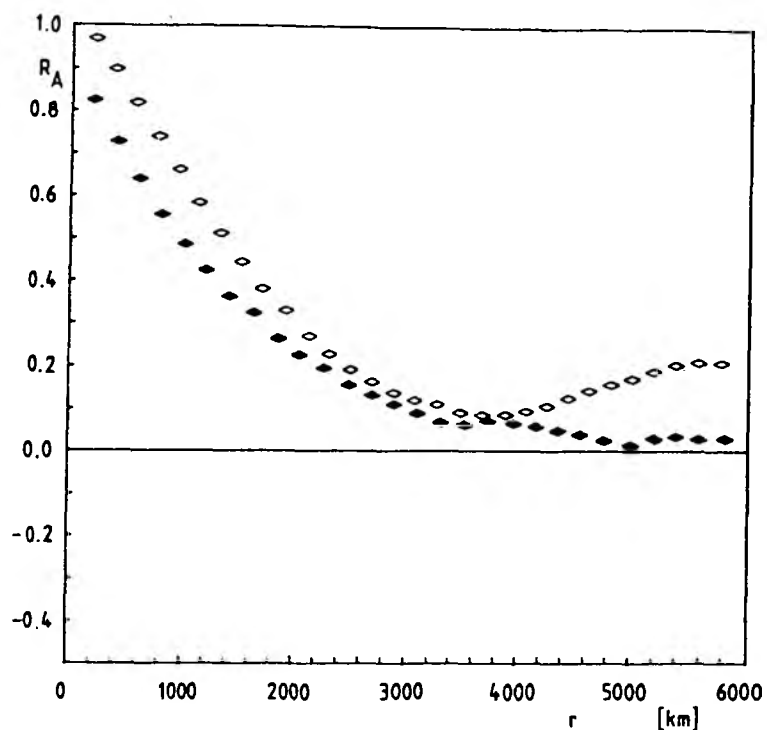


Abb. 27a: Vergleich der zonalen Autokorrelationsfunktion  $R_A(r)$  der zonalen Schubspannungskomponente  $\tau_x$  für das EZMW-Gitterpunktfeld (offene Symbole) und das IfM-Gitterpunktfeld (ausgefüllte Symbole) für Januar bis April 1985, 12 Uhr GMT,  $19^\circ\text{N}$  bis  $29^\circ\text{N}$ .

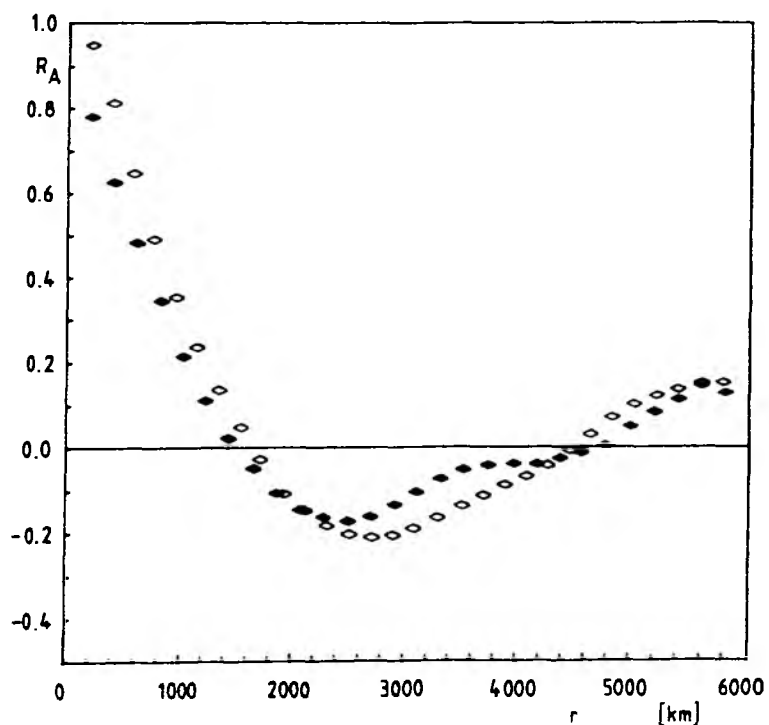


Abb. 27b: Wie Abb. 27a, aber für die Nord-Komponente  $\tau_y$  der Schubspannung.

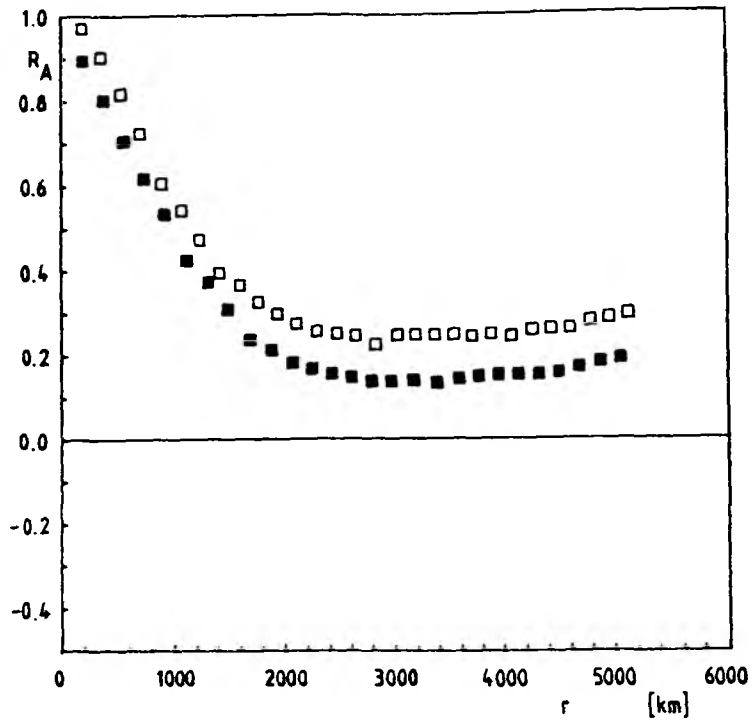


Abb. 27c: Wie Abb. 27a, aber  $\tau_x$  für 31°N bis 39°N.

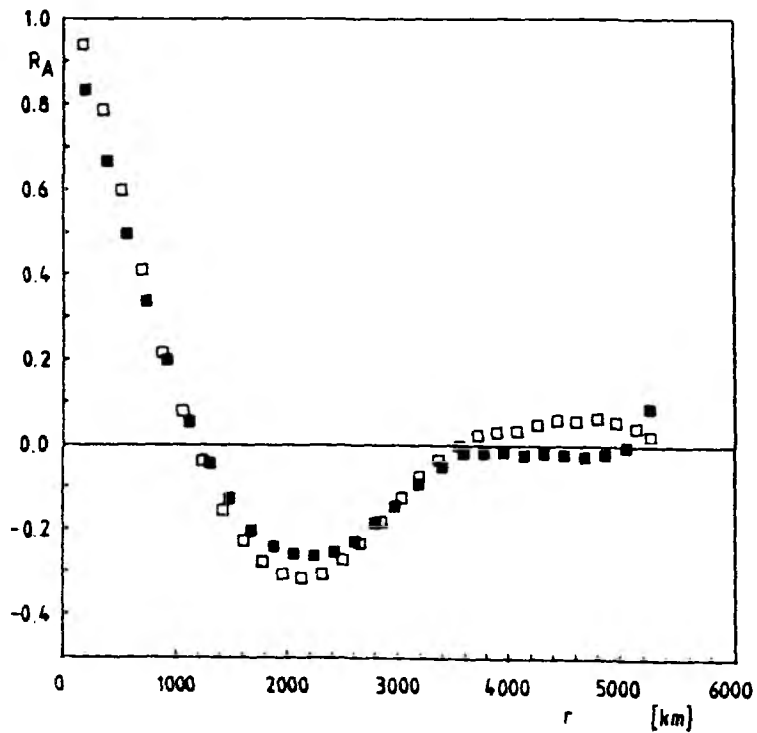


Abb. 27d: Wie Abb. 27a, aber  $\tau_y$  für 31°N bis 39°N.

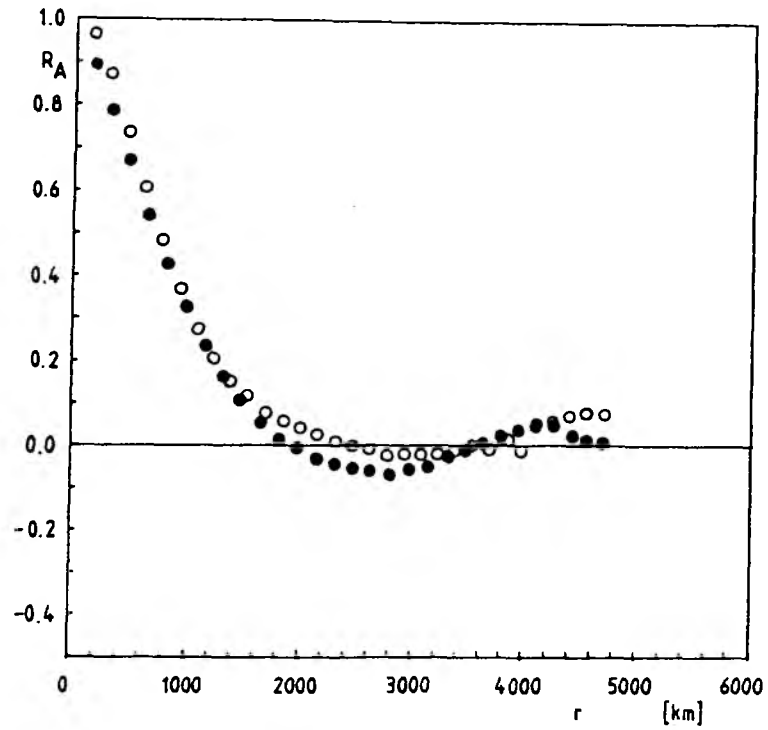


Abb. 27e: Wie Abb. 27a, aber  $\tau_x$  für  $41^\circ\text{N}$  bis  $49^\circ\text{N}$ .

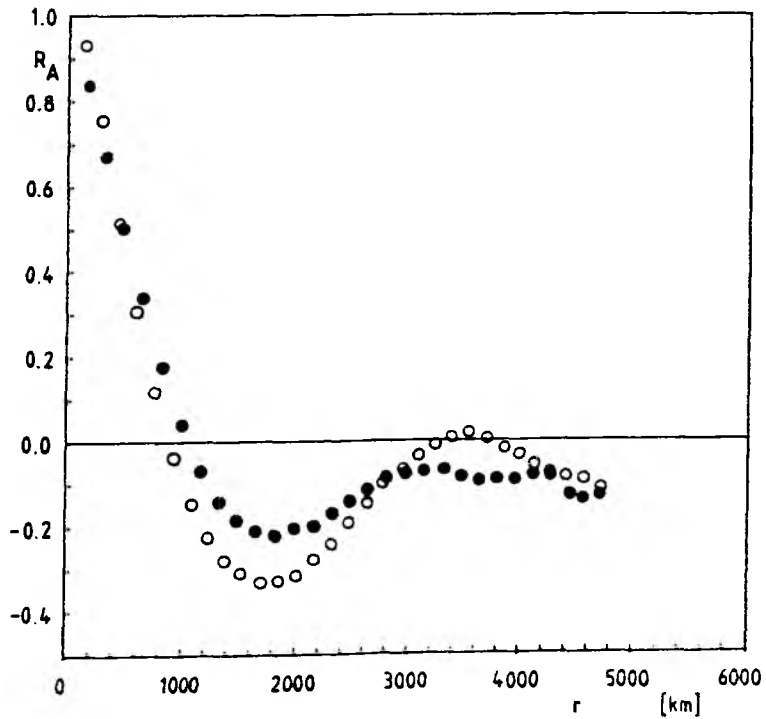


Abb. 27f: Wie Abb. 27a, aber  $\tau_y$  für  $41^\circ\text{N}$  bis  $49^\circ\text{N}$ .

