

Z 802

2a

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

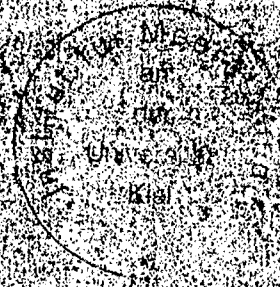


Nr. 34

**Spektren des Windes
über Land und über Meer
im Periodenbereich
von 1 Minute bis 1 Tag**

DOI 10.3289/IFM_BER_34

ULRICH CUBASCH



ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit werden 11 Windspektren berechnet und ausgewertet, von denen 5 auf Messungen während Baltic 75 über der Ostsee, 2 auf Messungen über dem tropischen Atlantik während des Gate-Experiments, 2 auf Messungen über einem Getreidefeld bei Meppen (Emsland) und 2 auf Messungen über einem Rapsfeld (ebenfalls Meppen, Emsland) beruhen.

1. Es zeigt sich, daß der Verlauf der Spektralkurven grob in drei Klassen eingeteilt werden kann:

- a) Die Energie nimmt mit zunehmender Frequenz ab.
- b) Die Energie nimmt mit zunehmender Frequenz zu.
- c) Die Energie ändert sich mit der Frequenz nicht.

(Die Bezeichnung zunehmend, abnehmend, konstant bleibend ist nur für eine Darstellungsweise zutreffend, in der die mit der Frequenz multiplizierte Energiedichte linear gegen den Logarithmus der Frequenz aufgetragen ist).

Der Verlauf der Spektralkurve ist unabhängig von der Bodenbeschaffenheit, jedoch scheinen Luftmasseneigenschaften und die Stabilität eine Rolle zu spielen. Ein zahlenmäßiger Zusammenhang läßt sich aber nicht nachweisen.

2. Die Energie bei hohen Frequenzen ($n \geq 3$ cph oder $T \leq 20$ min) ist der Schubspannung u^2 direkt proportional.
3. Die Energie ist bei diesen Frequenzen eine Funktion des Stabilitätsparameters R_i .
4. In dem Frequenzintervall $3 h \geq T \geq 20$ min kann keine Abhängigkeit zwischen der spektralen Energie und irgendwelchen meteorologischen Parametern festgestellt werden. Auch ändert sie sich von Spektrum zu Spektrum kaum.
5. Keines der Spektren weist ein eindeutiges Energieminimum auf (das sogenannte "Gap"), jedoch kann man bei den Spektralkurven, die mit zunehmender Frequenz ansteigen, seine Existenz vermuten.

6. Der Verlauf der Spektralkurven lässt sich durch eine mathematische Funktion beschreiben. Sie benötigt als Eingabeparameter die mittlere Windgeschwindigkeit, die gesuchte Höhe z , die Schubspannung u_*^2 und den Stabilitätsparameter Ri . Die Abweichungen der durch diese Funktion wiedergegebenen Spektren von den durch eine harmonische Analyse gewonnenen Spektren beträgt in den meisten Fällen weniger als + 55 % und - 31 %. Sie liegen damit innerhalb des 95 % Vertrauensintervalles, das die mit der Fourieranalyse berechneten "wahren" Spektren umgibt.

SUMMARY

The present paper is concerned with 11 wind-spectra, which were computed from time series collected above the Baltic Sea (Ostsee) (5), above the tropical Atlantic during the Gate Experiment (2), above a corn field in the Emsland (flat country) (2) and above a rape field (2) in the Emsland.

It is possible to classify the spectral distribution according to the following characteristics;

- the spectral energy increases with increasing frequency
- the spectral energy decreases with increasing frequency
- the spectral energy does not change with frequency

(The characterisation (increasing, decreasing or constant) is only valid for such diagrammatical pictures, for which the energy-density multiplied with the frequency is plotted linearly against the logarithm of the frequency.)

The outlay of the spectral curve is independent of surface roughness, but stability and air mass differences seem to play an important role.

At high frequencies ($n \geq 3$ cph or $T \leq 20$ min) the spectral energy is directly proportional to the shearing stress u_*^2 and is also a function of stability.

In the frequency range $n \leq 3$ cph ($T \geq 20$ min) meteorological parameters obviously do not influence the spectra.

In these frequency ranges the individual spectra do not differ much.

None of the spectra shows a gap like the "classical" one constructed by van der HOVEN (1957). But in those, where the energy increases with increasing frequencies, such a gap is possibly present.

The spectral distributions can be described by an mathematical function, in which enters the wind velocity, the height above the ground, the shearing stress u_*^2 and the Richardson-stabi-

lity-parameter R_1 as variables. The deviation between the spectral curves produced by use of the above mentioned function and those gained by application of a Fourier-analysis amount in most cases less than the intervall + 55 % to - 31 % (the confidence interval is non-symmetric). They are therefore contained inside the 95 % fidutial limits, which surround the "true" spectra computed by Fourier-analysis.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Windspektren	2
2.1 Das zweidimensionale Turbulenzmodell	2
2.2 Die harmonische Analyse	4
3. Die Gewinnung der Meßdaten und ihre Verarbeitung	8
3.1 Beschreibung der Meßdaten	10
3.2 Sammlung der Daten und ihre erste Verarbeitung	11
3.3 Filterung	17
3.4 Die harmonische Analyse endlicher Meßreihen	21
3.5 Statistische Absicherung der Spektren	27
3.6 Darstellung der Spektren	28
4. Ergebnisse	34
4.1 Beschreibung der Spektren	34
4.2 Vergleich der Spektren mit welchen aus der Literatur	60
4.3 Zahlenmäßige Erfassung und Parametrisierung der Spektren	64
4.3.o.1 Diskussion der verwendeten meteorologischen Parameter	64
4.3.o.2 Lineare Regression und Korrelationskoeffizient	67
4.3.1 Verhalten der Energie in verschiedenen Frequenzbändern bei der Änderung meteorologischer Größen	70
4.3.1.1 Die Schwankung des Windes in verschiedenen Periodenbereichen als Funktion des mittleren Windes	71
4.3.1.2 Die turbulente Energie in verschiedenen Frequenzbändern als Funktion der Schubspannung	79
4.3.1.3 Die turbulente Energie in verschiedenen Frequenzintervallen in Abhängigkeit von der Stabilität	87

	Seite
4.3.2 Variation des Verlaufes der Spektralkurven in Abhängigkeit von meteorologischen Parametern	95
4.3.3 Parametrisierungsansatz für die Spektren und Diskussion des funk- tionalen Zusammenhanges	97
5. Literaturverzeichnis	111
6. Anhang	114
6.1 Tabelle der charakteristischen Daten jeder Meßreihe	114
6.2 Graphische Darstellung des Windes jeder Meßserie	123

1. EINLEITUNG

In der Atmosphäre laufen meteorologische Prozesse in Größenordnungen, die von wenigen μm bis hin zu einigen 10 000 km reichen, insgesamt etwa 10 Zehnerpotenzen, ab. In einer routinemäßigen numerischen Vorhersage aber können aus technischen Gründen meteorologische Phänomene, die eine geringere räumliche Ausdehnung als 300 km haben, und welche, die in einer kürzeren Zeit als etwa 3 Stunden begonnen und wieder geendet haben, nur unzureichend erfaßt werden. Gerade diese Wettererscheinungen sind eminent wichtig;

- in dieser Größenskale erfolgt der Energieaustausch zwischen der Erd- und Meeresoberfläche und der Atmosphäre durch Konvektion, Reibung, Verdunstung und Kondensation;
- in diesen Größenordnungen bewegen sich auch die Wettererscheinungen, die für den Menschen am deutlichsten fühlbar sind, wie Schauer, Böen, Nebel, Frost, kurzge sagt, was man laienhaft unter Wetter versteht.

Für einen Synoptiker bereitet die Vorhersage des Wetters nach einer analysierten Karte nur geringe Schwierigkeit, um jedoch die Vorhersage der einzelnen Wettererscheinungen von der Erfahrung des Einzelnen unabhängig zu machen und diese auch durch eine Rechenanlage durchführen zu können, versucht man herauszufinden, ob man aus den an einem beliebigen Ort gemessenen Standardwerten auf das kleinskalige Wettergeschehen zwischen diesen Meßorten schließen kann: man versucht, das Wettergeschehen zu parametrisieren.

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich damit, ob man aus der Temperatur, der Windgeschwindigkeit, der geographischen und topographischen Lage auf die Schwankungen des Windes und die in diesen Schwankungen enthaltene Energie schließen kann. Hierbei wird ein Zeitbereich behandelt, der von 1 min bis 1 Tag reicht.

Um die Abhängigkeit der Schwankungen des Windes von

meteorologischen Parametern zu studieren, ist es zunächst notwendig, sich über die Ursache und die Struktur dieser Schwankungen ein Bild zu machen. Hierzu dient das folgende Kapitel.

2. WINDSPEKTREN

2.1 DAS ZWEIDIMENSIONALE TURBULENZMODELL

Um die Entstehung der Schwankungen des Windes zu veranschaulichen, soll an dieser Stelle das zweidimensionale Turbulenzmodell dargestellt werden, wie es DANNEKER (1973) beschrieb.

Er nimmt in diesem Modell Wirbel an, die um ihre horizontale Achse rotieren. Diese Wirbel schwimmen mit der Geschwindigkeit des Grundstromes \bar{u} an einem festen Bezugspunkt auf der Erdoberfläche vorbei. Sie sind ellipsenförmig deformiert, denn nur so können sie Impuls von der Erdoberfläche in die Atmosphäre übertragen. Ihre Rotationsachse steht senkrecht zur Richtung des Grundstromes (Abb. 2.1).

Stellt man an dem festen Bezugspunkt ein Anemometer auf, so registriert man, je nachdem, ob man sich an der Vorderseite oder der Rückseite eines derartigen Wirbels befindet, ein An- oder Abswellen des Windes: die Windgeschwindigkeit schwankt (um die Geschwindigkeit des Grundstromes). Man kann sich leicht vorstellen, daß die Größe der Schwankung (die Amplitude) ein Maß für die Rotationsgeschwindigkeit und mithin für den Energieinhalt des Wirbels ist, die Zeitdauer der Schwankung (die Periodenlänge) dagegen Aufschluß über die räumliche und zeitliche Ausdehnung der Wirbel bietet.

In der Atmosphäre überlagert sich eine Vielzahl verschieden großer, verschieden intensiver und auch verschieden geformter Wirbel (sie sind nur in erster Näherung elliptisch). Die Superposition der von jedem einzelnen Wirbel herrührenden Windschwankung erzeugt die Unregelmäßigkeiten, die man

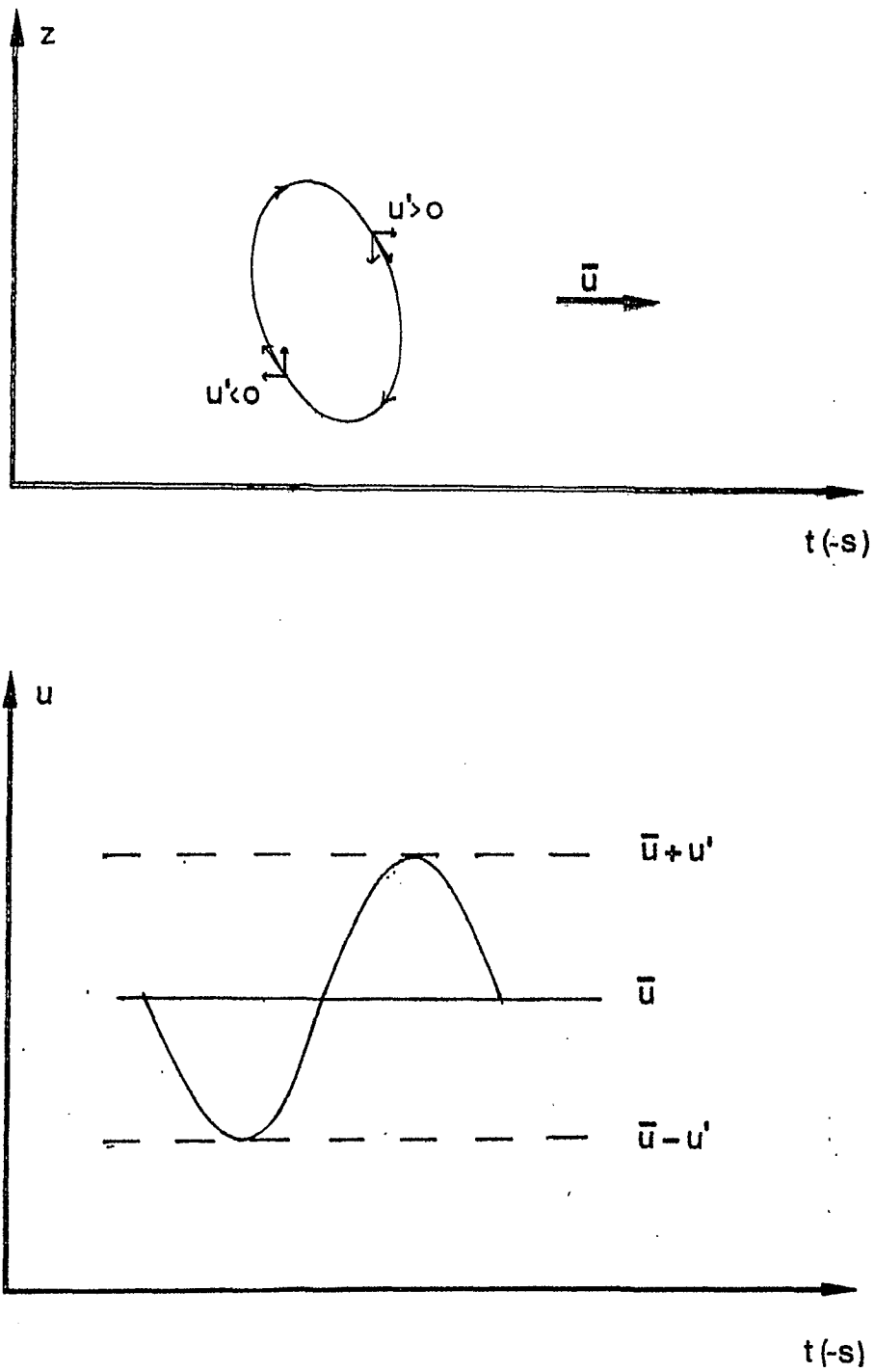


Abb. 2.1: Vertikalschnitt durch ein Turbulenzelement (oben) und die Auswirkung der Horizontalkomponente u' der Wirbelbewegung auf den mittleren Wind \bar{u} . Die Zeit ist direkt proportional zu der vom Wirbel zurückgelegten Weglänge (nach DANNECKER, 1973)

in einer Windregistrierung (siehe Abb. 6.1 ff) erkennen kann.

Wie entstehen diese Wirbel und wodurch werden sie aufrecht erhalten?

Um die rotierende Bewegung eines Wirbels zu erzeugen und sie aufrecht zu erhalten, ist Energie notwendig. Diese steht in zwei Formen zur Verfügung, nämlich:

- thermische Energie (durch Auftriebskräfte)
- und
- kinetische Energie (durch Scherkräfte).

Je nach der Art der sie erzeugenden Kräfte ist die Größe der Wirbel verschieden. Tabelle 2,1 bietet einen Überblick über die Verknüpfung von zeitlicher und räumlicher Ausdehnung der Wirbel einerseits und der sie erzeugenden Kräfte andererseits.

In den von mir bearbeiteten Meßreihen mit ihren Zeitbereichen sollte die durch Reibung erzeugte Turbulenz so gut wie keine Rolle mehr spielen, sondern nur noch die auf thermischer Instabilität beruhende. Es müßte aber möglich sein, das Erscheinen von vier verschiedenen Turbulenzelementen zu erfassen, d.h. ihre Häufigkeit und ihren Energieinhalt zu messen. (Hier stellt sich allerdings die Frage, ob der Einfluß derartig großer Wirbel überhaupt bis in Bodennähe reicht oder ob die eigentliche Rotation nicht in größeren Höhen stattfindet und den Bodenwind nicht mehr wesentlich beeinflußt.)

Wie aber kann man das Auftreten von Wirbeln objektiv feststellen?

2.2 DIE HARMONISCHE ANALYSE

Gehen wir noch einmal zum zweidimensionalen Wirbelmodell zurück: Wir haben gesehen, daß es für jeden Wirbel zwei charakteristische Größen gibt:

- die Zeitdauer der Schwankung (Periodenlänge)
- die Größe der Schwankung (Amplitude) oder ihre Intensität (Energie).

Tabelle

Bewegungsform	Symbol	Horizontale Erstreckung	Vertikale Erstreckung	Erstreckung vertikal horizontal	Charakteristische Länge L	Dauer	Charakteristische Zeit T	Charakteristische Geschwindigkeit V
Mechanische Turbulenz	M	< 20 m	< 20 m	1 : 1	10 m	< 30 sec	10 sec	1,0 m sec ⁻¹
Kleintäumige thermisch bedingte Turbulenz	t	< 10 m	< 20 m	2 : 1	10 m	< 30 sec	15 sec	0,7 m sec ⁻¹
Thermik	t	10—50 m	20—500 m	10 : 1	250 m	2—10 min	6 min	0,7 m sec ⁻¹
Schwache Cumuluskonvektion	☁	50—500 m	500 m—2 km	5 : 1	1 km	10—30 min	20 min	0,8 m sec ⁻¹
Mäßige Konvektion	☀	500 m—2 km	2—5 km	2 : 1	2,5 km	20 min—1 hr	40 min	1,0 m sec ⁻¹
Starke Konvektion	☁	1—20 km	3—12 km	1 : 1	8 km	30 min—3 hr	100 min	1,3 m sec ⁻¹
Wolken-„Cluster“	☉	20—200 km	3—15 km	1 : 10	100 km	3—18 hr	10 hr	3 m sec ⁻¹
Zyklonen, Antizyklonen	Z	500—3000 km	3—12 km	1 : 500	1500 km	1 d—3 d	2 d	10 m sec ⁻¹
Lange Wellen oder planetarische Wellen	P	3000—10000 km	5—12 km	1 : 1000	6000 km	2 d—8 d	5 d	15 m sec ⁻¹

1
5
1

Tab. 2.1: In der Natur vorkommende Turbulenzelemente und ihre charakteristischen Daten (nach WIPPERMANN, 1971)

Die Harmonische Analyse bietet eine Möglichkeit, aus der Vielzahl der überlagerten Schwankungen einer Meßreihe einzelne Schwingungen herauszuziehen und ihre Amplitude zu berechnen.

Es sei zunächst nur der mathematisch-theoretische Ansatz der Fourieranalyse diskutiert (COURANT, 1971; BRONSTEIN, 1972), die praktische Verwendung wird in Kapitel 3.4 erläutert.

Nehmen wir an, wir hätten eine Meßreihe des Windes $u(t)$. Diese Meßreihe sei kontinuierlich (stetig) und periodisch ($u(t) = u(t + T_0)$; T_0 : = Grundperiodenlänge). Aus dieser letzten Forderung folgt auch, daß sie unendlich lang sein muß.

Eine derartige Meßreihe läßt sich dann durch eine unendliche Summe von Sinus- und Kosinusfunktionen approximieren, bis die mittlere quadratische Abweichung der Summenfunktion von der "wahren" Meßreihe minimal wird:

$$u(t) = \bar{u} + \sum_{k=1}^{\infty} \{a_k \cos(2\pi kt/T_0) + b_k \sin(2\pi kt/T_0)\} \quad (2.1)$$

T_0 : Grundperiodenlänge

k : Wellenzahl

Die Fourierkoeffizienten a_k und b_k lassen sich wie folgt berechnen:

$$a_k = 2/T_0 \int_{-T_0/2}^{+T_0/2} u(t) \cos(2\pi kt/T_0) dt$$
$$b_k = 2/T_0 \int_{-T_0/2}^{+T_0/2} u(t) \sin(2\pi kt/T_0) dt \quad (2.2)$$

Die Amplitude einer Schwingung ist definiert durch:

$$A_k = (a_k^2 + b_k^2)^{1/2} \quad (2.3)$$

und die Intensität (Energie) durch:

$$E_k = 1/2 (a_k^2 + b_k^2) \quad (2.4)$$

Eine Darstellung der Amplitude oder der Energie in Abhängigkeit von der Wellenzahl (oder Frequenz) nennt man Amplituden- oder *Energiespektrum*.

Wie man Gleichung (2.1) entnehmen kann, sind die Frequenzen n , definiert durch:

$$n = k/T_0 \quad (2.5)$$

, in die man die Meßreihe zerlegt, ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz ($n_0 = 1/T_0$). Die Differenz zweier benachbarter Frequenzen beträgt also genau die Grundperiode ($n_1 + n_0 = n_2$). Man bezeichnet als *spektrale Energiedichte* folgende Größe:

$$S(n) = E_k / (2\pi/T_0) \quad (2.6)$$

, die uns später noch beschäftigen wird.

Zerlegt man eine Meßreihe des Windes in einer harmonischen Analyse, so erhält man alle Werte, die man zur Bestimmung der Wirbel braucht.

Die Dauer der Schwankung kann man nach der Taylor-Hypothese auch in die räumliche Ausdehnung umrechnen:

$$L = 2 \bar{u} n \quad (2.7)$$

L : = Länge (= Durchmesser) der Wirbel
doch gilt diese Beziehung nur für isotrope Turbulenzelemente, für nicht annähernd kreisrunde erhält man aus Beziehung (2.7) nur ihre horizontale Erstreckung.

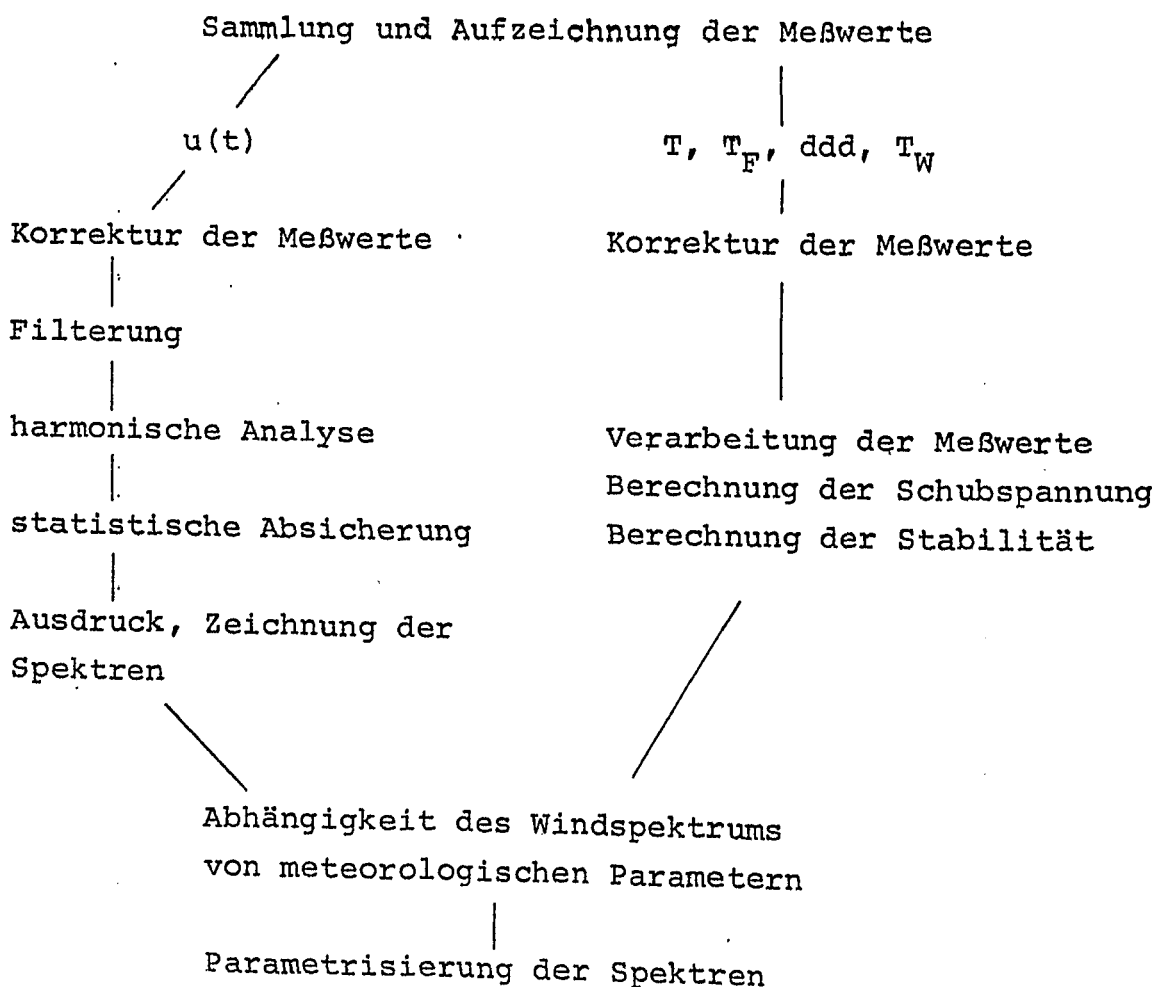
Leider sind wir oben von einer idealen Meßreihe ausgegangen. (Welche Meßreihe ist schon unendlich lang?) Auch wurden bei den vorliegenden Meßreihen die Werte nicht kontinuierlich, sondern diskret aufgezeichnet, was bedeutet, daß jeder Meßwert der Mittelwert eines ein (bzw. vier) minütigen Zeitraumes ist.

Auch ist wenig wahrscheinlich, daß der Wind in bestimmten Periodenbereichen schwingt, sondern es handelt sich hier eher um einen stochastischen Vorgang.

Wie man eine Meßreihe erstellt, sie auf Fehler untersucht, sie weiter verarbeitet, um schließlich auf ein Spektrum zu kommen, schildert das folgende Kapitel.

3. GEWINNUNG DER MESSDATEN UND IHRE VERARBEITUNG

Das Blockdiagramm gibt an, wie man vom Sammeln der Meßwerte über die harmonische Analyse zu den Spektren und dann zur eigentlichen Auswertung kommt:



METEOROLOGISCHE BOJE

Telemetrie Antenne

- 9 -

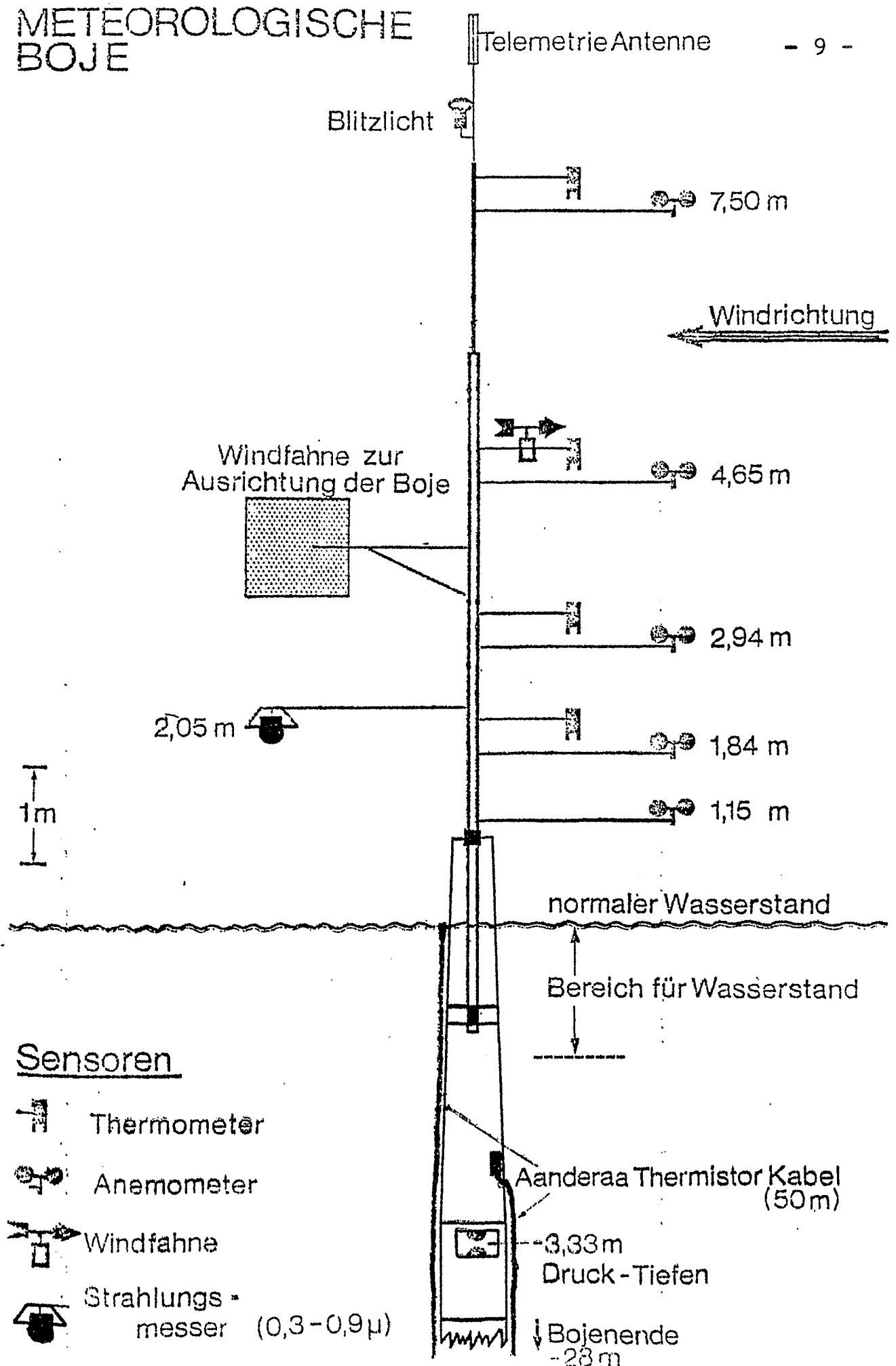


Abb. 3.0: Die bei den Baltic-Meßserien verwendete Meßboje.
 Eine ähnliche Boje, nur mit anderer Meßfühleranordnung wurde auch zu den Gate Messungen benutzt. Für die Greiv Messungen wurde der Überwasserteil der Boje auf den

In diesem Kapitel soll nur der linke Zweig des Flußdiagrammes durchdiskutiert werden, der rechte wird in Kapitel 4 besprochen.

3.1 BESCHREIBUNG DER MESSDATEN

Die Messungen wurden mit einer sogenannten Profilanlage gewonnen (Abb. 3.0). Sie besteht im wesentlichen aus einem etwa 10 m hohen Mast, an dem in verschiedenen Höhen an Auslegern Sensoren für die Temperatur sowie Schalenkreuzanemometer angebracht sind. Für Messungen über See wird dieser Mast auf einen Schwimmkörper gestellt, der so konstruiert ist, daß Seegangsbewegungen wenig auf den Mast zurückwirken (trägheitsstabilisiert). Im Wasser schwimmend wird die Profilanlage durch eine große Windfahne so gedreht, daß die Anemometer in Luv des Mastes zu stehen kommen.

Bei den Messungen über Land wurde die Meßanlage fest im Boden verankert. Hier konnte es vorkommen, daß die Schalenkreuze in Lee des Mastes lagen und einen gestörten Wind registrierten.

Die Meßreihen wurden an fünf verschiedenen Orten erstellt:

- in der Ostsee (Ende April bis Anfang Mai) (5 Serien)
- im tropischen Atlantik nahe des Äquators (2 Serien)
- im Emsland (im April) über dem Getreidefeld (2+2 Serien)
- im Emsland (im April) über einem Rapsfeld (2 Serien)

Die Wettersituationen reichten von "typischen Aprilwetter" mit seiner starken Variabilität (alle Baltic (Ostsee) Serien) über eine stabile Hochdrucklage (Hoch mit Kern über der Nordsee) bei den Greiv Messungen (Emsland) bis hin zu dem Wetter in der Passatzone mit geringer konvektiver Bewölkung (Gate) und der heftigen Konvektion mit starken Niederschlägen in der innertropischen Konvergenzzone.

Die mittlere Windstärke aller Meßreihen zusammen betrug

5,4 m/s, die minimale 3,39 m/s (Greiv S 7, Greiv S II) maximale 7,76 m/s (Baltic S 8). Die Windstärke der Meßserien über Land lag generell unter dem Mittelwert, die über dem Meer immer (bis auf Gate Vergleichsstation) darüber.

Die relative Feuchte schwankte zwischen 66 % (Greiv S I) und 90 % (Baltic S 1+2).

Die Schichtung konnte man in sieben Fällen als stabil bezeichnen (siehe Abb. 3.1) und in drei Fällen als labil. Die Stabilität der Meßserien über Meer unterschied sich untereinander nur wenig, die der Landmessungen dagegen erheblich. Dieses kann man zu einem Teil auf den Einfluß der großen Wärmekapazität des Wassers zurückführen, zum anderen waren die Meßserien über See um den Faktor fünf länger als die Landmessungen, so daß hier durch die Mittelung über eine größere Anzahl von Werten eine stärkere Glättung stattgefunden hat.