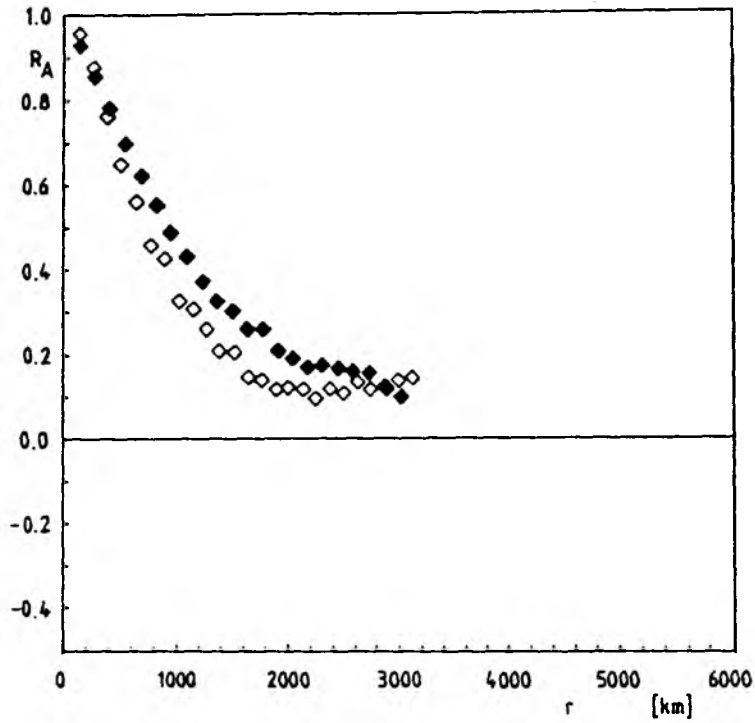


Abb. 27g: Wie Abb. 27a, aber  $\tau_x$  für 51°N bis 65°N.

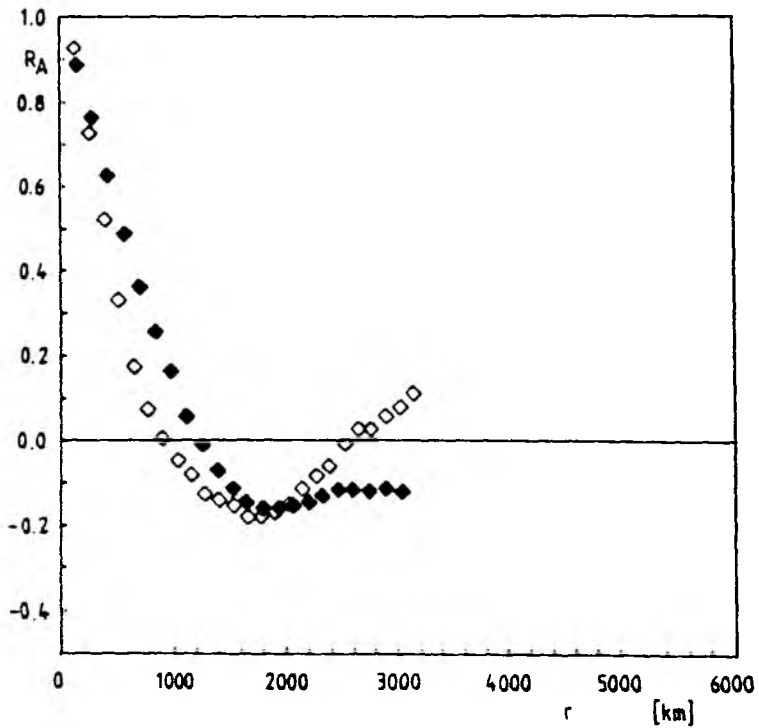


Abb. 27h: Wie Abb. 27a, aber  $\tau_y$  von 51°N bis 65°N.

Die Abbildungen zeigen die erwarteten Unterschiede der Autokorrelationsfunktionen für verschiedene geographische Breiten. Generell fällt auf, daß die Autokorrelationsfunktionen des EZMW bei kleinen Abständen zwischen den Gitterpunkten einen langsameren Abfall zeigen. Das spricht für eine insgesamt schlechtere räumliche Auflösung und somit stärkere Glättung kleinskaliger Schwankungen.

Nur für den Bereich nördlich von  $51^{\circ}\text{N}$  zeigen die Autokorrelationsfunktionen des EZMW einen rascheren Abfall zu größeren Distanzen hin als die Autokorrelationsfunktionen der IfM-Gitterpunktwerte. Das unterstreicht die Annahme, daß die IfM-Gitterpunktfelder aufgrund der geringen Beobachtungsdichte in diesem Bereich eine schlechtere räumliche Auflösung als in den übrigen Gebieten aufweisen.

## 12 Varianz von Beobachtungen und Gitterpunktfeldern

Es muß unterschieden werden zwischen der zeitlichen und der räumlichen Varianz. Die zeitlichen Varianzen hängen im wesentlichen von den Beobachtungs- und Mittelungsintervallen ab (Gulev und Ukrainskiy, 1989). Sie sollten daher für die Beobachtungen und Gitterpunktfelder nahezu identisch sein.

Zu diesem Zweck wurden die zeitlichen Varianzen der IfM-Gitterpunktfelder und der Beobachtungen für das Gebiet von  $40^{\circ}\text{N}$  bis  $50^{\circ}\text{N}$  und den gesamten Zeitraum von Mai 1982 bis April 1985 berechnet. Für die Gitterpunktfelder wurden die zeitlichen Varianzen jedes Gitterpunktes berechnet. Anschließend wurde daraus die mittlere zeitliche Varianz aller Gitterpunkte dieses Bereiches berechnet.

Für die Beobachtungen wurde der gesamte Bereich in  $(2^{\circ} \times 2^{\circ})$ -Felder mit den Gitterpunkten des analysierten Feldes als Mittelpunkt aufgeteilt. Für jedes Feld wurde dann die zeitliche Varianz berechnet und anschließend über alle Felder gemittelt. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 4.

Vergleicht man die entsprechenden Varianzen und auch die Mittelwerte der Windkomponenten für die Beobachtungen und die IfM-Gitterpunktfelder im Bereich von  $40^{\circ}\text{N}$  bis  $50^{\circ}\text{N}$  für den 3-Jahreszeitraum, so ist die Übereinstimmung sehr gut.

Die mittleren Windgeschwindigkeiten sind mit  $8.7 \text{ ms}^{-1}$  für die Beobachtungen und  $8.8 \text{ ms}^{-1}$  für die Analysen nahezu identisch. Die Glättung der Gitter-

punktwerte, verglichen mit den direkten Beobachtungen, ausgedrückt als Verlust an Varianz, ergibt für die u-Komponente des Windes 5% und für die v-Komponente des Windes keinen Verlust an Varianz.

	Mittelwert von $u[\text{ms}^{-1}]$	Mittelwert von $v[\text{ms}^{-1}]$	Varianz von $u[\text{m}^2\text{s}^{-2}]$	Varianz von $v[\text{m}^2\text{s}^{-2}]$
Beobachtung	2.9	0.7	41.2	41.6
Gitterpunkt	3.1	0.8	39.3	42.0

Tabelle 4: Mittelwerte und zeitliche Varianzen, gemittelt für den Bereich von  $40^\circ\text{N}$  bis  $50^\circ\text{N}$ , für den Zeitraum von Mai 1982 bis April 1985, 12 Uhr GMT, für Beobachtungen und Gitterpunktfelder der u- und der v-Komponente des Windes.

Bei diesem Vergleich ist zu berücksichtigen, daß die Resultate für die Gitterpunktwerte den gesamten Bereich von  $40^\circ\text{N}$  bis  $50^\circ\text{N}$  und alle Termine umfassen. Die Beobachtungen stellen davon aufgrund der räumlich und zeitlich schwankenden Beobachtungsdichte nur eine Teilmenge dar, denn nicht für jeden Termin ist in jedem ( $2^\circ \times 2^\circ$ )-Feld auch eine Beobachtung enthalten.

Ein ähnliches Bild zeigen die zeitlichen Varianzen der Schubspannungen der first guess-Felder des EZMW und der IfM-Gitterpunktfelder. Tabelle 5 zeigt die entsprechenden Resultate, die wiederum über alle Gitterpunkte gemittelt wurden. Im Gegensatz zu Kapitel 6.2, Abbildung 13, beziehen sich die Zahlenangaben in Tabelle 5 auf Beträge der Schubspannung und nicht auf Beträge des Vektormittels der Schubspannung. Während der Mittelwert des Betrags der Schubspannung für die IfM-Gitterpunktfelder um 7.5% über dem Wert des EZMW liegt, sind die zeitlichen Varianzen des Betrags der Schubspannung um 5.5% geringer. Allein aufgrund der geringen Unterschiede der Mittelwerte der Schubspannungen und der Varianzen läßt sich an dieser Stelle aber sicher nicht eine Bevorzugung des einen oder anderen Gitterpunktfeldes ableiten.



Gitterpunktfeld	Mittelwert der Schubspannung $\tau$	Varianz der Schubspannung $\tau$
EZMW	$15.9 \cdot 10^{-2} \text{Nm}^{-2}$	$3.02 \cdot 10^{-4} \text{N}^2 \text{m}^{-4}$
IfM	$17.1 \cdot 10^{-2} \text{Nm}^{-2}$	$2.85 \cdot 10^{-4} \text{N}^2 \text{m}^{-4}$

Tabelle 5: Mittelwerte und zeitliche Varianzen des Betrages der Schubspannung  $\tau$ , gemittelt über alle Gitterpunkte, der EZMW- und IfM-Gitterpunktfelder für Januar bis April 1985 von 19°N bis 65°N, 12 Uhr GMT für das Gebiet des Nordatlantik.

### 13 Räumliche spektrale Energiedichten

Dieses Kapitel befaßt sich mit der spektralen Verteilung der Varianzen auf die unterschiedlichen Wellenlängenbereiche, die von Bedeutung für den Antrieb ozeanischer Wirbel ist.

Die spektralen Energiedichten der Beobachtungen wurden aus den räumlichen Kovarianzfunktionen in zonaler Richtung abgeleitet. Die Kovarianzen sind unbeeinflußt vom Beobachtungsfehler, dieser geht daher nicht in die Berechnung der spektralen Energiedichten ein.

Die Energiedichten der Gitterpunktfelder wurden direkt aus den Gitterpunktwerten mit Hilfe einer Fourier Transformation berechnet.

Normiert wurden die spektralen Energiedichten jeweils mit dem Gitterpunkt- abstand beziehungsweise für die Beobachtungen mit dem kleinsten Abstandsintervall der Kovarianzfunktion von 20 km.

Der Vergleich der Korrelationsfunktionen der IfM-Gitterpunktfelder und der direkten Beobachtungen der Windkomponenten (Abbildungen 25 b und 25 c) läßt aufgrund des für kleine Abstände stärkeren Abfalls der Korrelationsfunktion der direkten Beobachtungen eine Glättung kleinskaliger Schwankungen durch die Anwendung des Analyseverfahrens erwarten. Dementsprechend sollten die spektralen Energiedichten mit abnehmender Wellenlänge  $\lambda$  etwas stärker abfallen als die der direkten Beobachtungen.