Das Mittelungsintervall betrug in allen Fällen außer Greiv S I und Greiv S II eine Minute, bei den anderen beiden je vier Minuten. Diese beiden Meßserien wurden durch Mittelung einiger kürzerer einminütiger Meßserien ergänzt. Eine ausführliche Auflistung der Daten der einzelnen Meßserien findet sich in Kapitel 6.

3.2 SAMMLUNG DER DATEN UND IHRE ERSTE VERARBEITUNG

Die Meßdaten wurden per Funk vom Mast zum Schiff bzw. der Meßstation übertragen und dort auf Magnetband oder Lochstreifen aufgezeichnet. Hierbei wurden einige Meßwerte falsch oder überhaupt nicht registriert. Dieses kann folgende Gründe haben:

a) am Meßmast:

- das Schalenkreuzanemometer fällt durch Wackelkontakte vorübergehend aus
- das Anemometer wird durch eine am Mast arbeitende Person gestört
- das Schalenkreuz bricht durch Wind- oder Welleneinwirkung auseinander.

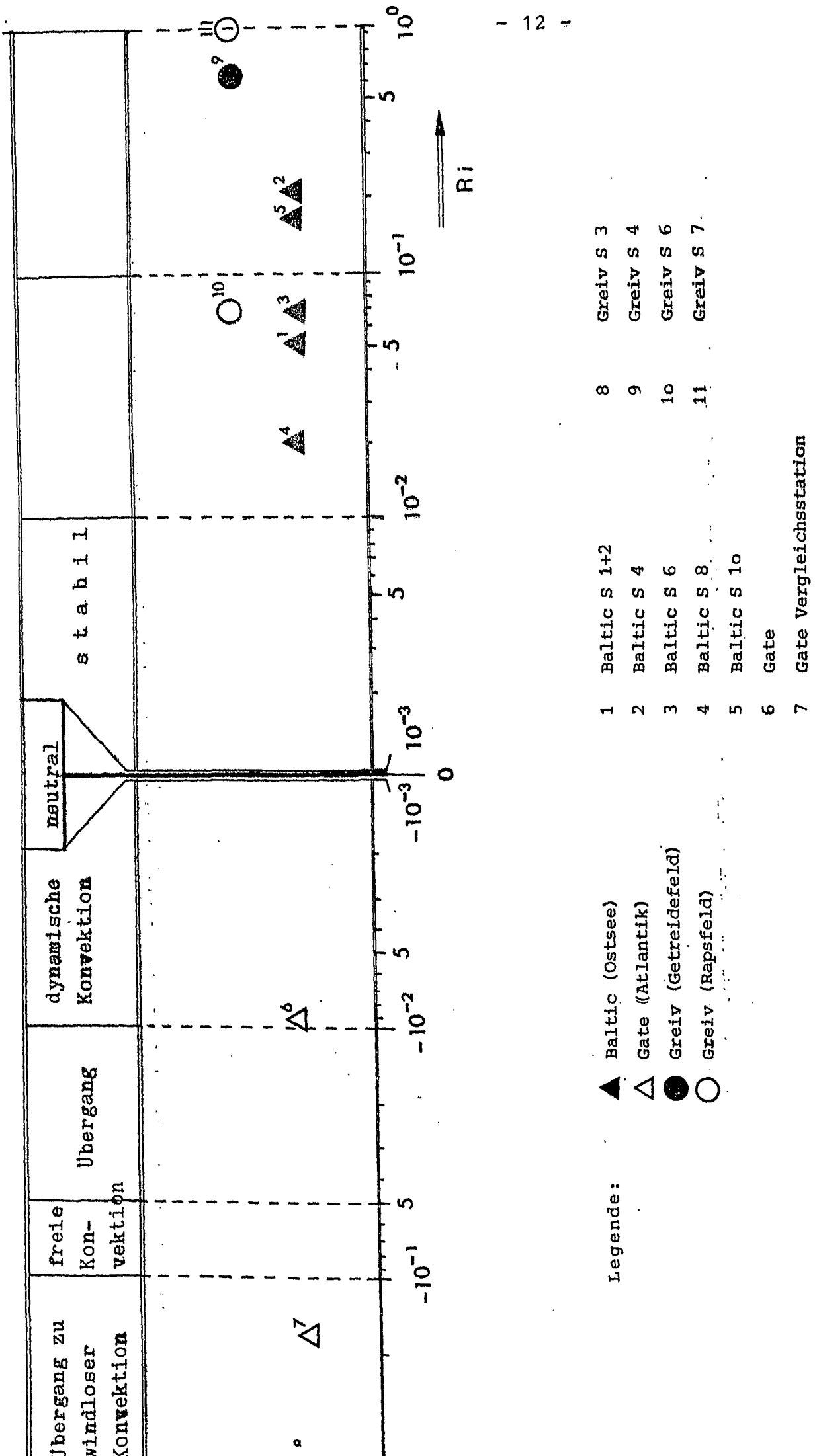


Abb. 3.1: Charakterisierung der Messungen mit Hilfe des Stabilitätsparameters Ri
 (in Anlehnung an KRUSPE, 1972)

- b) bei dem Datentransfer Meßmast - Registrierstation:
- Störung der Datenübermittlung durch andere starke Sender ("jedesmal, wenn die 'Anton Dohrn' ihren Sender einschaltete, begann der Fernschreiber unsinnige Symbolketten auszudrucken")
 - Verwechslung von Signalen (wird ein Meßwert nicht übertragen, so rutscht der nächst folgende an seine Stelle)
- c) in der Datenaufzeichnung:
- Defekte am Lochstreifenstanzer (Überlochung, Fehllochung)
 - Ausfälle, wenn der Lochstreifen oder das Band gewechselt wurden
 - Fehlerhaftes Übertragen der Lochstreifen auf Magnetband.

Die Daten wurden nach dem Einlesen auf Magnetband so korrigiert, daß verrutschte Werte wieder zurechtgerückt wurden. Fehlte ein Meßwert, so wurde er nach dem Fernschreiberdruck ergänzt, lag auch hier keine Information vor, so wurde er gleich 9999 gesetzt.

Für die harmonische Analyse braucht man eine lückenlose Meßreihe. Man mußte also die Daten so abwandeln, daß weder die Zahl 9999 noch andere Werte, deren Auftreten nicht reell erschien ($u(t)$ größer als 30 m/s oder $u(t)$ kleiner als 0 m/s), in der Meßreihe stehen blieben. Man konnte sie aber auch nicht ersatzlos streichen, da dieses unweigerlich zu einer Verfälschung des Spektrums führen würde.

Jede Meßreihe wurde zunächst einer Plausibilitätsabfrage unterworfen, d.h. es wurde abgefragt, ob der jeweilige Meßwert den Mittelwert aus den zehn ihn umgebenden Meßwerten um einen bestimmten Betrag über- oder unterschreitet, wobei auch untersucht wurde, ob er über einem festen Limit liegt. Fielen ein oder mehrere Werte aus diesen Grenzen heraus, so wurden sie linear aus dem letzten reell erscheinenden und dem ersten folgenden "vernünftigen" Wert linear interpoliert. In Abb. 6.1 ff sieht man Meßreihen nach einer derartigen Behandlung. Ausfälle tauchen in der behandelten Meßserie als glatter, meist schräger Strich auf. Hier stellt

sich die Frage, ob und in welchem Maße diese interpolierten Werte ein Spektrum beeinflussen.

Um dieses festzustellen, aber auch, um das Programm, das die harmonische Analyse durchführt, zu testen, wurde eine synthetische Meßreihe aus einer Überlagerung zweier Sinusschwingungen produziert. Außerdem wurde eine Aufstellung gemacht, wie häufig die Ausfälle in einer Meßreihe sind und wie oft wie viele Meßwerte hintereinander fehlen. (Abb. 3.2 für Gate). Nun wurden in die synthetische Meßreihe Ausfälle analog zu der oben genannten Häufigkeitsverteilung eingebaut und sowohl die unverfälschte wie die verfälschte synthetische Meßreihe der harmonischen Analyse unterworfen. In Abb. 3.3 sind beide Spektren übereinander gezeichnet, die durchgezogene Linie gibt das unverfälschte, die unterbrochene das Spektrum der verfälschten Meßserie wieder. Der große Höhenunterschied der spektralen Peaks bei der hohen und der niedrigen Frequenz hat seine Ursache in der hier verwendeten Darstellungsweise, bei der die mit der Frequenz multiplizierte Energiedichte linear gegen den Logarithmus der Frequenz aufgetragen wird, die Energiedichte mit zunehmender Frequenz folglich überhöht dargestellt wird.

Man erkennt deutlich, daß zwar ein Unterschied im Spektrum der verfälschten und der unverfälschten synthetischen Meßreihe besteht, doch liegt er unterhalb der Signifikanzschwelle (siehe Kapitel 3.5) und ist somit nur unbedeutend.

Man erhält auf diese Weise eine lückenlose Meßreihe. Diese muß noch weiter behandelt werden, denn um das Spektrum statistisch genügend absichern zu können, kann man aus einer x Zeitschritte umfassenden Meßreihe nur ein Spektrum berechnen, das die Periodenlänge $x/50$ auflöst. In der Meßreihe sind auch längere Perioden vorhanden, die, da sie nicht mehr separat aufgelöst werden, das Spektrum besonders im langwelligen Bereich verfälschen. Dieses führt uns zur Anwendung einer Filterung.

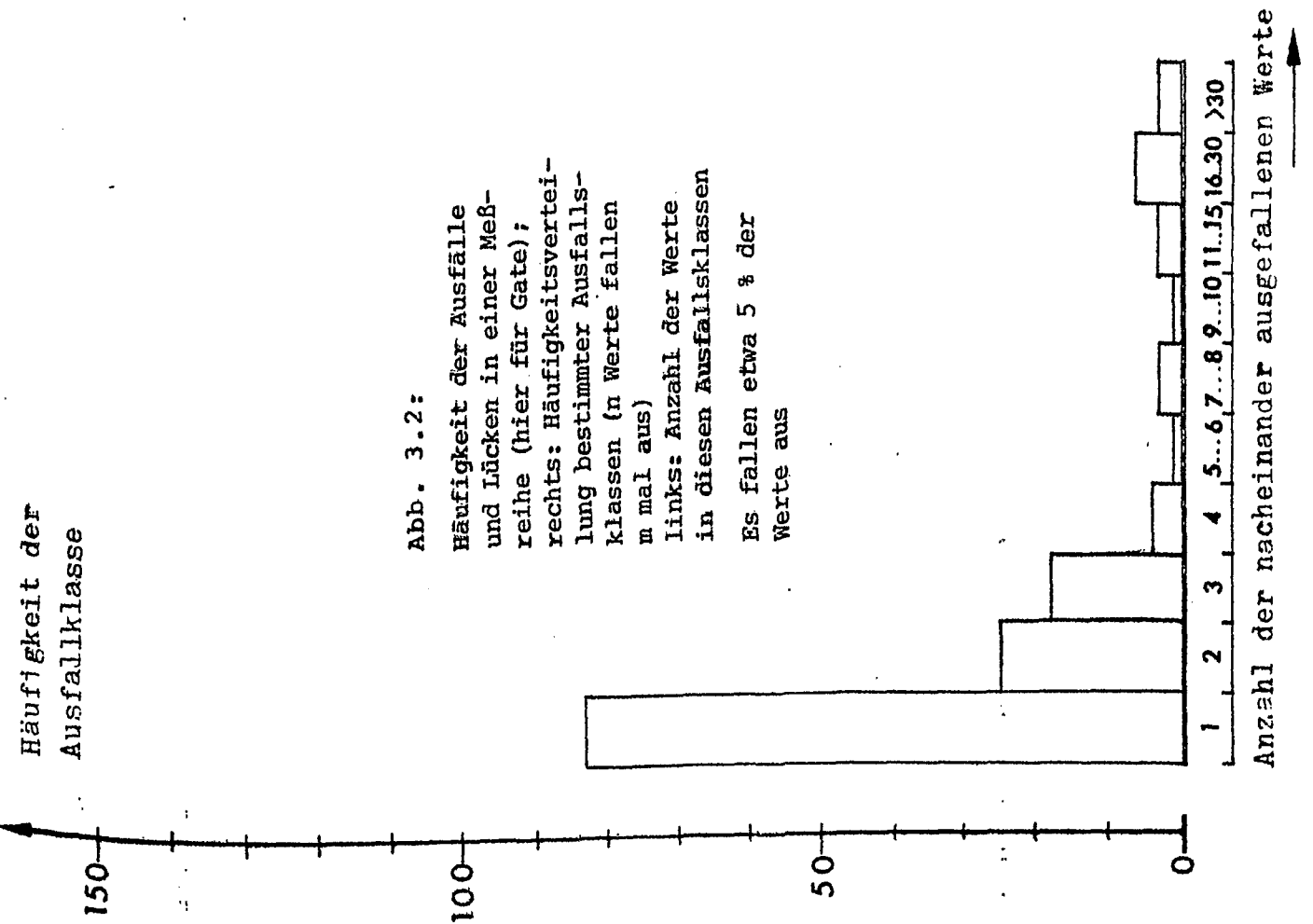
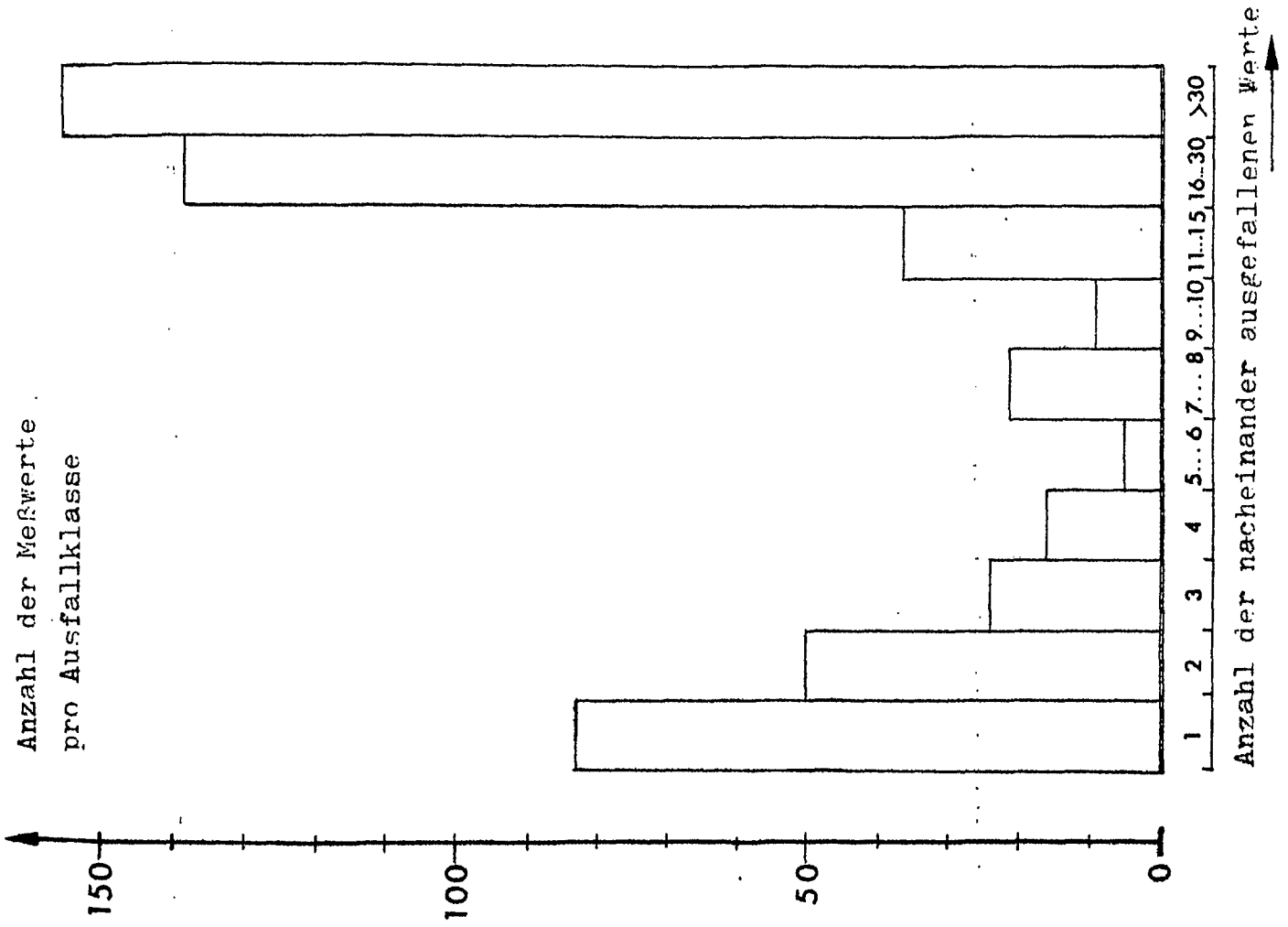


Abb. 3.2:

Häufigkeit der Ausfälle und Lücken in einer Meßreihe (hier für Gate); rechts: Häufigkeitsverteilung bestimmter Ausfallklassen (n Werte fallen m mal aus)
 links: Anzahl der Werte in diesen Ausfallklassen
 Es fallen etwa 5 % der Werte aus



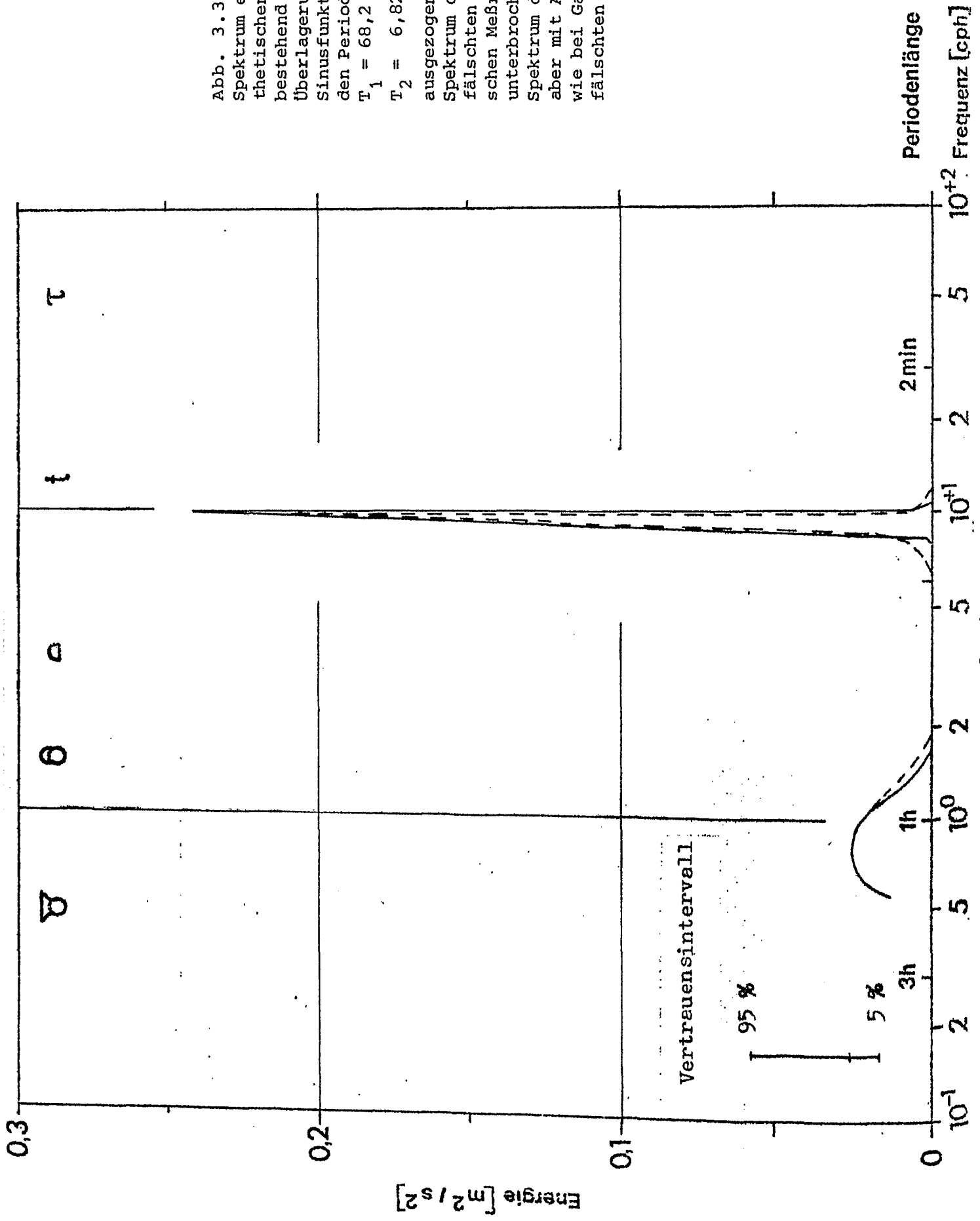


Abb. 3.3:
 Spektrum einer syn-
 thetischen MeBreihe,
 bestehend aus der
 Überlagerung zweier
 Sinusfunktionen mit
 den Periodenlängen
 $T_1 = 68,2$ min und
 $T_2 = 6,82$ min.
 ausgezogene Linie:
 Spektrum der unver-
 fälschten syntheti-
 schen MeBreihe;
 unterbrochene Linie:
 Spektrum derselben,
 aber mit Ausfällen
 wie bei Gate ver-
 fälschten MeBreihe

3.3 FILTERUNG

Um lange Perioden aus der Meßreihe herauszufiltern, benutzt man sogenannte Hochpaßfilter. Ein idealer Filter läßt ab einer gewissen Grenzfrequenz alle Frequenzen durch, unterhalb dieser unterdrückt er sie vollständig. Für die Meßreihen wurde folgender numerischer Filter verwandt (nach KRAUSS, 1966):

Sei $u(t) = u(m\Delta t)$ $m: = 1, 2, \dots, \theta$
 $\Delta t: =$ Abtastintervall

eine diskrete Zeitreihe. Diese Reihe will man nun so filtern, daß alle Frequenzen unterhalb einer Grenzfrequenz unterdrückt werden. Ideal ist hierfür ein Filter der Form:

$$F(T) = 1 \text{ für } T_2 \geq T \geq T_3 \\ = 0 \text{ sonst}$$

Dieses Filter kann man im Frequenzbereich durch eine Funktion $G(T)$ annähern:

$$G(T) = \gamma_0 + \sum_{i=1}^M (\gamma_i \cos(i\Delta t \cdot 2\pi/T)) \quad (3.1)$$

γ_i : = Gewichtungsfaktoren $i : = 1, 2, \dots, M$

wenn man jeden Meßwert der Zeitreihe aus sich selbst und den mit der unten folgenden Datengewichtungsfunktion multiplizierten Nachbarwerten neu errechnet und sich so eine modifizierte Zeitreihe schafft.

$$\gamma_0 = T_1/T_3 - T_1/T_2 \\ \gamma_i = 1/(i\pi) \cdot (\sin(i\pi T_1/T_3) - \sin(i\pi T_1/T_2)) \quad (3.2)$$

hierbei bedeuten:

T_1 : = kürzeste in der Meßreihe erfaßbare Periode
(Nyquistfrequenz)

T_2 : = maximal durchzulassende Periodenlänge

T_3 : = kürzeste durchzulassende Periodenlänge

M : = Anzahl der Gewichtungsfaktoren

i : = $1, 2, \dots, M$

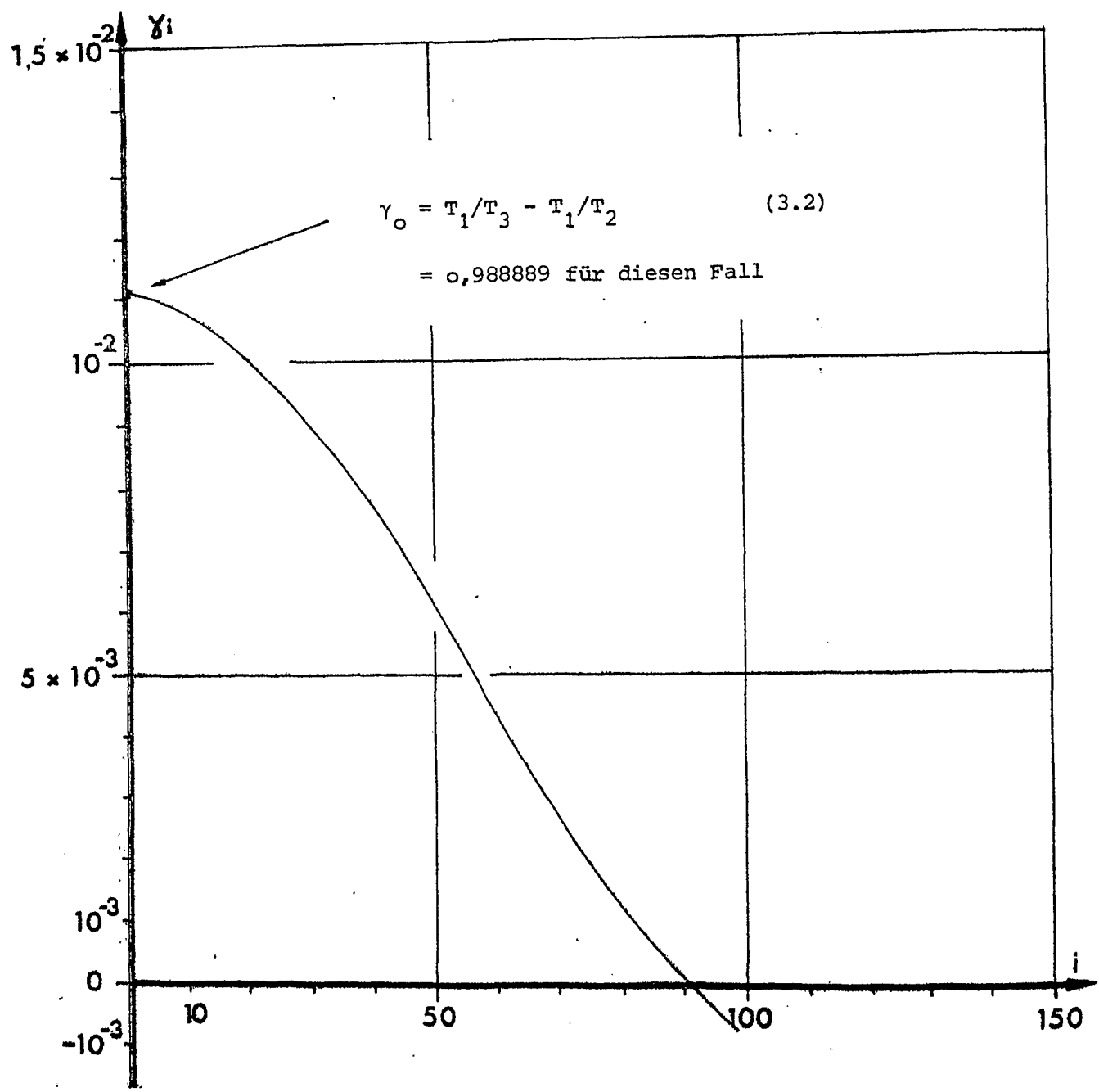


Abb. 3.4: Die für die Baltic-Serien verwendete Datengewichtsfunktion.

Um die Meßreihe zu filtern, wird jeder Meßwert aus den mit dem Gewichtungsfaktor γ_i multiplizierten Nachbarwert im Abstand i neu errechnet.

$$\gamma_i = 1/(i\pi) \cdot (\sin(i\pi T_1/T_3) - \sin(i\pi T_1/T_2)) \quad (3.2)$$

T_1 : Nyquistfrequenz (hier: 2 min)

T_2 : höchste durchzulassene Frequenz (hier: 2 min)

T_3 : niedrigste durchzulassene Frequenz (hier: 180 min)

Die Anzahl der Gewichtungsfaktoren beeinflusst sehr stark das Aussehen des Filters: Je größer die Anzahl ist, desto besser nähert sich die Form des Filters der eines idealen. Andererseits verkürzt sich die Meßreihe um die doppelte Anzahl der Filterfaktoren, so daß man hier einen Kompromiß schließen muß.

Abb. 3.4 zeigt die Datengewichtsfunktion, Abb. 3.5 die Durchlaßcharakteristik des zur Filterung der Baltic und Gate Daten verwendeten Hochpaßfilters. Abb. 6.7 zeigt, wie eine Meßreihe durch diesen Filter geglättet wird.

Die Spektren einer ungefilterten und derselben gefilterten Meßreihe findet man in Abb. 4.1 (für Baltic S 1+2). Man sieht deutlich, wie der Filter ab etwa 0,9 cph zu wirken beginnt und wie das Spektrum im langperiodischen Bereich von dem Filter verändert wird. Das übrige Spektrum bleibt weitestgehend unbeeinflusst oder die Veränderungen liegen unterhalb der Signifikanzschwelle.

Eine einfachere Form der Hochpaßfilterung ist die Trend-Elimination, die man benutzen kann, wenn in einer Meßreihe keine langen Perioden vorhanden sind, sondern nur ein linearer Anstieg oder Abfall zu erkennen ist (siehe Abb. 6.3).

In die Meßreihe wird eine optimale Gerade gelegt (siehe Kapitel 4.3.o.2) und diese wird dann von der Meßreihe abgezogen. Übrig bleibt eine Zeitreihe, die um einen konstanten Wert schwankt, also stationär ist. Die Trend-Elimination hat den Vorteil, daß keine Meßwerte verloren gehen und keine Nebenschwingungen wie bei der numerischen Hochpaßfilterung auftreten, andererseits ist diese Filterungsweise nicht so vollständig und arbeitet nur, wenn ein linearer Trend vorhanden ist.

Als letzter in dieser Arbeit verwendeter Filter ist noch der Tiefpaßfilter zu nennen. Er dient dazu, eine Meßreihe zu verkürzen, indem man über eine bestimmte Anzahl von Werten mittelt. Er hat den Vorteil, daß man Meßreihen verarbei-

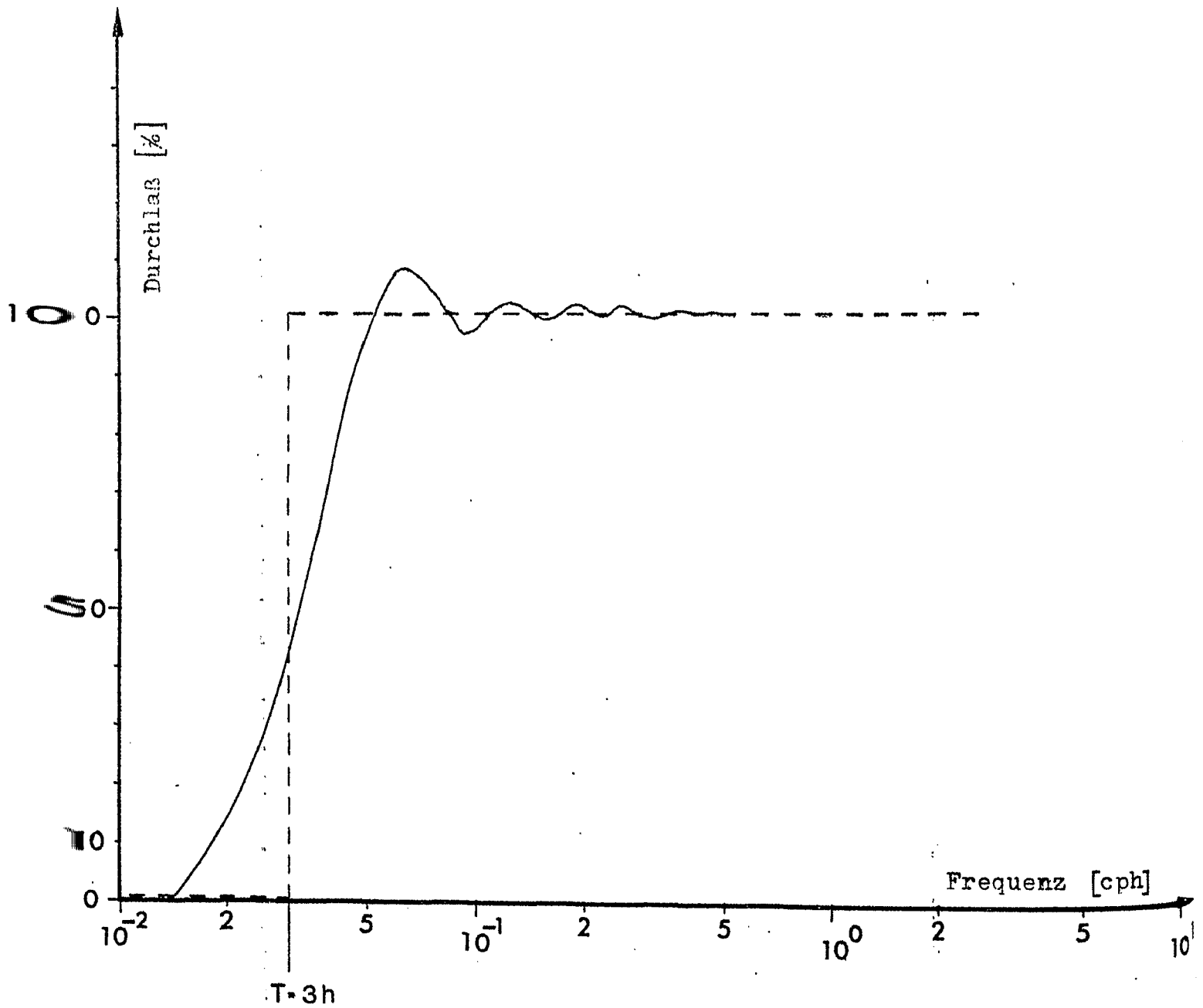


Abb. 3.5: Durchlaßcharakteristik eines Hochpaßfilters
durchgezogene Linie: der für die Baltic Serien verwendete Filter
unterbrochene Linie: ein idealer Filter für die gleiche Grenzfrequenz
Durchlaßbereich: $T \leq 3$ h; Sperrbereich: $T \geq 3$ h

ten kann, die sonst nicht mehr zu analysieren wären, da der Speicherplatz des Computers nicht ausreicht. Von Nachteil ist, daß die höchste Frequenz, die man noch auflösen kann, um den doppelten Wert des Mittelungsintervalles abnimmt.