Die Abbildungen 28 a-c zeigen nun einen Vergleich der spektralen Energiedichten der Windgeschwindigkeit und Windkomponenten der direkten Beobachtungen und der IfM-Gitterpunktfelder. Der betrachtete Zeitraum ist der gesamte Zeitraum von Mai 1982 bis April 1985, 12 Uhr GMT. Gemäß dem zu erwartenden Verlauf der spektralen Energiedichten (Abbildung 19) sind zum

Vergleichen die Geraden des  $k^{-3}$ -Abfalls und des  $k^{-5/3}$ -Abfalls eingezeichnet. Die Übereinstimmung der Spektren der direkten Beobachtungen und der IfM-Gitterpunktfelder ist gut. Jedoch zeigt sich der erwartete stärkere Abfall der spektralen Energiedichten der IfM-Gitterpunktfelder nicht. Ein möglicher Grund ist, daß die Spektren der Gitterpunktfelder einen geringen, vermutlich durch Aliasing verursachten, Anstieg am hochfrequenten Ende aufweisen. Jedoch sind die Beträge der spektralen Energiedichten im Wellenlängenbereich, in dem sich die Spektren von IfM-Gitterpunktfeldern und Beobachtungen überlappen, für die Gitterpunktfelder geringer als für die Beobachtungen. Auf die daraus resultierenden Unterschiede der enthaltenen spektralen Varianz wird in Kapitel 14 näher eingegangen.

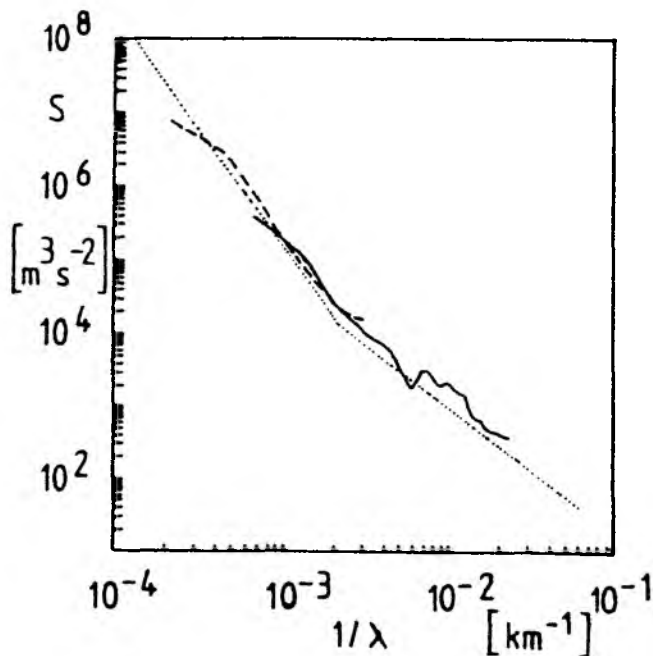


Abb. 28a: Spektrale Energiedichte  $S$  als Funktion von  $k=\lambda^{-1}$  von den Windgeschwindigkeiten der IfM-Gitterpunktfelder (gestrichelt) und den direkten Beobachtungen (durchgezogen) für den Zeitraum von Mai 1982 bis April 1985, 12 Uhr GMT, und den Bereich von  $40^\circ\text{N}$  bis  $50^\circ\text{N}$  in zonaler Richtung. Zum Vergleich sind die Linien proportional zu  $k^{-3}$  und  $k^{-5/3}$  eingezeichnet (gepunktet).

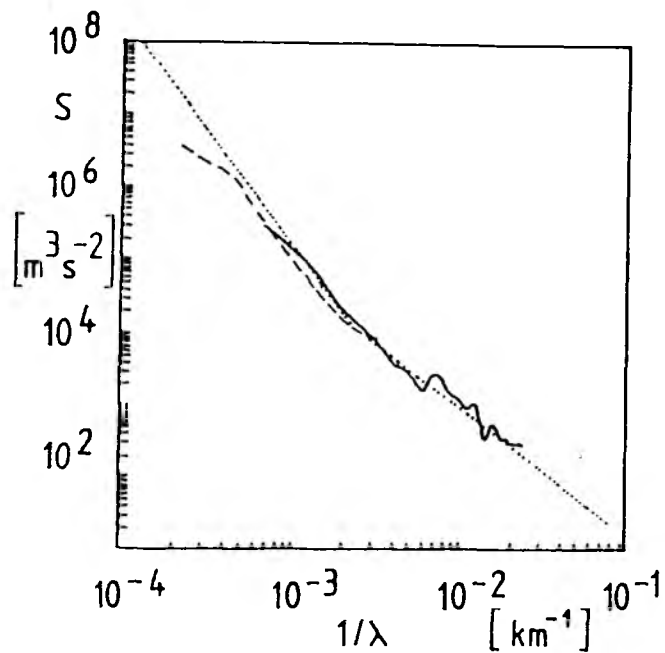


Abb. 28b: Wie Abb. 28a, aber für die u-Komponente des Windes.

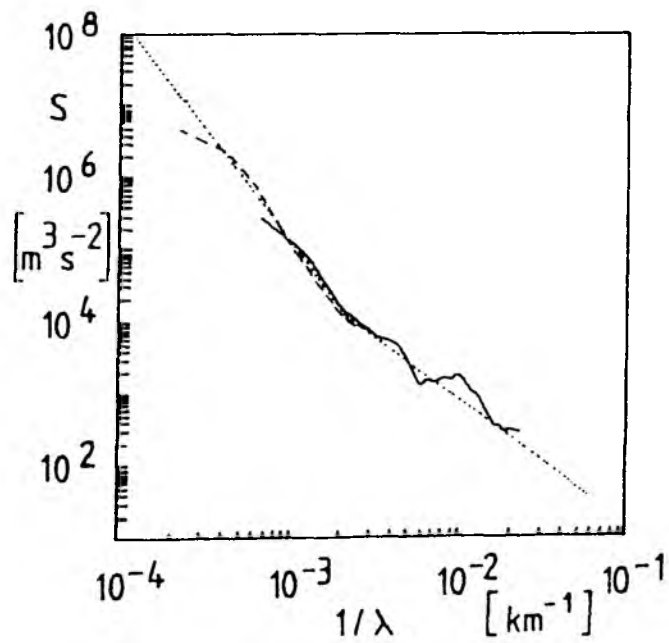


Abb. 28c: Wie Abb. 28b, aber für die v-Komponente des Windes.

Der Abfall der Spektren mit der Wellenzahl entspricht den theoretisch zu erwartenden Werten (Gifford, 1988). Die Übereinstimmung mit den Spektren von Nastrom und Gage (1985), berechnet aus Flugzeugmessungen, ist ebenfalls gut.

Dabei sind die Unterschiede der Spektren der Windkomponenten, was die Form des Spektrums angeht, gering. Das steht im Einklang mit Resultaten von Julian und Thiebaut (1975).

Die Spektren weisen einen Abfall proportional zu  $k^{-1.82}$  im Spektralbereich von etwa 1500km bis 40km Wellenlänge für die direkten Beobachtungen auf. Die Spektren der Gitterpunktweite des Windes verhalten sich proportional zu  $k^{-2.85}$  im Spektralbereich von 5000km bis etwa 350km Wellenlänge.

Die Spektren von Nastrom und Gage (1985) weisen ebenfalls einen  $k^{-3}$ -Abfall bei großen Wellenlängen und einen langsamen Übergang zu einem  $k^{-5/3}$ -Abfall bei Wellenlängen unterhalb von 1000 km auf. Die Spektralwerte liegen jedoch generell höher. Da diese Spektren aus Flugzeugmessungen gewonnen wurden, stammen sie zum einen aus dem oberen Bereich der Troposphäre, zum anderen geht über die Annahme der Taylor-Hypothese die ungefähre Sensorgeschwindigkeit mit in die Normierung der Spektren ein (Lilly und Petersen, 1983). Das kann zu den höheren Beträgen der aus den Flugzeugmessungen gewonnenen Spektren führen.

Die Resultate stehen außerdem im Einklang mit den Ergebnissen von Julian et al. (1970), die einen Abfall proportional zu  $k^{-2.7}$  bis  $k^{-3}$  im Wellenlängenbereich von 3500 km bis zu 1500 km berechnet haben. In diesem Bereich zeigen die Spektren der IfM-Gitterpunktfelder einen Abfall proportional zu  $k^{-2.9}$ .

Für den Bereich kleinerer Wellenlängen haben Freilich und Chelton (1986) aus Windfeldern auf dem Pazifik, die aus Seasat-Messungen abgeleitet wurden, einen Abfall proportional zu  $k^{-2.2}$  gefunden für einen Wellenlängenbereich bis hinunter zu etwa 200 km. Das stimmt mit den Resultaten dieser Arbeit, die eine Proportionalität der Spektren der direkten Beobachtungen im gleichen Spektralbereich proportional zu  $k^{-2.15}$  zeigen, ebenfalls gut überein.

Für die spektralen Energiedichten der Schubspannung soll nun ein ähnlicher Vergleich für die IfM- und EZMW-Gitterpunktfelder durchgeführt werden. Die spektralen Energiedichten der Schubspannungsfelder sollten, wie bereits in Kapitel 9 erwähnt, stärker mit zunehmender Wellenzahl abnehmen als die spektralen Energiedichten der Windfelder. Für den Bereich von Wellenlängen

größer als etwa 1000 km sollte demnach ein Abfall proportional zu  $k^{-6}$ , für Wellenlängen kleiner als etwa 1000 km ein Übergang zu einer Proportionalität zu  $k^{-10/3}$  zu beobachten sein.

Aufgrund der gezeigten Unterschiede in den Korrelationsfunktionen ist zu erwarten, daß nun die EZMW-Gitterpunktfelder bei kleineren Wellenlängen einen stärkeren Abfall der spektralen Energiedichten aufweisen.

Die Resultate zeigen die Abbildungen 29 a bis 29 c für verschiedene geographische Breiten.

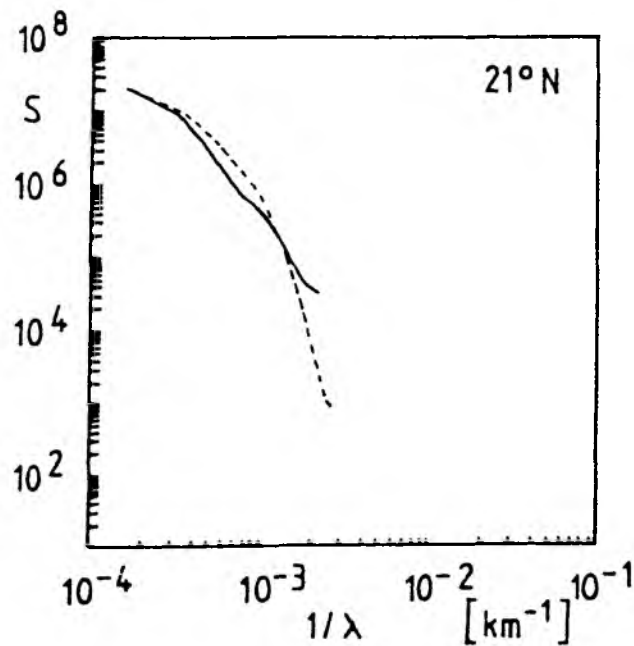


Abb. 29a: Vergleich der spektralen Energiedichten  $S$  in  $10^{-4} \text{N}^2 \text{m}^{-3}$ , abgeleitet aus den EZMW-Gitterpunktfeldern (gestrichelt) und den IfM-Gitterpunktfeldern der Schubspannung (durchgezogen), für alle 12 Uhr GMT Termine Januar bis April 1985,  $21^\circ \text{N}$ , in zonaler Richtung.

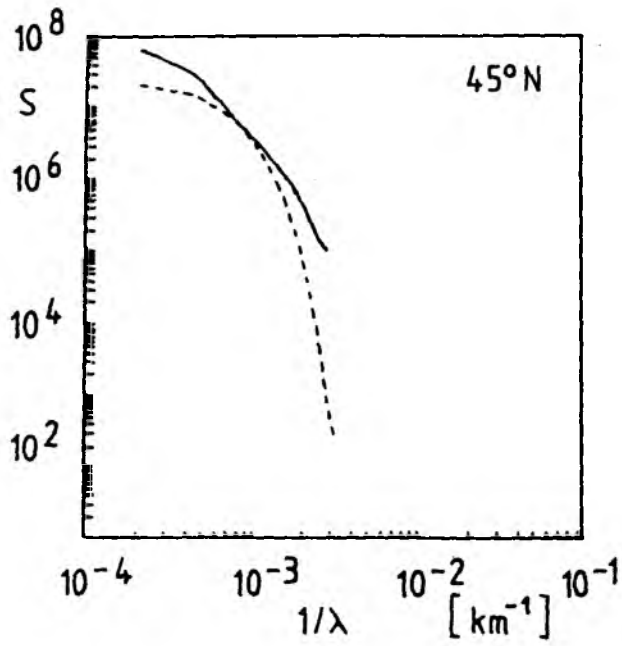


Abb. 29b: Wie Abb. 29a, aber für 45°N.

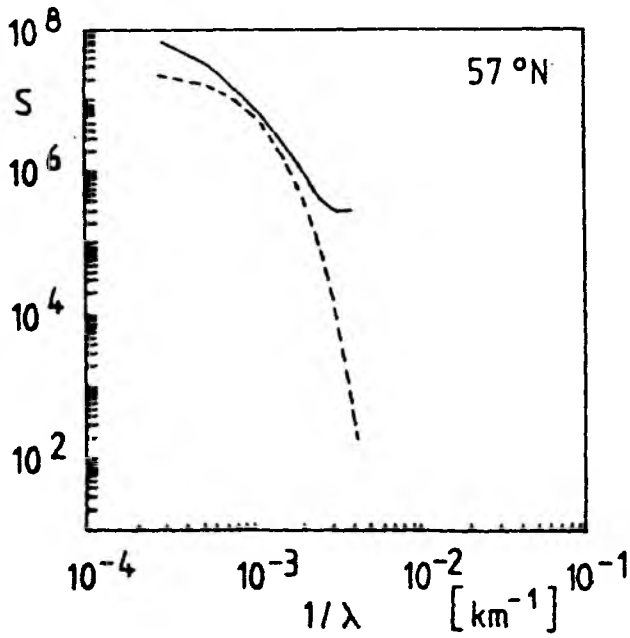


Abb. 29c: Wie Abb. 29c, aber für 57°N.

Der Verlauf der Spektren beider Analysen zeigt bei großen Wellenlängen nicht den von McVeigh erwarteten Abfall proportional zu  $k^{-6}$ . Bei kleinen Wellenlängen hingegen weisen die Spektren der IfM-Gitterpunktfelder annähernd den erwarteten Abfall proportional zu  $k^{-10/3}$  auf, während der Abfall der Spektren der Gitterpunktfelder des EZMW sogar noch mit abnehmender Wellenlänge zunimmt. Für den gesamten Spektralbereich von etwa 5000km bis 300km Wellenlänge verhalten sich die Spektren der IfM-Gitterpunktwerte der Schubspannung proportional zu  $k^{-3.0}$ , während die Spektren der EZMW-Gitterpunktwerte der Schubspannung proportional zu  $k^{-6.8}$  sind. In den Analysen des EZMW ist also nur wenig Varianz bei kleinen räumlichen Skalen vorhanden. Die Breitenabhängigkeit des Abfalls der spektralen Energiedichten ist hingegen nur gering ausgeprägt. Allerdings unterscheiden sie sich dem Betrag nach deutlich: Nach Norden hin nehmen die Beträge der spektralen Energiedichten deutlich zu. Dies gilt sowohl für die Gitterpunktfelder des EZMW als auch des IfM.

Diese Breitenabhängigkeit ist auch in der Darstellung der spektralen Energiedichte der Rotation der Schubspannung in Abbildung 30 zu finden. Sie zeigt die Spektren der Rotation der Schubspannung, die von McVeigh (1989) aus Analysen des EZMW berechnet wurden, im Vergleich mit Spektren der Rotation der Schubspannung der IfM-Gitterpunktfelder.

Die Spektren der IfM-Gitterpunktfelder weisen wiederum einen deutlich geringeren Abfall bei kleineren Wellenlängen auf als die Spektren des EZMW von McVeigh. Dabei können einige Unterschiede sicherlich auf einen Analysefehler des EZMW vor der Westküste von Afrika zurückgeführt werden. Dort existiert eine positive Anomalie der Rotation der Schubspannung (Abbildung 31a), die in den IfM-Gitterpunktfeldern nicht enthalten ist (Abbildung 31b) und auch schon von McVeigh (1984) als fehlerhaft bezeichnet wird.

Ebenso wie die systematischen Abweichungen zwischen den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit von EZMW und IfM (Abb. 12 und 13) weisen diese Felder der Rotation der Schubspannung auf Fehler im Analysesystem des EZMW hin. Die Spektren der Rotation der Schubspannung unterscheiden sich generell von theoretischen Spektren, wie sie zum Beispiel bei Frankignoul und Müller (1979) zu finden sind. Variationen der Rotation der Schubspannung, wie sie die Varianzspektren in Abbildung 30 zeigen, führen zu einer Erzeugung von energiereichen langen Rossbywellen im Ozean (Lippert, pers. Mitteilung), die im wesentlichen im ozeanischen Temperaturfeld zu erkennen sind.

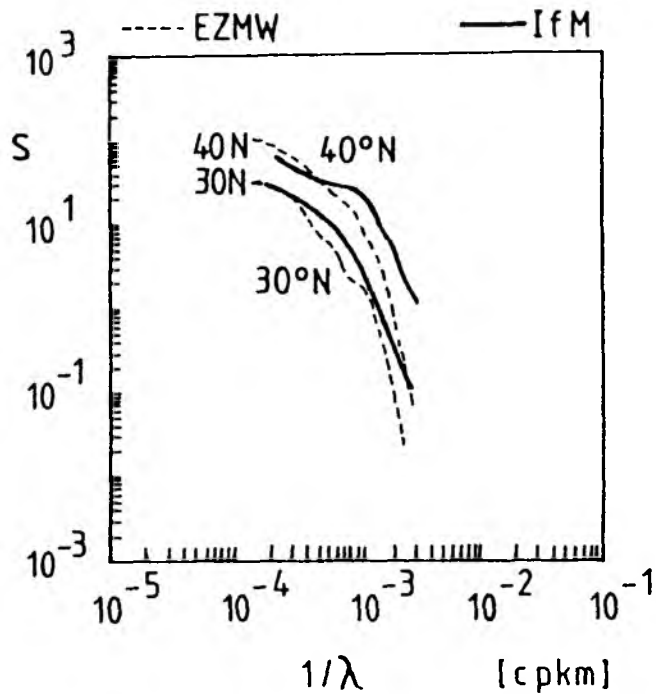


Abb. 30: Vergleich der spektralen Energiedichten der Rotation der Schubspannung  $S$  [ $(.001 \text{ Pa/km})^2/\text{cpkm}$ ] für 1984, 12 Uhr GMT,  $30^\circ\text{N}$  und  $40^\circ\text{N}$ , der IfM-Gitterpunktfelder mit den von McVeigh et al. (1987) aus EZMW-Analysen für 1982 bis 1984 berechneten Spektren.

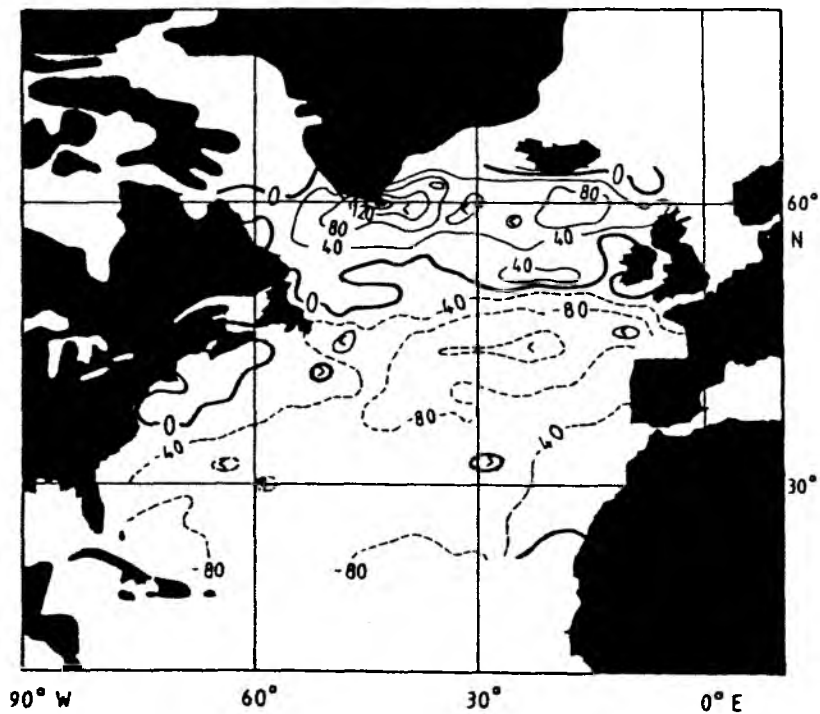


Abb. 31a: Mittleres Feld der Rotation der Schubspannung für 1984, abgeleitet aus den IfM-Gitterpunktfeldern, in  $10^{-9} \text{ Nm}^{-3}$ .