Eine so vor- und aufbereitete Meßreihe kann man nun der harmonischen Analyse unterziehen.

3.4 DIE HARMONISCHE ANALYSE ENDLICHER MESSREIHEN

Dieses Kapitel bezieht sich im wesentlichen auf KRAUSS (1966) und TAUBENHEIM (1969).

Wie schon in Kapitel 2.2 erwähnt, kann man eine Meßreihe durch eine unendliche Summe von Sinus- und Kosinusfunktionen annähern. Eine der Voraussetzungen dafür ist, daß die Reihe kontinuierlich ist. Dieses ist bei den vorliegenden Zeitreihen nicht der Fall, vielmehr bestehen die vorliegenden Meßserien aus einer Folge diskreter Werte, die jeweils den Mittelwert für ein ein-(vier)minütiges Zeitintervall repräsentieren.

$$u(t) = u(m\Delta t) \quad \begin{array}{l} m: = 1, 2, \dots, \theta \\ \Delta t: = \text{Abtastintervall} \\ \theta: = \text{Länge der Meßreihe} \end{array}$$

Dieses hat zur Folge, daß Frequenzen, die kleiner sind als das doppelte Abtastintervall, nicht mehr aufgelöst werden können (Nyquistkriterium).

$$T_{\min} = 2\Delta t \quad (3.3)$$

Da der Wind durchaus kürzere Schwankungen aufweisen kann, wird das Spektrum durch diese hohen Frequenzen gestört: Man spricht von Aliasing.

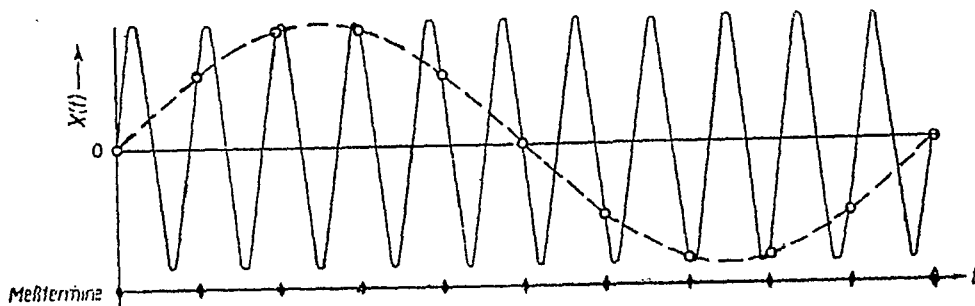


Abb. 3.7: Beispiel für den Aliasing-Effekt: Durch die Abtastung einer hochfrequenten Welle (durchgezogene Linie) wird eine niederfrequente Welle erzeugt, die in Wirklichkeit nicht existiert (nach TAUBENHEIM, 1969)

Dieses Phänomen sei hier kurz näher erläutert. Abb. 3.7 zeigt eine hochfrequente Welle, die in Zeitabständen, die größer sind als die Schwankungsdauer, abgetastet wird. Durch die Abtastung wird eine längerperiodische Welle vorgetäuscht, die in Wirklichkeit nicht existiert. Der Effekt des Aliasing spielt, wie Vergleiche mit Messungen von Hitzdrahtanemometern gezeigt haben (CLAUSS, 1971), zumindestens über See keine Rolle, da die Schwankungen, die durch Reibung erzeugt werden, sehr gering sind. Auch besitzen die verwendeten Schalenkreuzanemometer eine nicht vernachlässigbare Trägheit, so daß sie schon durch ihre Bauart kurzperiodische Schwankungen nicht mehr registrieren (WUCKNITZ, 1967).

Eine zweite Quelle für Nebeneffekte bei der Spektralanalyse ist die endliche Länge der Meßreihe. Ihr plötzlicher Anfang oder ihr Ende werden in der Fourierzerlegung als steile Flanke einer Rechteckfunktion interpretiert und muß durch eine große Anzahl von Sinus- bzw. Kosinusfunktionen angenähert werden, die das eigentliche Spektrum überlagern (Gibbsches Phänomen).

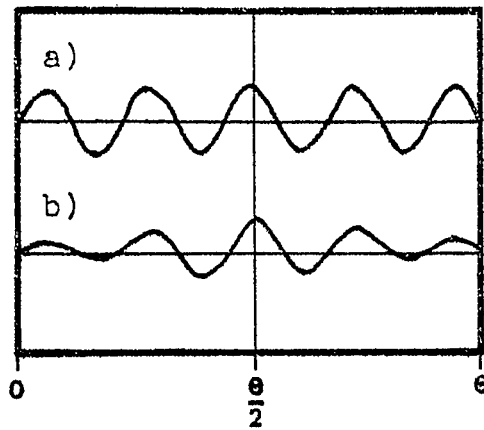


Abb. 3.8: Veränderung einer Meßreihe durch Multiplikation

- a) mit einer Rechteckfilterfunktion (die Meßreihe wird endlich, d.h. aus einer unendlichen Meßreihe wird ein Teilstück ausgeblendet)
 - b) mit einem Hann'schen Filter (eine ausgeblendete Meßreihe wird zu den Enden hin gedämpft)
- θ : Meßreihenlänge (nach KRAUSS, 1966)

Um dieses zu verhindern, überlagert man die Meßreihe mit einem Filter, der sie zur Mitte hin anschwellen läßt und zum Ende wieder dämpft (Abb. 3.8). Durch diese Maßnahme erhält man einen stetigen Übergang zwischen dem Anfang bzw. Ende der Meßreihe und dem Zeitraum vor und nach der Meßreihe.

Bei den von mir analysierten Meßreihen kam der Hann'sche Filter zur Anwendung:

$$W(t) = \begin{cases} 1/2 (1 - \cos (2\pi t/\theta)) & \text{für } 0 \leq t \leq \theta \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.4)$$

$W(t)$: = Filterfunktion, mit der die Meßreihe multipliziert wird

θ : = Meßreihenlänge

Abb. 3.9 zeigt, wie eine so gefilterte Meßreihe in der Spektralanalyse aussieht, darüber zum Vergleich das Spektrum der ungefilterten, aber endlichen Meßreihe (obwohl hier im eigentlichen Sinne keine direkte Filterung stattgefunden hat, spricht man in diesem Fall von einem Rechteckfilter, da man annimmt, daß durch den Beginn und das Ende der Reihe dieser eine Rechteckfunktion überlagert ist) und das äquivalente Linienspektrum einer idealen (unendlich langen) Meßserie. Links neben den Spektren sind die jeweiligen Filterfunktionen aufgetragen.

Man kann erkennen, daß bei Anwendung des Rechteckfilters die Spektrallinien zwar aufgelöst werden, gleichzeitig aber auch eine Vielzahl von Nebenlinien auftauchen. Diese Nebenmaxima sind bei der Verwendung des Hann'schen Filters nicht so ausgeprägt, dieser Filter verschmiert dagegen dicht zusammen liegende Spektrallinien: Die Auflösung ist geringer. Da es in den Windspektren keine bevorzugten Frequenzen gibt, fällt dieser Nachteil nicht so schwer ins Gewicht.

An dieser Stelle sei noch der Begriff Auflösung und Band-

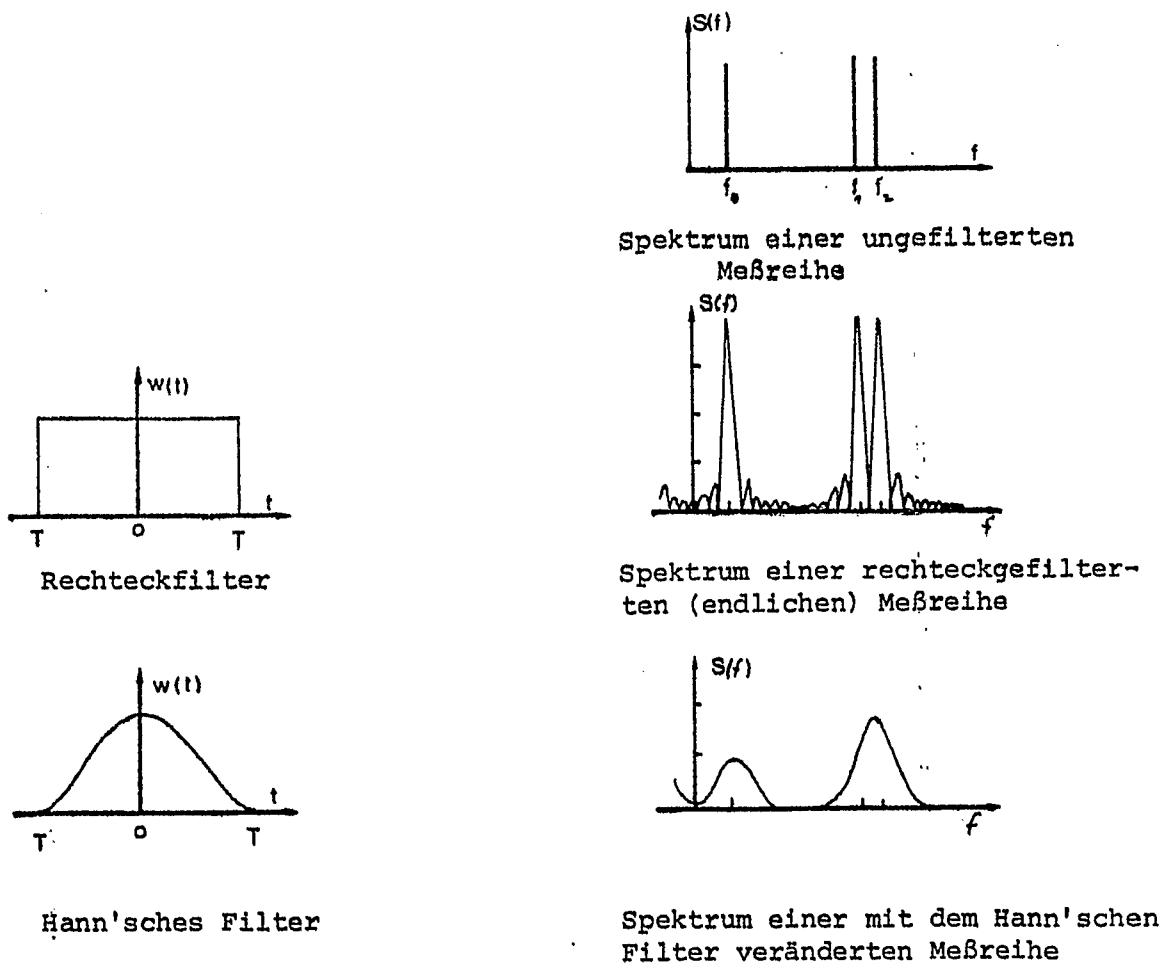


Abb. 3.9: Datenfenster (Filterfunktionen) und ihre Auswirkungen auf das Spektrum bei fest vorgegebenen Spektrallinien f_0 , f_1 und f_2 .

obere Reihe: Spektrum einer idealen Meßreihe (sie ist unendlich)

mittlere Reihe: das Rechteckfilter und das Spektrum einer so gefilterten Meßreihe (jede endliche Meßreihe ist rechteckgefiltert)

untere Reihe: Hann'sches Filter und das Spektrum einer so gefilterten Meßreihe

$w(t)$: Datengewicht

f : Frequenz (nicht entdimensionalisiert)

$S(f)$: Energiedichte

(nach JENKINS, WATTS, 1968)

breite definiert:

- die Auflösung gibt an, wie dicht zwei Frequenzen nebeneinander liegen können, daß sie in der harmonischen Analyse noch als zwei verschiedene Frequenzen interpretiert werden
- die Bandbreite ist ein Maß dafür, wie weit eine Spektrallinie in der Spektralanalyse verschmiert wird. Sie gibt die Unsicherheit der Zuordnung von Frequenz und Spektrallinie an.

Die Bandbreite ist bei einem Hann'schen Filter doppelt so groß wie die eines Rechteckfilters (bei gleicher Länge der Meßreihe).

Wie in Kapitel 2.2 erwähnt, nähert man die Meßreihe in der harmonischen Analyse durch eine Summe von Sinus- und Kosinusfunktionen an, deren Periodenlänge ganze Vielfache einer Grundperiode sind. Diese Grundperiode wird bei einer endlichen Meßreihe durch ihre Länge bestimmt:

$$T_0 : = \theta / 2 \quad (3.5)$$

Je länger eine Meßreihe ist, desto kürzer ist die Grundfrequenz und desto dichter liegen die Frequenzintervalle zusammen. Die Bandbreite hängt also neben dem verwendeten Filter auch von der Länge der zu analysierenden Meßreihe ab.

Die Berechnung der Fourierkoeffizienten wurde in einem Programm durchgeführt, das die schnelle Fouriertransformation (fast fourier transformation) als Kernstück enthält. Dadurch wird Rechenzeit gespart, andererseits aber kann man nur Meßreihen analysieren, deren Werteanzahl gleich einer Potenz von 2 ist, was besonders bei längeren Meßreihen stört, da hier diese Potenzen nicht mehr so dicht aufeinanderfolgen.

Wenn unsere Meßreihe die Fourierzerlegung hinter sich hat, interessiert die Frage, wie aussagekräftig das so erhaltene Ergebnis ist, kurz, seine Signifikanz.

3.5 STATISTISCHE ABSICHERUNG DER SPEKTREN

In der Theorie zur Fourierzerlegung geht man davon aus, daß die zu analysierende Funktion periodisch ist, sie sich also innerhalb gewisser Zeiträume wiederholt. In der Praxis kann man dieses nur in Ausnahmefällen erwarten.

Wenn man eine reale Meßreihe in ihre Fourierkomponenten zerlegt, so hat das erhaltene Spektrum nur die Aussagekraft einer einzigen Stichprobe, denn hätte man die Meßreihe zu einem anderen Zeitpunkt registriert, sähe das Spektrum anders aus. Um eine allgemeinere Aussage aus der Windmessung für das Spektrum zu beziehen, das Spektrum quasi unabhängig von dem Zeitpunkt der Messung zu machen, hilft man sich mit einem Trick:

man zerlegt die Meßserie in einzelne Teilstücke, die sich voneinander nicht wesentlich unterscheiden (Stationarität), was man durch die Filterung schon zu einem Teil erreicht hat. Sodann führt man für jedes Teilstück eine harmonische Analyse durch und mittelt die Einzelspektren, so daß man ein mittleres Spektrum erhält. (Durch die Zerlegung der Meßreihe in kürzere Teilstücke vergrößert man allerdings auch die Bandbreite.)

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, nicht nur die Fourierkoeffizienten der einzelnen Teilstücke, sondern auch über die Koeffizienten benachbarter Frequenzen zu mitteln. (Aber auch dieses Verfahren verschlechtert die Auflösung.)

Was für eine Theorie steckt hinter dieser Mittelwertbildung?

Hier müssen wir uns kurz mit dem Gauß'schen Prozess beschäftigen:

Nehmen wir an, wir hätten für einen stationären Vorgang eine bestimmte Anzahl untereinander unabhängiger Meßwerte gefunden. Dann erlaubt uns der Gauß'sche Normalverteilungssatz eine Aussage darüber, wie man aus diesen Meßwerten (die in der Statistik als Stichprobe bezeichnet werden) den "wahren" Wert findet und wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, diesen Wert bei einer erneuten Stichprobe aus dem stationären Prozess zu messen. Je mehr Stichproben man ge-

sammelt hat, desto näher liegt man mit dem Mittelwert aus den Stichproben am "wahren" Wert.

Die Grenzen, in denen 95 % der zur Berechnung des Mittelwertes gesammelten Stichproben liegen, nennt man Signifikanzschwellen oder Konfidenzintervall.