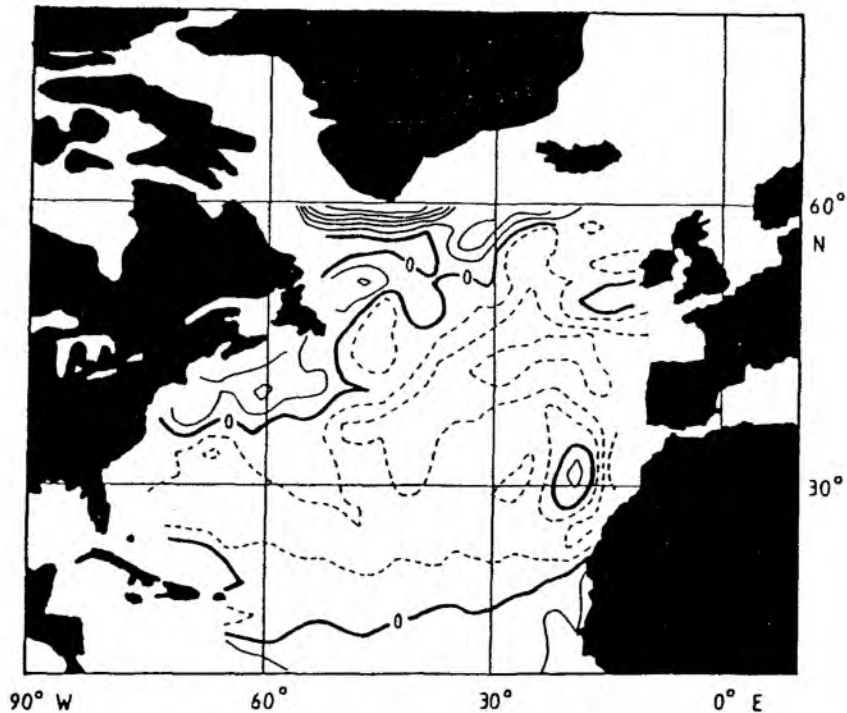


Abb 31b : Wie Abb. 31a, aber für die Analysen des EZMW (aus McVeigh et al., 1987)

Die spektralen Energiedichten der Gitterpunktweite des Windes des EZMW für die geographische Breite von 45°N und den Zeitraum von September bis Dezember 1984 werden in Abbildung 32 dargestellt. Wie bereits die Spektren der Schubspannung und der Rotation der Schubspannung zeigt auch diese Abbildung eine starke Abnahme der spektralen Energiedichte mit der Wellenzahl. Über den gesamten Skalenbereich ergibt sich eine Proportionalität zu  $k^{-5.8}$  statt des erwarteten Abfalls von zwischen  $k^{-3}$  und  $k^{-5/3}$ , den das zum Vergleich gezeigte Energiespektrum der IfM-Gitterpunktweite mit einem durchschnittlichen Abfall proportional zu  $k^{-2.8}$  aufweist.

Die Abbildungen 29a bis 29c zeigen außerdem eine Variation der Beträge der spektralen Energiedichte mit der geographischen Breite ebenso wie die Abbildung 30. Die spektralen Energiedichten nehmen nach Norden hin zu. Das steht im Einklang mit den Resultaten von Freilich und Chelton (1986) für die aus Seasat-Messungen des Windes berechneten Spektren kinetischer Energie.

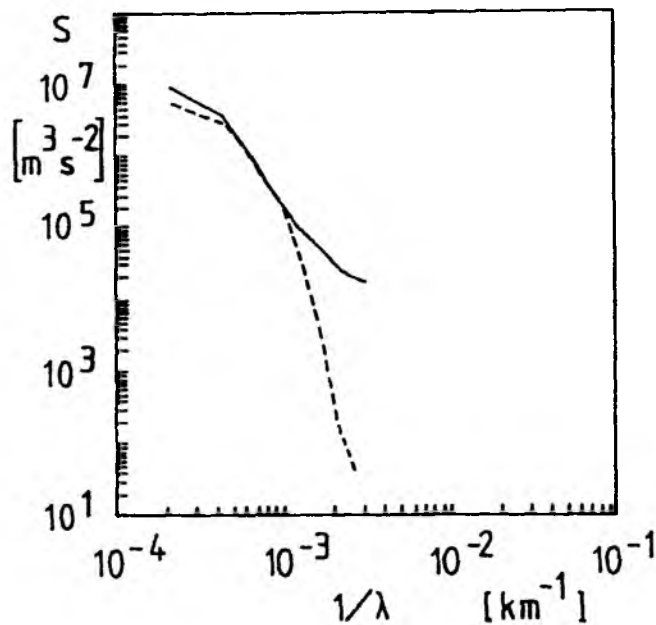


Abb. 32: Vergleich der spektralen Energiedichten  $S$  der analysierten Windfelder des EZMW (----) und der IfM-Gitterpunktfelder (—), für alle 12 Uhr GMT Termine September bis Dezember 1984 für  $45^\circ\text{N}$  in zonaler Richtung.

Entsprechend der Variabilität der Korrelationsfunktionen mit der Jahreszeit (Abbildungen 21 a bis 21 c) ist zu erwarten, daß sich diese Variabilität auch in den spektralen Energiedichten widerspiegelt. Das dies der Fall ist, zeigen die Abbildungen 33a bis 33c für die Sommer- und Winterquartale der Jahre 1982 bis 1985 für die direkten Beobachtungen des Windes.

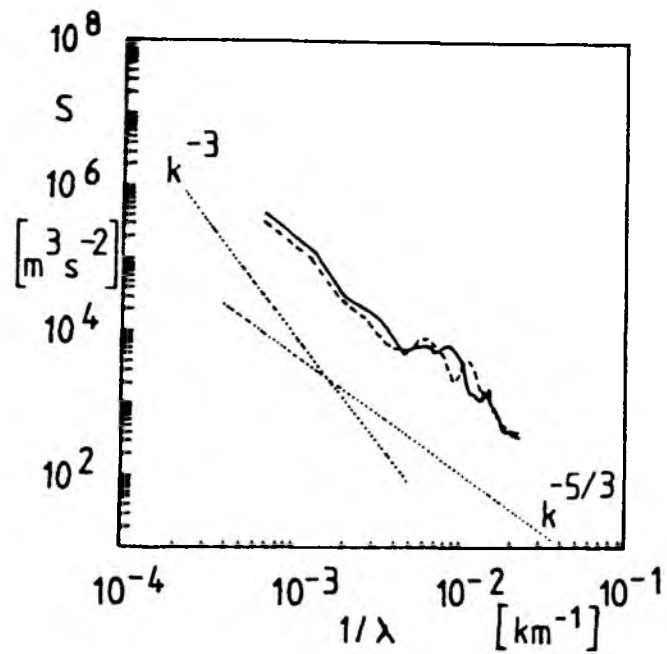


Abb. 33a: Spektrale Energiedichte der direkten Beobachtungen der Windgeschwindigkeit für den Bereich von  $40^\circ\text{N}$  bis  $50^\circ\text{N}$  für die Winterquartale '82 - '85 (—) und die Sommerquartale '82 bis '84 (-----) in zonaler Richtung.

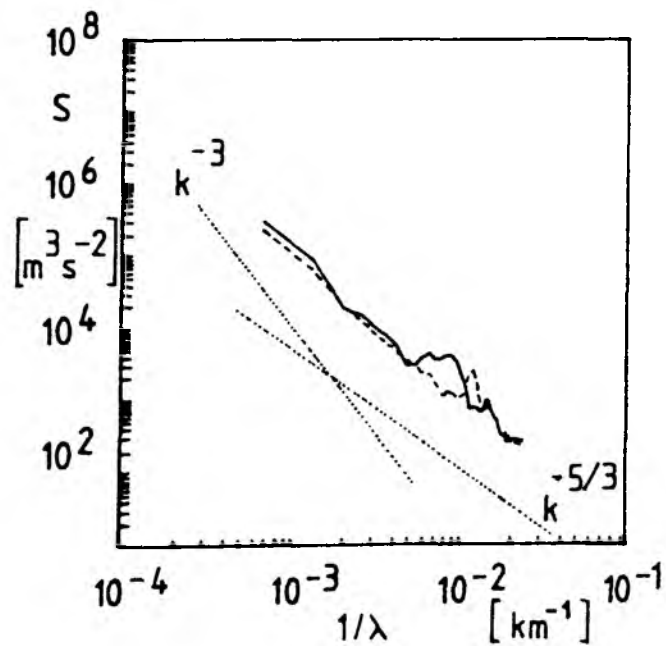


Abb. 33b: Wie Abb. 33a, aber für die u-Komponente des Windes.

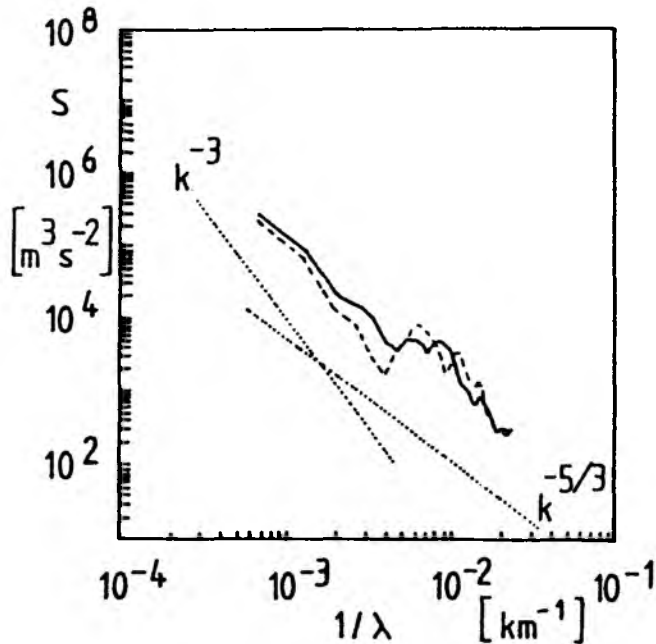


Abb. 33c: Wie Abb. 33a, aber für die  $v$ -Komponente des Windes.

Die Untersuchungen der in den direkten Beobachtungen enthaltenen Varianz ergeben das erwartete Bild: Im Winter zeigt die Varianz des Windfeldes Werte, die 10% über dem Jahresmittel liegen, im Sommer liegt die Varianz um den gleichen Betrag unter der mittleren Varianz aller Jahreszeiten. Im Frühjahr und Herbst, hier nicht dargestellt, entspricht die in den Windbeobachtungen enthaltene Varianz ungefähr dem Jahresmittelwert.

Die Abbildungen 33a bis 33c zeigen außerdem eine deutlich höhere Variabilität im Verlauf der Spektren als die Spektren der direkten Beobachtungen in den Abbildungen 28a bis 28c. Das kann zum großen Teil auf die kürzeren betrachteten Zeiträume und die damit verbundenen geringeren Beobachtungszahlen zurückgeführt werden.

## 14 Glättung kleinskaliger Schwankungen

Ausgehend von den berechneten spektralen Verteilungen der Varianz der Windgeschwindigkeit und der Schubspannung kann die Glättung kleinskaliger Schwankungen abgeschätzt werden. Dabei findet im folgenden eine Beschränkung auf den Spektralbereich von weniger als 1000 km Wellenlänge statt, den Bereich, der den Antrieb ozeanischer Wirbel entscheidend beeinflusst.

Vergleicht man für die spektralen Energiedichten der Gitterpunktwerte die im Spektralbereich von weniger als 1000 km Wellenlänge enthaltene Varianz mit der Gesamtvarianz des Spektralbereiches von etwa 300 km bis etwa 5000 km Wellenlänge, so ergibt sich folgendes: Der Anteil der Varianz im Spektralbereich von weniger als 1000 km Wellenlänge beträgt weniger als 4% der Gesamtvarianz im gesamten Spektralbereich bis ca. 5500 km Wellenlänge. Vergleicht man andererseits die Varianz der IfM-Gitterpunktfelder mit der Varianz der direkten Beobachtungen im Wellenlängenbereich unterhalb von 1000 km, so enthalten die Gitterpunktfelder nur noch 68% der Varianz der direkten Beobachtungen.

Ein Teil dieses Verlustes an Varianz von 32% wird von den IfM-Gitterpunktfeldern entsprechend ihres Gitterpunktabstandes von  $2^\circ$  nicht aufgelöst. Dieser Anteil entspricht 14% der Varianz der direkten Beobachtungen. Der verbleibende Verlust von 18% der Varianz der direkten Beobachtungen beruht allein auf der Anwendung des IfM-Analyseverfahrens auf die Beobachtungen. Vergleicht man die in den first guess-Feldern des EZMW enthaltene Varianz mit der in den eigenen Gitterpunktfeldern enthaltenen Varianz, so ergibt sich eine weitere Reduktion von 10% der in den Beobachtungen enthaltenen Varianz, obwohl der Gitterpunktabstand der Gitterpunktfelder des EZMW mit  $1.875^\circ$  geringfügig günstiger ist.

Berücksichtigt man zudem, daß in beide Gitterpunktfelder nicht der gleiche Eingangsdatensatz eingegangen ist und gleicht deshalb beide Gitterpunktfelder bei 1000 km Wellenlänge aneinander an, so erhöht sich der Verlust an Varianz für die Analysen des EZMW, verglichen mit den IfM-Gitterpunktfeldern, um 20% der in den Beobachtungen enthaltenen Varianz.

- *keine Normierung*
- *bei  $\lambda = 1250\text{km}$  auf den gleichen Wert normiert*

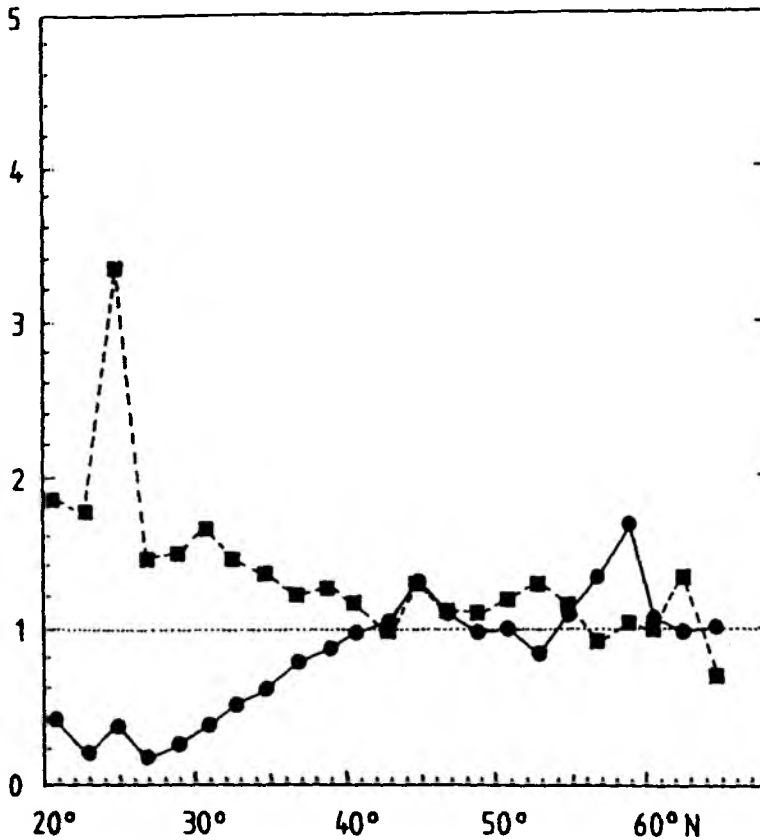


Abb. 34: Verhältnis der räumlichen Varianz der IfM-Gitterpunktfelder zur Varianz der EZMW-Gitterpunktfelder der Schubspannung als Funktion der geographische Breite von Januar bis April 1985.

Die Varianzen der Gitterpunktfelder der Schubspannung beider Analyseverfahren wurden zudem für alle geographischen Breiten miteinander verglichen (Abb. 34). Die Varianzen der Analysen des EZMW weisen danach südlich von etwa 40°N generell höhere Werte auf als die IfM-Gitterpunktfelder. Nördlich von 40°N verhält es sich umgekehrt.

Werden die spektralen Energiedichten bei einer bestimmten Wellenlänge, in

diesem Fall 1250 km, angeglichen, um so unterschiedliche eingehende Beobachtungsdaten zu berücksichtigen, so ergeben sich für die Gitterpunktfelder der Schubspannung des EZMW beinahe in allen Breiten niedrigere Werte. Die starken Änderungen des Verhältnisses der Varianzen der beiden Gitterpunktfelder im südlichen Nordatlantik bedeuten jedoch nur kleine absolute Änderungen der Varianz. Denn dort sind die Beträge der Varianz deutlich kleiner als in höheren Breiten. Generell enthalten die Gitterpunktfelder des EZMW also weniger Varianz bei kleinen Wellenlängen als die IfM-Gitterpunktfelder.

Der für den Bereich von  $40^{\circ}\text{N}$  bis  $50^{\circ}\text{N}$  durchgeführte Vergleich mit den in den direkten Beobachtungen enthaltenen Varianzen, bei dem die IfM-Gitterpunktfelder als Bindeglied zwischen den Gitterpunktfeldern des EZMW und den direkten Beobachtungen benutzt wurden, ergab folgende Resultate:

Im Bereich von  $40^{\circ}\text{N}$  bis  $50^{\circ}\text{N}$  sind für die IfM-Gitterpunktfelder Korrekturen von bis zu 50% der in ihnen enthaltenen Varianzen im Wellenlängenbereich von weniger als 1000 km nötig. Berücksichtigt man nun noch den Verlust an Varianz der EZMW-Gitterpunktfelder, verglichen mit den IfM-Gitterpunktfeldern, so läßt sich für die first guess-Felder des EZMW die Anbringung einer Korrektur von bis zu 100% der in ihnen im Spektralbereich von weniger als 1000 km Wellenlänge enthaltenen Varianzen erklären.

Diese Korrektur der kleinskaligen Varianz ist sowohl für die first guess-Felder des Schubspannungsbetrages als auch für die EZMW-Gitterpunktfelder der analysierten Windgeschwindigkeiten nötig. Das bedeutet auch, daß in den EZMW-Gitterpunktfeldern durch die Anwendung des numerischen Vorhersagemodells nicht in ausreichendem Maß kleinskalige Schwankungen erzeugt werden.

## 15. Schlußbetrachtung

Die Untersuchungen haben ergeben, daß im Vergleich zu direkten Beobachtungen die räumlichen Skalen analysierter Felder im Spektralbereich von Wellenlängen kleiner als 1000 km deutlich geringere Varianzen aufweisen. Das kann zum einen auf die Interpolation auf ein Gitterpunktfeld mit einem doch recht beträchtlichen Gitterpunktastand zurückgeführt werden, zum anderen aber muß es am noch großräumigeren Analyseverfahren selbst liegen. Dabei spielen sicher die verwendeten Entfernungswichtungen oder Korrelationsfunktionen bei der Interpolation auf Gitterpunktwerte eine entscheidende Rolle.

Denn die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Korrelationsfunktionen eine nicht zu vernachlässigende räumliche und zeitliche Variabilität aufweisen. Zudem zeichnen sie sich durch eine ausgeprägte horizontale Anisotropie aus. In diesem Zusammenhang ist von besonderem Interesse, daß Korrelationsfunktionen Grundlage von Analyseverfahren sind, die auf der Optimalen Interpolation basieren. Dabei legen der Gitterpunktstand, die Beobachtungsdichte und die Korrelationsfunktion im wesentlichen die in den interpolierten Feldern enthaltenen Skalen fest. Das basiert auch darauf, daß die Korrelationsfunktion und das Powerspektrum ein Fouriertransformationspaar bilden (z.B. Julian und Thiebaux, 1975). Fällt eine gegebene Korrelationsfunktion nicht rasch genug ab, so werden in den Daten enthaltene reale Skalen nicht aufgelöst. Fällt eine Korrelationsfunktion hingegen zu rasch ab, so werden die analysierten Felder wesentlich durch die Beobachtungsfehler beeinflusst.

Eine Optimierung der für die Optimale Analyse benutzten Korrelationsfunktionen sollte also zu wesentlichen Verbesserungen in der Auflösung kleinskaliger Schwankungen führen.

Dabei muß aber sichergestellt werden, daß systematische Fehler unbedingt vermieden werden. Solche systematischen Abweichungen, wie sie zum Beispiel die analysierten Windfelder des EZMW im Herbst des Jahres 1984 aufweisen, sind nicht akzeptabel. Systematische Abweichungen einer solchen Größenordnung enthalten die Schubspannungsfelder des EZMW, die auf den first guess-Feldern basieren, in den ersten vier Monaten des Jahres 1985 nicht. Allerdings zeigt die räumliche Auflösung der Schubspannungsfelder keine grundlegenden Verbesserungen gegenüber den analysierten Windfeldern des EZMW.

Aber auch für die first guess-Felder dürfte die Verwendung verbesserter Korrelationsfunktionen Fortschritte in der Auflösung kleinskaliger Schwankungen ergeben. Denn im Rahmen des Datenassimilationsschemas findet eine wechselseitige Beeinflussung der analysierten Felder und der first guess-Felder statt, da die first guess-Felder Eingabefelder für die Optimale Interpolation zur Erstellung der analysierten Felder sind.

Zunächst jedoch können die Resultate dieser Arbeit dazu benutzt werden, die Varianz vorhandener Gitterpunktfelder bei kleinen Wellenlängen zu erhöhen. Die so modifizierten Gitterpunktfelder erlauben dann verbesserte Möglichkeiten der Untersuchungen der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre durch die Einbeziehung von kleineren räumlichen Skalen der atmosphärischen Windfelder.



## ANHANG A

### Bedingungen zur Berechnung der Korrelationskoeffizienten als Funktion des Abstandes zwischen Beobachtungen

Zu prüfen ist, welche Voraussetzungen gemacht werden müssen, um den Korrelationskoeffizienten nach (8.2) nur als Funktion des Abstandes  $r$  bestimmen zu können. Dazu kann man zunächst von der Strukturfunktion  $D(r)$  ausgehen. Diese ist für homogene Felder eine alleinige Funktion des Abstandes  $r$  zwischen Beobachtungen:

$$(A 1) \quad D(r) = \overline{(X-Y)^2}$$

Daher wird im folgenden der Zusammenhang der Strukturfunktion mit der Korrelationsfunktion abgeleitet. Dabei wird Bezug genommen auf eine Arbeit von Wickert, 1971.

Eine Umformung liefert:

$$(A 2) \quad D(r) = \overline{X^2} + \overline{Y^2} - 2\overline{XY}$$

Wenn das Feld homogen ist, also Mittelwert und Varianz konstant sind, gilt:

$$(A 3) \quad \overline{X} = \overline{Y} \quad \text{und} \quad \overline{X^2} = \overline{Y^2}$$

Aus (A 2) und (A 3) ergibt sich dann durch Addition von  $\overline{X}^2 - \overline{X} \overline{Y} = 0$ :

$$(A 4) \quad D(r) = 2 (\overline{X^2} - \overline{X}^2 - (\overline{XY} - \overline{X} \overline{Y}))$$

Die Einführung der Kovarianzfunktion  $cov(r)$  oder der Korrelationsfunktion  $R(r)$  liefert dann den folgenden Zusammenhang zwischen der Strukturfunktion und der Korrelationsfunktion:

$$(A 5) \quad D(r) = 2 (cov(0) - cov(r))$$

oder

$$(A 6) \quad D(r) = 2 \text{var}(X) (1 - R(r))$$

mit der Varianz  $\text{var}(X)$  des homogenen Feldes. Dieser Zusammenhang ist nur gültig unter der Voraussetzung der Homogenität der Felder hinsichtlich Mittelwert und Varianz. Das ist bei der Berechnung der Korrelationsfunktionen der Beobachtungen aus den Strukturfunktionen zu beachten.