In der von uns betrachteten harmonischen Analyse tragen die Fourierkoeffizienten den Charakter einer Stichprobe. Da die vorliegenden Spektren ausschließlich Energiespektren sind, werden diese Koeffizienten quadriert (siehe Gleichung (2.4)). Für den Mittelwert aus quadrierten Werten gilt eine modifizierte Gauß-Verteilung, die χ^2 -Verteilung (TAUBENHEIM, 1969).

Die Anzahl der Werte, über die man mittelt, wird in der Statistik mit Freiheitsgraden bezeichnet. KRAUSS veröffentlichte in seinem Buch "Interne Wellen" (1966) die 95 % Signifikanzschwellen in Abhängigkeit von der Zahl der Freiheitsgrade. Sie werden in Tabelle 3.1 als Wertepaare und in Abb. 3.10 als Graphik wiedergegeben.

In dieser Arbeit wurden die vorliegenden Spektren so berechnet, daß das Vertrauensintervall bei allen annähernd gleich ist, um den Verlauf der Spektralkurven besser vergleichen zu können. Dieses führt uns direkt zu der Darstellungsweise der Spektren.

3.6 DARSTELLUNG DER SPEKTREN

Im Computer werden nicht nur die Fourierkoeffizienten berechnet, sondern gleich auch die spektrale Energiedichte (siehe Gleichung (2.6)). Sie gibt an, wie groß die Energie in einem Intervall der Grundperiode um die jeweilige Frequenz ist:

$$\frac{1}{2} \cdot (a_n^2 + b_n^2) / n_0 = S(n) \quad (3.6)$$

In der Ozeanographie ist es üblich, den Logarithmus der Energiedichte gegen den Logarithmus der Frequenz aufzutragen.

Tabelle 3.1

Die Größe des 95 % Konfidenzintervalles in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade für eine χ^2 -Verteilung (KRAUSS, 1966).

untere Grenze : Meßwert mal kleine Zahl

obere Grenze: Meßwert mal große Zahl

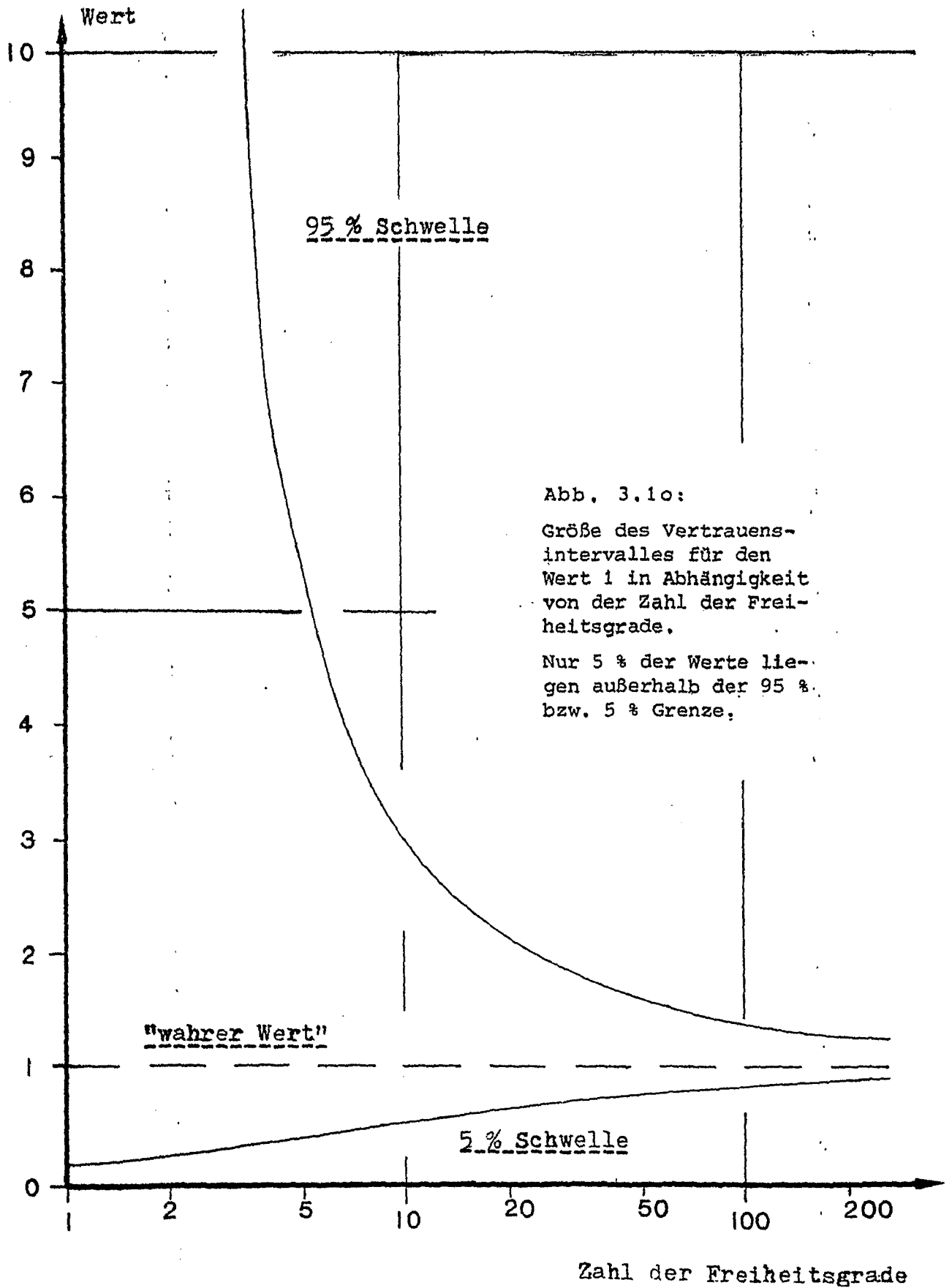
Freiheitsgrade: Anzahl der gemittelten Werte minus eins

Freiheitsgrade	Vertrauensgrenze
1	0,2...1000
2	0,21...40
3	0,32...14
4	0,36...8,3
8	0,46...3,8
10	0,49...3,1
15	0,55...2,4
20	0,59...2,1
50	0,69...1,55
300	0,86...1,18

zur Erläuterung ein Beispiel:

Nehmen wir an, wir hätten aus 16 Messungen einen Mittelwert von 100 berechnet. Von diesen Stichproben liegen nur 5 % unterhalb von 55 oder oberhalb von 240.

Abb. 3.10 zeigt die oben aufgestellte Tabelle noch einmal als Graphik.



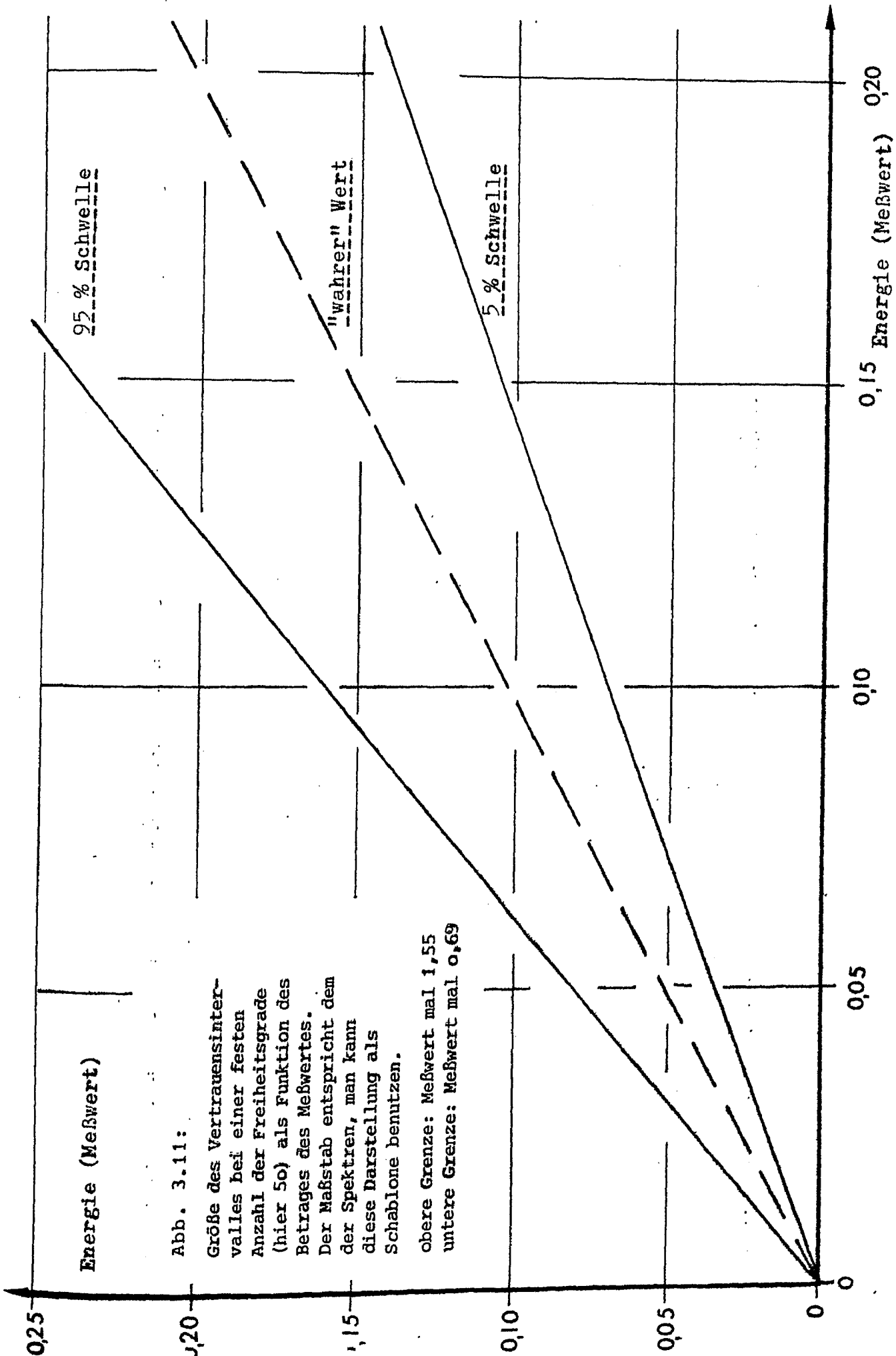


Abb. 3.11:

Größe des Vertrauensinter-
valles bei einer festen
Anzahl der Freiheitsgrade
(hier 50) als Funktion des
Betrages des Meßwertes.
Der Maßstab entspricht dem
der Spektren, man kann
diese Darstellung als
Schablone benutzen.

obere Grenze: Meßwert mal 1,55
untere Grenze: Meßwert mal 0,69

In der Meteorologie dagegen zeichnet man diese mit der Frequenz multiplizierte Energiedichte (die dadurch die Einheit einer Energie erhält) linear gegen den Logarithmus der Frequenz auf. Dieses Verfahren hat folgende Vorteile:

- Die Energiedichte wird mit zunehmender Frequenz überhöht dargestellt. Ein Abfall der Energiedichte mit zunehmender Frequenz wird dadurch beseitigt, die Spektralkurve verläuft annähernd waagrecht.
- die Energie in einem Frequenzintervall ist der Fläche unter der Kurve in diesem Frequenzintervall direkt proportional (CLAUSS, 1971).

Die Zahl der Freiheitsgrade ist bei allen Spektren annähernd gleich, eine Darstellung des Konfidenzintervalles bei dieser festen Anzahl von Freiheitsgraden findet man in Abb. 3.11,

Das Vertrauensintervall ist in die Spektren an den entscheidenden Stellen eingezeichnet worden.

Für andere Meßwerte kann man Abb. 3.11 als Schablone benutzen oder sich die Grenzen selber nach folgender Faustformel ausrechnen:

obere Grenze : Meßwert \times 1,55 (oder Meßwert + 55 %)

untere Grenze: Meßwert \times 0,69 (oder 70 % des Meßwertes)

Alle Spektren sind im gleichen Maßstab gezeichnet, so daß man sie ohne weiteres vergleichen kann.

Über die Spektren sind Konvektionssymbole aus Tabelle 2.1 eingetragen, um einen Vergleich des Vorkommens bestimmter Wirbelgrößen zu ermöglichen:

- | | |
|-------------------|------------------------------------|
| τ | kleinräumige thermische Konvektion |
| t | Thermik |
| \sphericalangle | schwache Cumuluskonvektion |
| \bigcirc | mäßige Konvektion |
| \bigcirc | starke Konvektion |

Konvektionsformen

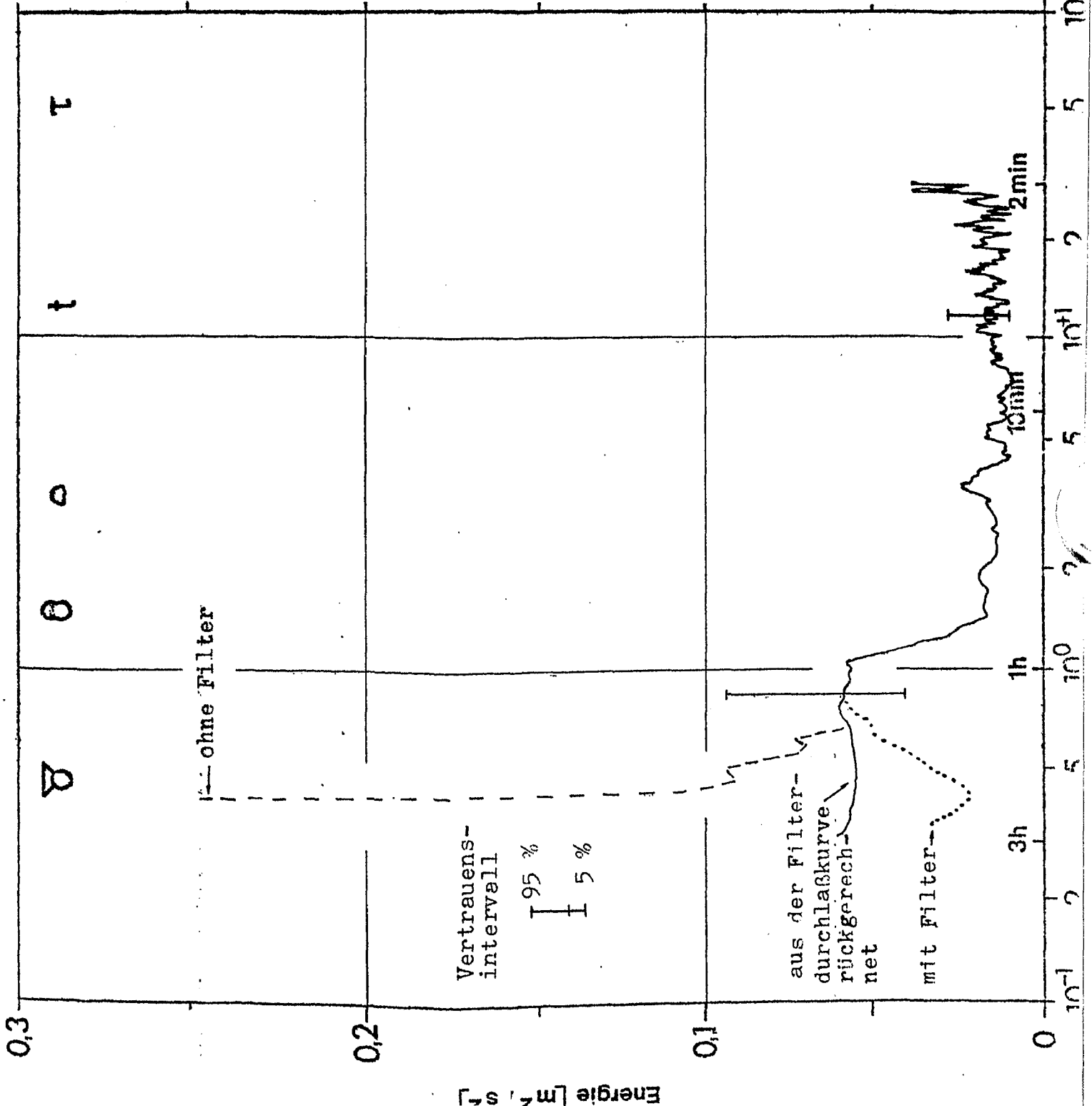


Abb. 4.1:

Spektrum Baltic S 1+2,
Ostsee (27.4...29.4.75)

Periodenlänge
Frequenz [cpd]

4. ERGEBNISSE

4.1 BESCHREIBUNG DER SPEKTREN

Die Spektren aller Meßserien sind von Abb. 4.1 bis Abb. 4.11 dargestellt. Ihre Numerierung ist analog zu der in Tabelle 6.1.

Baltic 1+2, Ostsee, (27.4.75...29.4.75), Abb. 4.1:

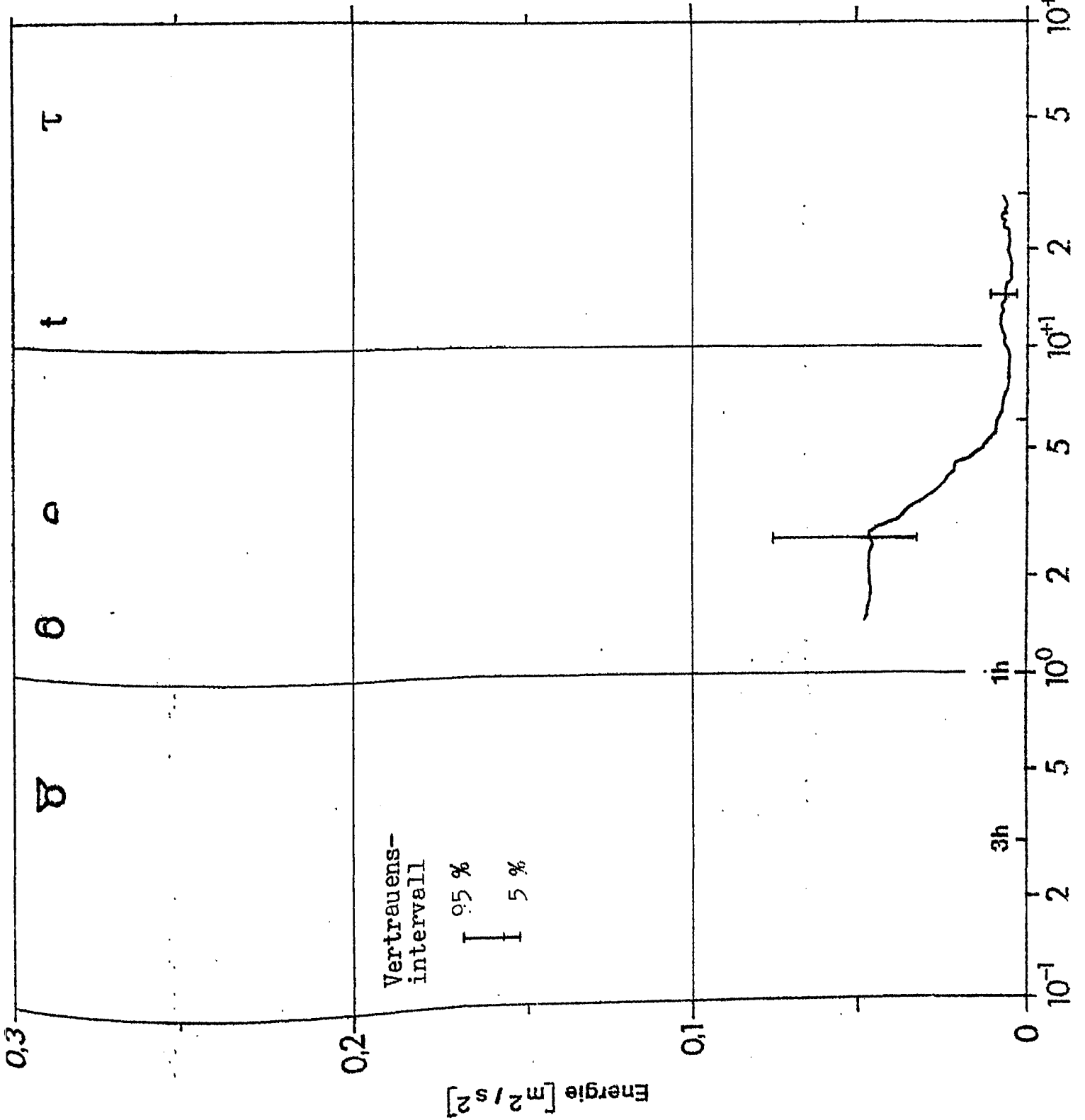
Zur Zeit der Aufnahme dieser Meßreihe herrschte typisches Aprilwetter. Nach dem Durchzug einer Okklusion (27.4.) gerät das Meßgebiet unter Zwischenhocheinfluß, der am 29.4. mit dem Durchzug einer Warmfront endet.

Das Spektrum dieser Meßreihe zeigt ein Energiemaximum bei der Frequenz 0,8 cph (Periodenlänge 1.25 h) von $0,06 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Ob die Energie zu den niederen Frequenzen weiter ansteigt, kann nicht festgestellt werden, da diese Periodenlängen nicht mehr aufgelöst werden. Das Energiemaximum läßt sich nach Tabelle 2.1 mit mäßiger Konvektion und Cumuli congesti in Verbindung bringen, die, wie ein Blick auf die Wetterlage sagt, auch wirklich aufgetreten sind.

Bei etwa 1,1 cph fällt die Energie schlagartig auf ein Drittel ihres Wertes ab ($0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Diesen Betrag behält sie, von einigen lokalen, aber statistisch nicht signifikanten Extrema bis zur Nyquistfrequenz ($T = 2 \text{ min}$) bei, wo sie noch einmal leicht ansteigt.

Laut Wetterkarte lag über dem Meßgebiet zeitweise eine Stratokumulusschicht, die das Ausbilden von Thermik durch Abhalten der Sonnenstrahlung verhinderte. Auch lag die Wassertemperatur unter der der Luft, so daß sich ein zusätzlicher stabilisierender Effekt ergab.

Der kleine Anstieg an der oberen Frequenzgrenze kann durch Mikroturbulenz, die durch den relativ starken Wind erzeugt wurde (der zweitstärkste aller Meßreihen), und die teilweise durch das Aliasing (s. Kap. 3.4) mit in das Spektrum reicht, erklärt werden.



Konvektionsformen

Abb. 4.2: 1 35 1
Baltic S 4,
Ostsee
(30.4...1.5.75)

Baltic S 4, Ostsee, (30.4.74...1.5.75), Abb. 4.2:

Diese Messung schloß sich gleich an die vorhergehende Serie an. Mittlerweile hat eine nachfolgende Kaltfront die Ostsee überquert. In der einfließenden Kaltluft bildet sich erneut ein Zwischenhoch.

Diese Meßserie war relativ kurz. Deshalb konnte der interessante Periodenbereich 1 h nicht mehr aufgelöst werden. Es kann nur vermutet werden, daß sich die Energie in diesem Bereich nicht wesentlich von der Energie bei 2 cph ($T = 30$ min) mit $0,06 \text{ m}^2/\text{s}^2$ unterscheidet. Die Energie fällt dann rapide (bei $T = 15$ min) auf Werte um $0,008 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ab und hält diesen Wert bis zum Periodenbereich 2 min (Nyquistfrequenz) bei. Dieses Spektrum beruht auf einer Meßserie, die während sehr stabiler Verhältnisse aufgezeichnet wurde, den stabilsten der Messungen über See überhaupt (siehe Abb. 3.1). Hiermit läßt sich das geringe Energieniveau bei den hohen Frequenzen (die niedrigste Energie überhaupt) ab etwa 6 cph (10 min) begründen. Der Energieanstieg im langwelligen Bereich läßt auf Kumuluskonvektion schließen.

Baltic S 6, Ostsee, (1.5.75...3.5.75), Abb. 4.3:

Der Zwischenhocheinfluß (erwähnt bei dem vorhergehenden Spektrum) ist nur von kurzer Dauer. Ihm folgen am 2.5. und 3.5. je eine Okklusion. Danach baut sich wieder ein Hochdruckgebiet auf.

Das Spektrum, das aus der Windmessung während dieser Wittersituation berechnet wurde, zeigt einen, im Vergleich zu den vorhergehenden Spektren etwas zerrisseneren Verlauf mit lokalen, aber unsignifikanten Extremwerten.

Die Energie hat bei 1 cph ($T = 1$ h) den absolut höchsten Energiewert von $0,07 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und fällt dann (im Mittel) stetig (nicht in einer Stufe wie bei den vorangegangenen Spektren) auf $0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei 30 cph ($T = 2$ min) ab.

Für das hohe Energieniveau in allen Frequenzbereichen kann

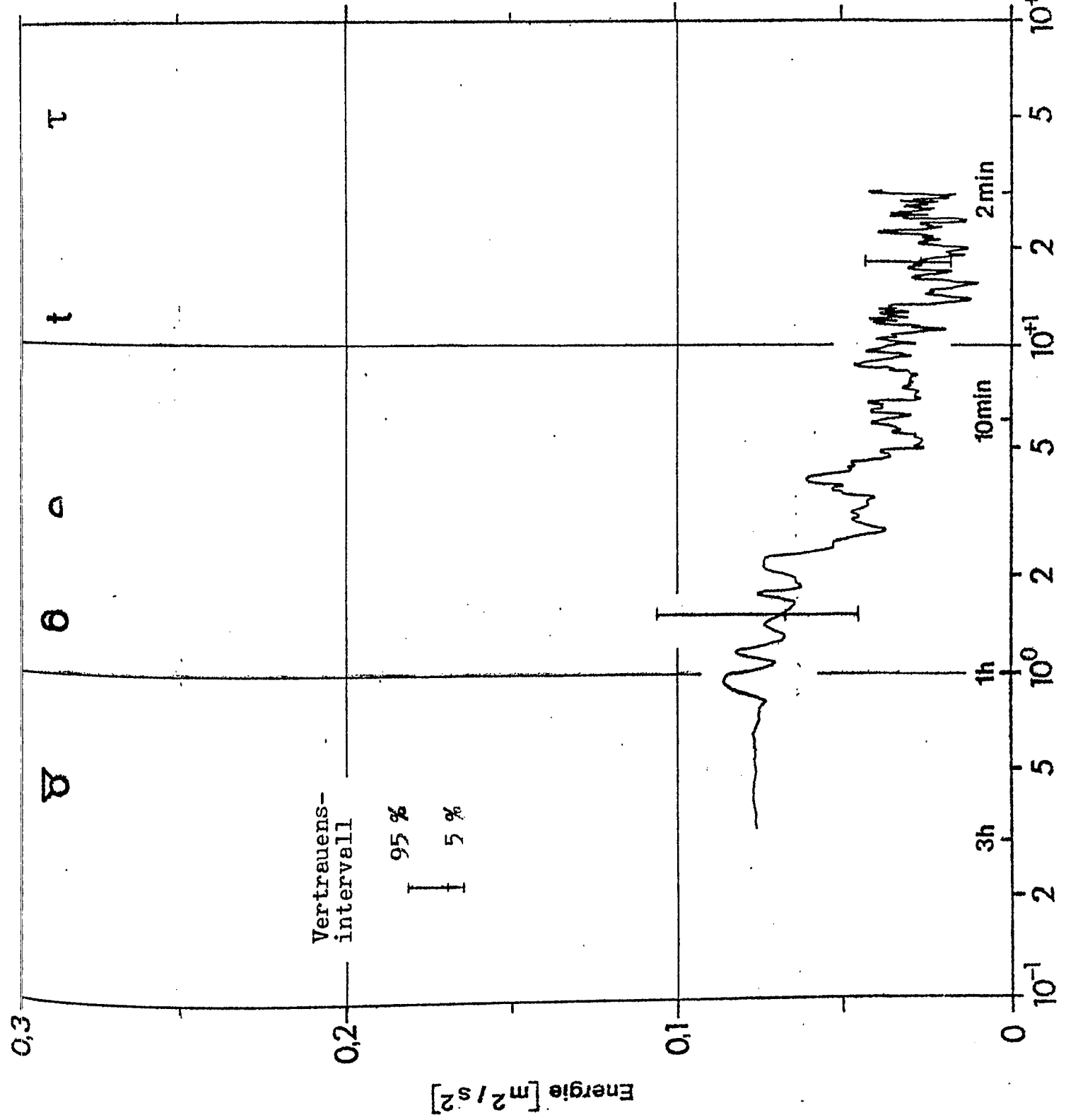
Konvektionsformen

Abb. 4.3:

Baltic S 6,

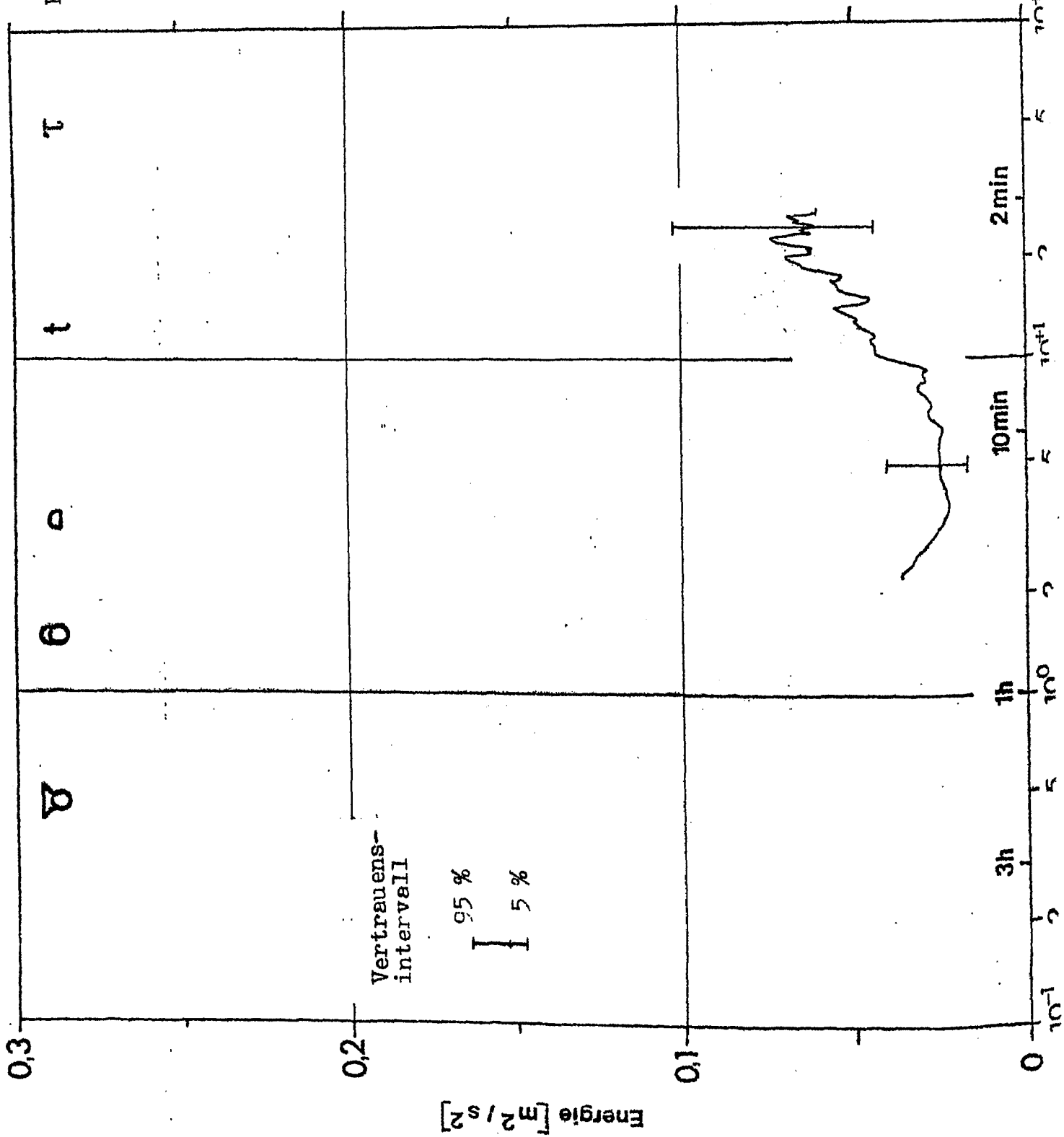
Ostsee

(1.5...3.5.75)



Konvektionsformen

Abb. 4.4:
Baltic S 8,
Ostsee
(4.5.75)



man die starke Konvektion in Verbindung mit den Frontdurchgängen verantwortlich machen, außerdem scheint durch die für die Ostseemeßserien geringste Windstärke die Thermik nicht behindert worden zu sein, so daß sich auch im mittelperiodischen Bereich ($T = 10$ min) ein nicht geringer Teil der Energie zu verzeichnen ist. Im kurzperiodischen dagegen nähert sich der Energiewert dieser Meßserie der von Baltic S 1+2, die eine ähnliche Stabilität besitzt (siehe Abb. 3.1).

Baltic S 8, Ostsee (4.5.75), Abb. 4.4:

Das in der Beschreibung zum vorhergehenden Spektrum erwähnte Hoch verstärkt sich. Am 4.5. reicht es von England bis Skandinavien. Kalte kontinentale Festlandsluft wird an seiner Ostflanke nach Mitteleuropa geführt.