Die Voraussetzung der Homogenität der Felder hinsichtlich Mittelwert und Varianz kann relativ einfach überprüft werden. Denn im Gegensatz zur Autokovarianz sind diese Größen verhältnismäßig einfach zu berechnen oder stehen bereits als klimatologische Karten in Atlanten (z.B. Isemer und Hasse, 1987) zur Verfügung.

Es soll nun geprüft werden, ob diese Voraussetzungen hinsichtlich der Homogenität der Felder bezüglich Mittelwert und Varianz auch gemacht werden müssen, wenn der Korrelationskoeffizient der Beobachtungen als alleinige Funktion des Abstandes, ohne die Berücksichtigung des Beobachtungsortes, berechnet werden soll.

Dazu wird folgendes angenommen:

- $R_1(r)$  sei die Korrelation von  $m$ -Beobachtungspaaren  $X_1$  und  $Y_1$ , die in einem festen Abstand  $r$  voneinander an den festen Positionen  $P_{X1}$  und  $P_{Y1}$  jeweils gleichzeitig beobachtet wurden.
- $R_2(r)$  sei die Korrelation von  $n$ -Beobachtungspaaren  $X_2$  und  $Y_2$ , die in einem festen Abstand  $r$  voneinander an den festen Positionen  $P_{X2}$  und  $P_{Y2}$  jeweils gleichzeitig beobachtet wurden.
- $R(r)$  sei der Korrelationskoeffizient von  $(m+n)$ -Beobachtungspaaren  $X$  und  $Y$ . Die  $X$ -Beobachtungen setzen sich zusammen aus den Beobachtungen  $X_1$  und  $X_2$  an den festen Positionen  $P_{X1}$  und  $P_{X2}$ , die  $Y$ -Beobachtungen aus den Beobachtungen  $Y_1$  und  $Y_2$  an den festen Positionen  $P_{Y1}$  und  $P_{Y2}$ . Die Abstände zwischen den Positionen der Beobachtungen entsprechen dem festen Wert  $r$  nur zwischen  $P_{X1}$  und  $P_{Y1}$  sowie  $P_{X2}$  und  $P_{Y2}$ , alle anderen Abstände zwischen den Beobachtungsorten sollen davon verschieden sein. Die Positionen  $P_{X1}$ ,  $P_{Y1}$ ,  $P_{X2}$  und  $P_{Y2}$  sind nicht untereinander identisch.

$R_1(r)$  und  $R_2(r)$  sind somit abhängig vom Abstand zwischen den Beobachtungen und vom Ort der Beobachtungen.  $R(r)$  ist dagegen nur eine Funktion des Abstandes zwischen den Beobachtungen, da die  $X$ - und die  $Y$ -Beobachtungen nicht immer jeweils am selben Ort gemacht wurden. Es soll jetzt also untersucht werden, welche Voraussetzungen erfüllt sein müssen, damit der mittlere Korrelationskoeffizient  $\hat{R}(r)$ , berechnet als das mit der Anzahl der Beobachtungspaare gewichtete Mittel aus den Einzelkorrelationen  $R_1(r)$  und  $R_2(r)$ , und der Korrelationskoeffizient  $R(r)$  gleich sind. Es soll also gelten:

$$(A 7) \quad \hat{R}(r) = R(r)$$

Mit

$$(A 8) \quad R_1(r) = \frac{\text{cov}(X_1 Y_1)}{\sqrt{\text{var}(X_1) \text{var}(Y_1)}}$$

$$(A 9) \quad R_2(r) = \frac{\text{cov}(X_2 Y_2)}{\sqrt{\text{var}(X_2) \text{var}(Y_2)}}$$

$$(A 10) \quad R(r) = \frac{\text{cov}(X Y)}{\sqrt{\text{var}(X) \text{var}(Y)}}$$

$$(A 11) \quad \hat{R}(r) = \frac{m R_1(r)}{(m+n)} + \frac{n R_2(r)}{(m+n)}$$

ergibt sich daraus:

$$(A 12) \quad \frac{m \text{cov}(X_1 Y_1)}{\sqrt{\text{var}(X_1) \text{var}(Y_1)}} + \frac{n \text{cov}(X_2 Y_2)}{\sqrt{\text{var}(X_2) \text{var}(Y_2)}} = \frac{(m+n) \text{cov}(X Y)}{\sqrt{\text{var}(X) \text{var}(Y)}}$$

Mit der Definition der Kovarianz

$$(A 13) \quad \text{cov}(W Z) = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^P W'_i Z'_i$$

für p-Beobachtungspaare W und Z, wobei der Index i das i-te Beobachtungspaar kennzeichnet, und der vereinfachten Schreibweise

$$(A 14) \quad \frac{1}{P} \sum_{i=1}^P W'_i Z'_i = \frac{1}{P} \sum W'Z'$$

ergibt sich dann:

$$(A 15) \quad \frac{\sum^m (X'_1 Y'_1)}{\sqrt{\text{var}(X_1) \text{var}(Y_1)}} + \frac{\sum^n (X'_2 Y'_2)}{\sqrt{\text{var}(X_2) \text{var}(Y_2)}} = \frac{\sum^{(m+n)} (X' Y')}{\sqrt{\text{var}(X) \text{var}(Y)}}$$

Untersucht werden soll, wann diese Gleichung erfüllt ist. Als Randbedingung wird angenommen, daß die Varianzen der X-Beobachtungen und der Y-Beobachtungen jeweils gleich sind:

$$(A 16) \quad \text{var } X_1 = \text{var } X_2 = \text{var } X$$

$$(A 17) \quad \text{var } Y_1 = \text{var } Y_2 = \text{var } Y$$

Damit vereinfacht sich die Gleichung (A 15) zu

$$(A 18) \quad \sum^m (X'_1 Y'_1) + \sum^n (X'_2 Y'_2) = \sum^{(m+n)} (X' Y')$$

Mit der Annahme, daß die Mittelwerte von  $X_1$  und  $X_2$  sowie  $Y_1$  und  $Y_2$  jeweils verschieden sind und  $m = n$  ist:

$$(A 19) \quad A = \frac{\bar{X}_1 - \bar{X}_2}{2}$$

$$(A 20) \quad B = \frac{\bar{Y}_1 - \bar{Y}_2}{2}$$

ergibt sich aus Gleichung (A 18) durch Umformen der rechten Seite :

$$(A 21) \quad \sum^m (X'_1 Y'_1) + \sum^m (X'_2 Y'_2) = \sum^m (X'_1 Y'_1) + \sum^m (X'_2 Y'_2) + \sum^{2m} (A B)$$

oder

$$(A 22) \quad 2 \cdot m \cdot (A \ B) = 0$$

Da  $m$  stets ungleich 0 ist, ergeben sich folgende drei Lösungsmöglichkeiten:

$$A = 0 \quad \text{und} \quad B = 0$$

$$A = 0 \quad \text{und} \quad B \neq 0$$

$$A \neq 0 \quad \text{und} \quad B = 0$$

Abschließend muß geprüft werden, welche Wertepaare von  $A$  und  $B$  die Anfangsbedingungen hinsichtlich der Homogenität der Varianz erfüllen.

Mit der Definition der Varianz für  $p$ -Beobachtungen  $W$ :

$$(A 23) \quad \text{var}(W) = \frac{1}{p} \sum W^2$$

wobei wieder die vereinfachte Schreibweise nach Gleichung (A 14) verwendet wird und die Reduktion der Zahl der Freiheitsgrade außer acht gelassen wird, ergibt sich:

$$(A 24) \quad \text{var}(X_1) = \text{var}(X_2) = \text{var}(X) = \frac{\text{var}(X_1) + \text{var}(X_2)}{2} + A^2$$

$$(A 25) \quad \text{var}(Y_1) = \text{var}(Y_2) = \text{var}(Y) = \frac{\text{var}(Y_1) + \text{var}(Y_2)}{2} + B^2$$

Somit ist nur für  $A=0$  und  $B=0$ , also die jeweilige Homogenität der Mittelwerte von  $X$  und  $Y$ , die Annahme der Homogenität der Varianzen der Felder möglich.

Damit scheint die Forderung an die Homogenität der Felder, verglichen mit der Berechnung aus der Strukturfunktion weniger streng zu sein. Es ist nur noch gefordert, daß die Felder der Gruppe der  $X$ -Beobachtungen und der Gruppe der  $Y$ -Beobachtungen in sich jeweils homogen hinsichtlich von Varianz und Mittelwert sein sollen.

In der obigen Ableitung steckte jedoch eine weitere Annahme: Die Beobachtungsorte waren nicht beliebig wählbar. So durften Beobachtungen, die als

X-Beobachtungen benutzt werden, nicht noch einmal als Y-Beobachtungen benutzt werden. Das schränkt die Zahl der möglichen Beobachtungspaare ein. Wegen der geforderten Bedingung der Homogenität können die Gebiete, in denen die zur Berechnung der Korrelationsfunktion herangezogenen Beobachtungen gemacht wurden, ohnehin nur einen begrenzten Bereich umfassen. Für die geringen Beobachtungsdichten auf dem Nordatlantik ist diese Einschränkung der Beobachtungsorte daher kein praktikabler Ansatz. Für die zu fordernde beliebige Lage der Beobachtungen muß die Anfangsbedingung vielmehr lauten: Alle Varianzen sind gleich. Wegen der zusätzlichen Varianz, die aus einer Änderung des Mittelwertes resultiert, ergibt sich daraus dann auch die Forderung nach gleichen Mittelwerten von X- und Y-Beobachtungen. Beides folgt aus der obigen Ableitung zum Beispiel mit der folgenden Annahme gleicher geographischer Positionen der  $X_2$ - und  $Y_1$ -Beobachtungen:

$$(A 26) \quad P_{X2} \hat{=} P_{Y1}$$

Damit ergeben sich dann wieder die gleichen Einschränkungen hinsichtlich der Homogenität der Felder wie bei der Berechnung der räumlichen Korrelationsfunktionen aus den Strukturfunktionen.

Die Felder der Beobachtungen müssen hinsichtlich von Mittelwert und Varianz homogen sein, damit die Korrelationsfunktionen als alleinige Funktion des Abstandes der Beobachtungen berechnet werden kann.

## ANHANG B

### Liste der verwendeten Symbole

A	Mittelwert von Beobachtungen
$A_c$	Konstante für Berechnung des Seegangalters
b	Skalierungsfaktor der Gaußfunktion des EZMW
B	Mittelwert von Beobachtungen
c	Wellengeschwindigkeit
$C_D$	Reibungskoeffizient
$C(r)$	Cressman Entfernungswichtung
$C_q(r)$	Aus der Cressman Entfernungswichtung und der Methode der kleinsten Quadrate resultierende Entfernungswichtung
$C_{11}(r)$	Autokovarianzfunktion
$D(r)$	Strukturfunktion
$E_{11}(k)$	spektrale Energiedichte
f	Coriolisparameter
$f_1$	Beobachtung
k	Wellenzahl
p	Luftdruck
P	geographische Position von Beobachtungen
$\bar{p}$	analysierter Druckwert am Gitterpunkt
r	Abstand - Gitterpunkt-Gitterpunkt - Gitterpunkt-Beobachtung - Beobachtung-Beobachtung
$r_c$	Konstante für Berechnung des Seegangalters
R	Einflußradius der Polynommethode
$R(r)$	Korrelationskoeffizient
$R_A(r)$	Autokorrelationskoeffizient
S	Summe der Abstandsquadrate der Polynommethode
$t_c$	Wirkzeit
$T_{Lv}$	virtuelle Lufttemperatur
$T_{Wv}$	virtuelle Wassertemperatur
U	Betrag der Windgeschwindigkeit
$U_{10}$	Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe
u	Ost-Komponente des Windes, nach Osten positiv

$u_g$	Ost-Komponente des geostrophischen Windes, nach Osten positiv
$\bar{u}_g$	analysierte Ost-Komponente des geostrophischen Windes am Gitterpunkt, nach Osten positiv
$v$	Nord-Komponente des Windes, nach Norden positiv
$v_g$	Nord-Komponente des geostrophischen Windes, nach Norden positiv
$\bar{v}_g$	analysierte Nord-Komponente des geostrophischen Windes am Gitterpunkt, nach Norden positiv
$W$	Beobachtung
$WI$	relative Wichtung von Druck- und Windbeobachtungen
$x$	Abstand Beobachtung-Gitterpunkt in West-Ost-Richtung
$x_c$	Wirklänge
$X$	Beobachtung
$y$	Abstand Beobachtung-Gitterpunkt in Süd-Nord-Richtung
$Y$	Beobachtung
$Z$	Beobachtung
$\beta$	Seegangalter (wave age)
$\Phi$	geographische Breite
$\lambda$	Wellenlänge
$\Lambda$	geographische Länge
$\pi(r)$	Gaußfunktion
$\rho$	Luftdichte
$\tau$	Schubspannung
$\tau_x$	Ost-Komponente der Schubspannung, nach Osten positiv
$\tau_y$	Nord-Komponente der Schubspannung, nach Norden positiv
$\xi$	Ortskoordinate



## 16 LITERATUR

- K. ARPE, 1985: Meteorological Data: Kind, Distribution, Accuracy and Representativeness, Met. Training Course, Lecture Note No 2.1, EZMW
- M. BATH, 1974: Spectral Analysis in Geophysics. Developments in Solid Earth Geophysics 7, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam-Oxford-New York, 563 S.
- V.J. CARDONE, J.G. GREENWOOD und M.A. CANE, 1990: On Trends in Historical Wind Data, J. Climate, Vol. 3, S. 113-127
- K. BUMKE und L. HASSE, 1989: An Analysis Scheme for Determination of True Surface Winds at Sea from Ship Synoptic Wind and Pressure Observations, Bound. Layer Met. 47, S. 295-308
- A. BUZZI, D. GOMIS, M.A. PEDDER und S. ALONSO, 1991: A Method to Reduce the Adverse Impact that Inhomogeneous Station Distributions Have on Spatial Interpolation, Mon. Weather Rev. 119, S. 2465-2491
- G.P. CRESSMAN, 1959: An Operational Objective Analysis System, Mon. Weather Rev. 87, S. 367-374
- DWD, 1981: Schlüsseltafel für die Eintragung der Wetterbeobachtungen auf See, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt, Hamburg, 8 S.
- U. ENNENGA, 1985: Objektive Analyse aktueller Wind- und Druckfelder über dem Nordatlantik, Ber. Inst. f. Meereskunde Kiel 142, 103 S.
- G. FENGLER, 1966: Die Homogenität des Meteorologischen Feldes über See, Deutsche Hydrogr. Zeitschrift, Jahrgang 19, Heft 3, S. 104-113
- C. FRANKIGNOUL und P. MÜLLER, 1979: Quasi-geostrophic Response of an Infinite  $\beta$ -plane Ocean to Stochastic Forcing by the Atmosphere, J. Phys. Oceanogr. 9, S. 104-127

M.H. FREILICH und D.B. CHELTON, 1986: Wavenumber Spectra of Pacific Winds Measured by the Seasat Scatterometer, J. Phys. Oceanogr. 16, S. 741-757

K.S. GAGE, J.R. McAFEE, W.G. COLLINS, D. SÖDERMAN, H. BÖTTGER, A. RADFORD und B. BALSLEY, 1988: A Comparison of Winds Observed at Christmas Island Using a Doppler Radar with NMC and ECMWF-Analysis, Bulletin Am. Met. Society 69, Nr. 9, S. 1041-1046

E.A. GIFFORD, 1988: A Similarity Theory of the Tropospheric Turbulence Energy Spectrum, J. Atm. Sciences 45, Nr. 8, S. 1370-1379

B. GILCHRIST und G.P. CRESSMAN, 1954: An Experiment in Objective Analysis, Tellus 6, S. 309-318

F.A. GODSHALL, W.R. SEGUIN und P. SABOL, 1976: GATE Convection Subprogram Data Center: Analysis of Ship Surface Meteorological Data Obtained during Gate Intercomparison Periods, NOAA Techn. Reports EDS 17, S. 1-73

S.K. GULEV und V.V. UKRAINSKIY, 1989: The Role of Different Time Scales in Ocean-Atmosphere Energy Exchange Processes, Izvestiya, Atm. and Oceanic Physics 25, Nr. 7, S. 495-505

L. HASSE, 1968: Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See, Hamburger Geophysikalische Einzelschriften Heft 11, Cram, de Gruyter u. Co, Hamburg, 70 S.

IMSL, 1987: Stat/Library User's Manual, IMSL Customers Relations, Houston, Texas

H.-J. ISEMER, 1987: Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik, Ber. Inst. f. Meereskunde Nr. 160, Kiel, 184 S.

H.-J. ISEMER und L. HASSE, 1987: The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean Volume 2: Air Sea Interactions, Springer Verlag, 252 S.

- P.R. JULIAN, W.M. WASHINGTON, L. HEMBRIE und C. RIDLEY, 1970: On the Spectral Distribution of Large Scale Kinetic Energy, J. Atm. Science 27, S. 376-387
- P.R. JULIAN und H.J. THIEBAUX, 1975: On some Properties of Correlation Functions Used in Optimal Interpolation Schemes, Monthly Weather Rev. 103, S. 605-616
- L. KAUFELD, 1981: The Development of a new Beaufort Equivalent Scale, Met. Rundschau 34, S. 17-23
- B. KINSMAN, 1965: Wind Waves, Their Generation And Propagation on the Ocean Surface, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J., S. 286ff
- E. KREYSZIG, 1965: Statistische Methoden und ihre Anwendungen, Vandenhoeck & Ruprecht in Göttingen, 422 S.
- M. LATIF, 1990: ENSO Modelling at MPI, in Climate Ocean Interaction, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 173-191
- L.LAURSEN und E. ELIASSEN, 1989: On the Effects of the Damping Mechanisms in an Atmospheric General Circulation Model, Tellus 41A, S. 385-400
- D.K. LILLY und E.L. PETERSEN, 1983: Aircraft Measurements of Atmospheric Kinetic Spectra, Tellus 35A, S. 379-382
- A. LIPPERT, 1985: Erzeugung niederfrequenter ozeanischer Variabilität durch fluktuierende Windfelder, Ber. d. Inst. f. Meereskunde Nr. 150
- P. LÖNNBERG und A.H. HOLLINGSWORTH, 1984: Meteorological Data Analysis, Lecture Note No 2.2, EZMW, 85 S.
- P. LÖNNBERG und D. SHAW, 1987: ECMWF Data Assimilation, Research Manual 1, Scientific Documentation, Met. Bulletin, EZMW

- J.P. MC VEIGH, B. BARNIER und C. LE PROVOST, 1987: Spectral and Empirical Orthogonal Function Analysis of Four Years of European Center for Medium Range Weather Forecast Wind Stress Curl over the North Atlantic Ocean, J. Geoph. Res. 92 C12, S. 13141-13152
- G.D. NASTROM und K.S. GAGE, 1985: A Climatology of Atmospheric Wavenumber Spectra of Wind and Temperature Observed by Commercial Aircraft, J. Atm. Science 42, Nr 9, S. 950-960
- H.A. PANOFSKY, 1949: Objective Weather Map Analysis, J. Meteor. 6, S. 386-392
- W. PERRIE und B. TOULANY, 1989: Correlations of Sea Level Pressure Fields for Objective Analysis, Mon. Weather Rev. 117, S. 1965-1974
- P. QUEFFEULOU, 1991: Accuracy of Wind Measurements Performed on Bouys, Ship, and Island during the TOSCANE-2 Experiment, J. Atmospheric and Oceanic Techn. Vol. 8, S. 835-851
- R.W. REYNOLDS, K. ARPE, C. GORDON, S.P. HAYES, A. LECTMAA und M.J. McPHADEN, 1989: A Comparison of Tropical Pacific Surface Wind Analysis, J. Climate 2, S. 105-111
- R. SAUSEN, K. BARTHEL und K. HASSELMANN, 1988: Coupled Ocean-Atmosphere Models with Flux Correction, Clim. Dynamics 2, S. 145-163
- C.D. SCHÖNWIESE, 1985: Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Stuttgart, 231 S.
- S.D. SMITH, 1989: Water Vapor Flux at the Sea Surface, Bound. Lay. Met. 47, S. 277-293
- S.D. SMITH, R.J. ANDERSON, W.A. OOST, C. KRAAN, N. MAAT, J. DeCOSMO, K.B. KATSAROS, K.L. DAVIDSON, K. BUMKE, L. HASSE, H.M. CHADWICK, 1992: Sea Surface Wind Stress and Drag Coefficients: The HEXOS Results, Bound. Layer Met., (in Druck)

D.B. SHAW, P. LÖNNBERG und A.H. HOLLINGSWORTH, 1984: The 1984 Revision of the ECMWF Analysis Scheme, ECMWF Techn. Mem. 92, 96 S.

H.J. THIEBAUX, 1976: Anisotropic Correlation Functions for Objective Analysis, Mon. Weather Rev. 104, S. 994-1002

H.J. THIEBAUX und M.A. PEDDER, 1987: Spatial Objective Analysis: With Applications in Atmospheric Sciences, Academic Press, 299 S.

K.E. TRENBERTH und J.G. OLSON, 1988: An Evolution and Intercomparison of Global Analysis from the National Meteorological Center and the European Center for Medium Range Weather Forecasts, Bulletin Am. Met. Society 69, Nr. 9, S. 1047-1057

S. WICKERT, 1971: Simple Statistical Methods in the Study of Meteorological Fields, in Statistical Methods and Instrumentation in Geophysics, Teknologisk Forlag, Oslo, S. 67-69

J. WILLEBRAND, 1978: Temporal and Spatial Scales of the Wind Field over the North Pacific and North Atlantic, J. Phys. Oceanogr. 8, Nr. 6, S. 1080-1094

J. WILLEBRAND, 1981: Zur Erzeugung großräumiger Ozeanischer Strömungsschwankungen in mittleren Breiten durch veränderliche Windfelder, Ber. Inst. f. Meereskunde Kiel 83, 101 S.

S. ZANK, 1984: Free Convection Scaling over the Ocean Derived from Buoy Measurements During GATE, Bound. Lay. Met. 29, S. 139-153

**Danksagung**

Für die Betreuung dieser Dissertation und für viele anregende Diskussionen möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr. L. Hasse, herzlich bedanken.

Ich danke Herrn Professor Dr. E. Ruprecht für viele fruchtbare Kommentare zu meiner Arbeit.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Abteilungsmitgliedern, insbesondere bei Frau F. Nevoigt und Frau D. Michaelis, die mir bei der Erstellung der täglichen Windfelder behilflich waren, für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Außerdem möchte ich dem Deutschen Wetterdienst und dem Europäischen Zentrum für Mittelfristige Wettervorhersage für die Bereitstellung der Daten danken.

Abschließend möchte ich noch der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken, die diese Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 133, "Warmwassersphäre des Nordatlantiks", finanziell unterstützt hat.