Dieses Spektrum weist ein von den übrigen Spektren abweichendes Verhalten auf: Während bei den ersteren die Energie mit zunehmender Frequenz abnimmt, nimmt sie hier zu. Dieses abweichende Verhalten kann folgendermaßen begründet werden:

- Die eingeflossene Kaltluft labilisiert die unteren Luftschichten und ruft so eine ausgeprägte Thermik hervor (die Richardsonzahl ist allerdings immer noch positiv, sie hat aber den geringsten Betrag der Baltic Serien (siehe Abb. 3.1)).
- Die hohe Windgeschwindigkeit (die höchste aller Meßserien) verursacht eine starke Mikroturbulenz durch Windscherung. Diese Mikroturbulenz fällt zwar zu einem Großteil aus dem von mir aufgelösten Frequenzbereich, doch wird die in diesem Bereich enthaltene Energie durch die Frequenzfaltung in das Spektrum hereingeprojiziert.

Die Energie zeigt ein Minimum bei 3,5 cph ($T = 17$ min) mit einem Wert von $0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Sie steigt dann auf $0,06 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei einem Periodenbereich von 2 min (obere Frequenzgrenze der Auflösbarkeit). Dieser Anstieg ist statistisch abgesichert.

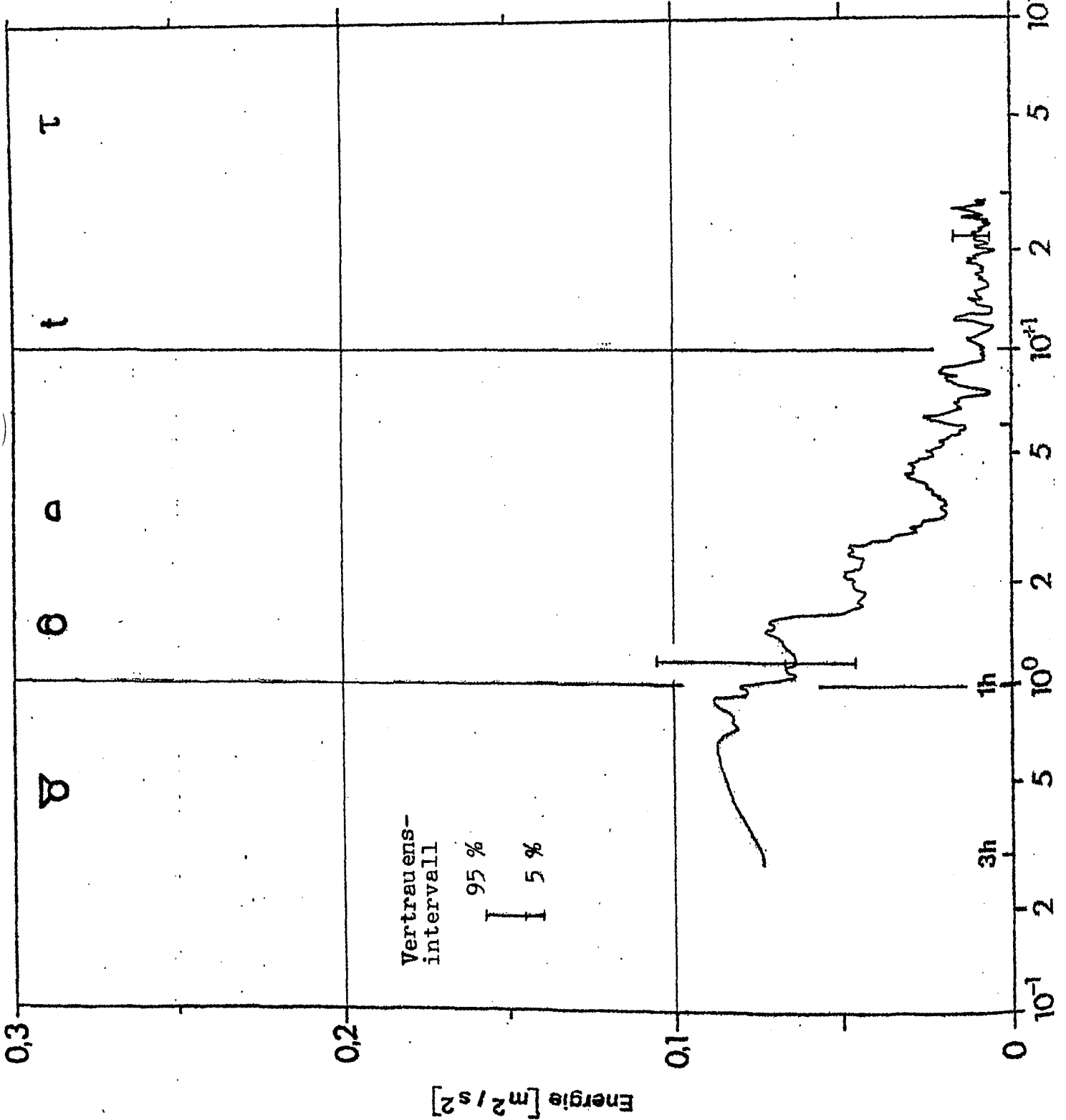
Konvektionsformen

Abb. 4.5:

Baltic S 10,

Ostsee.

(8.5.-11.5.75)



Windspektrum

Baltic S 10, Ostsee (8.5.75...11.5.75), Abb. 4.5:

Die Ostsee kommt in den Einflußbereich eines Tiefdruckgebietes mit Kern über dem Ärmelkanal. Sein Tiefausläufer (Kaltfront) überquert die Meßstation in der Nacht vom 9.5. auf den 10.5..

Die Spektralkurve dieser Meßserie bildet ein Mittel zwischen der von Baltic S1+2 und Baltic S6. Im langperiodischen Teil besitzt sie ein Maximum mit $0,09 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Sie fällt dann mit zunehmend geringer werdender Krümmung auf Werte um $0,01 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei 10 cph ($T = 6 \text{ min}$). Diesen Wert behält sie bis zum kurzperiodischen Ende des Spektrums bei.

Die Kaltfront mit ihrer starken Turbulenz und Schauerstufen kann für das Maximum bei 1 cph ($T = 1\text{h}$) verantwortlich sein, für die schwach ausgeprägte Thermik kann man die stabile Schichtung (zweithöchster Wert der Landmessungen) als Grund anführen (die eingeflossene Kaltluft hatte maritimen Charakter und ihre Temperatur war trotz des Namens Kaltluft immer noch höher als die des Ostseewassers).

Zusammenfassung der Baltic Spektren, Ostsee (April...Mai)
Abb. 4.12:

Zusammenfassend kann man für die Baltic-Spektren, die aus Meßreihen, die im Bornholmbecken über der Ostsee Ende April bis Anfang Mai bei typischem "Aprilwetter" registriert wurden, berechnet wurden, sagen:

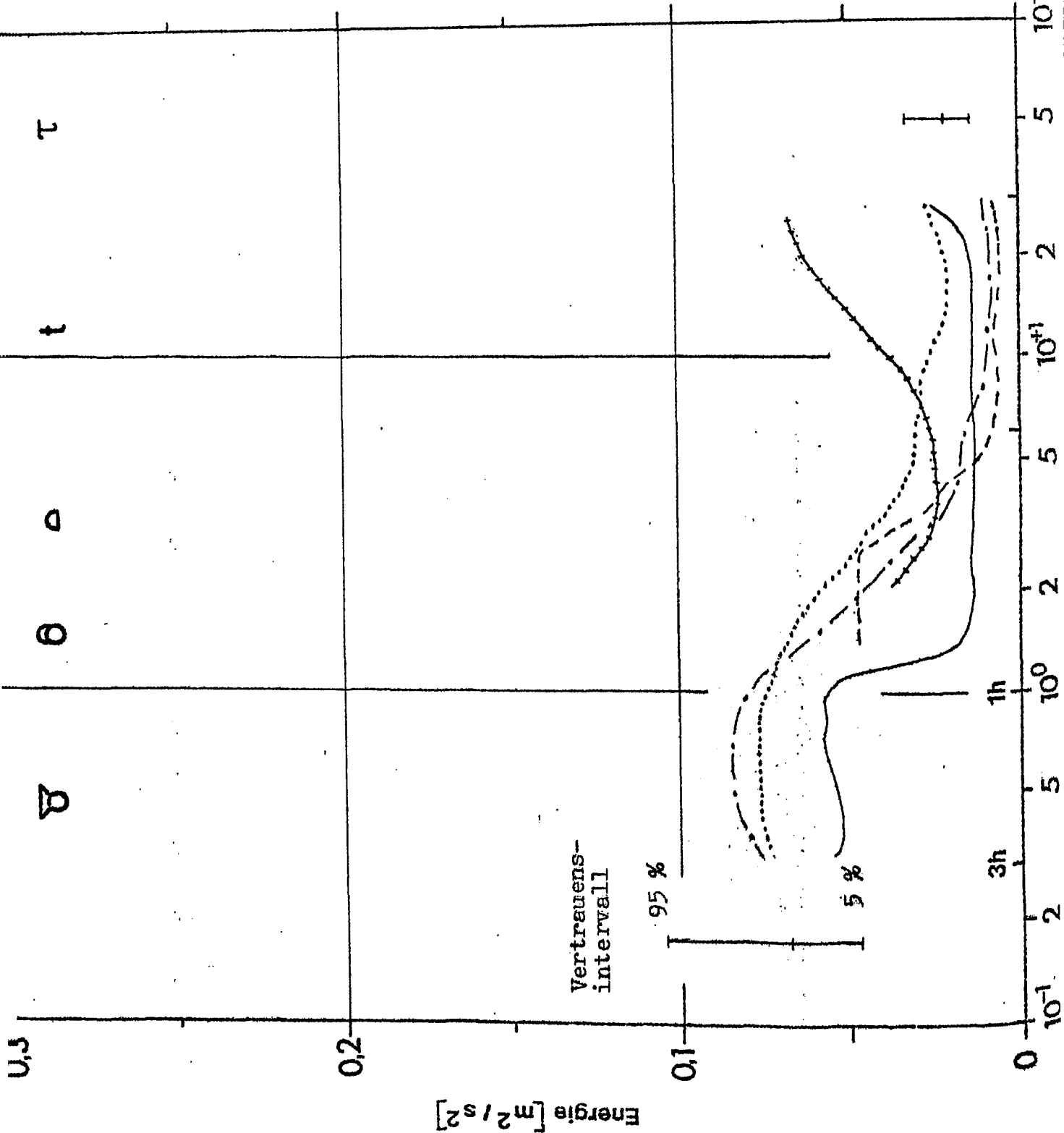
- Alle Spektren, die mindestens einen Frontdurchgang in ihrer Meßreihe besaßen, haben einen zur Frequenz umgekehrt proportionalen Energieverlauf.
- Das Energiemaximum liegt bei diesen vier Spektren in etwa bei der gleichen Periodenlänge ($T = 1\text{h}$) und hat den gleichen Betrag ($0,07 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Der Unterschied liegt innerhalb der Signifikanzschwelle und ist damit nicht gesichert.

Konvektionsformen

Abb. 4.12:
Spektren der
Messungen
über der
Ostsee
(Baltic)

Legende:

- Baltic S1+2
- Baltic S4
- ... Baltic S6
- +#+ Baltic S8
- .- Baltic S10



Windspektrum

- Im hochfrequenten Teil kann man bei den Spektren mit hoher Windgeschwindigkeit einen Anstieg der Energie mit der Frequenz erkennen, doch ist er nur in einem Fall statistisch gesichert (Baltic S 8).
- Die Stabilität scheint mit dem Absolutbetrag der Energie im hochfrequenten Teil (ab etwa 10 min) zusammenzuhängen.
- Die Energie bei der Nyquistfrequenz ($T = 2$ min) schwankt um eine Größenordnung.
- Bei einem Spektrum (Baltic S 8) steigt die Energie mit zunehmender Frequenz an. Dieses ist die einzige Meßreihe, die während einer Hochdruckwetterlage registriert wurde.

Gate, tropischer Atlantik (30.7.74...8.8.74), Abb. 4.6:

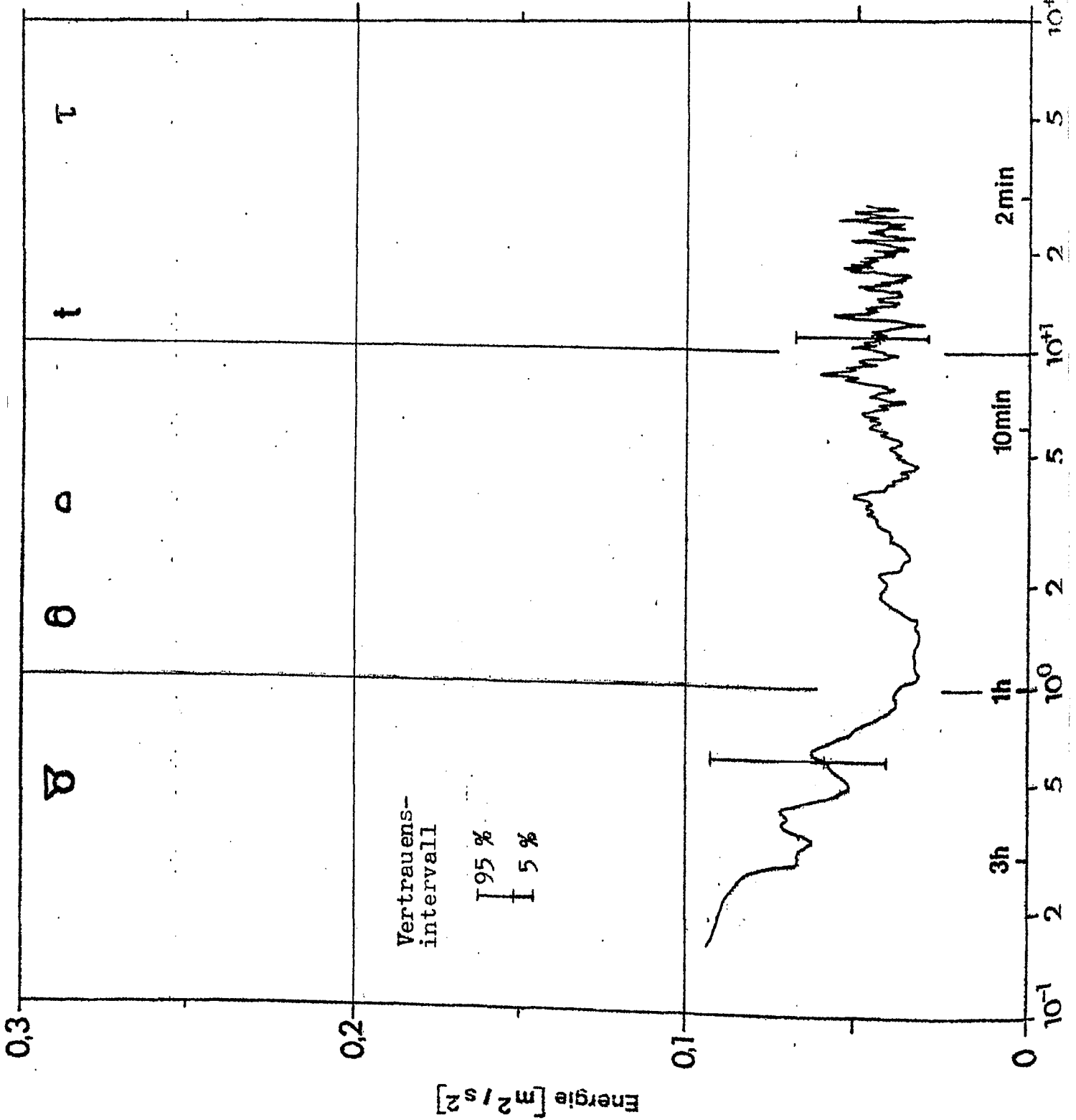
Diese Meßreihe entstand im Südostpassat vor der afrikanischen Küste direkt am Äquator. Geringe Bewölkung, starke Sonneneinstrahlung, eine leicht labile Schichtung und ein nahezu konstanter, richtungsbeständiger Wind, dieses sind die Wettererscheinungen während dieser Zeit.

Das Spektrum dieser Meßreihe unterscheidet sich von denen der Baltic Serien in mancherlei Hinsicht:

- Die Energie liegt im kurzperiodischen Bereich über der der Baltic Serien. Dieses kann man auf die labile Schichtung und die daraus entstandene Thermik zurückführen (zum Vergleich: während der Baltic Serien war die Schichtung immer stabil).
- Die Energie ändert sich kaum mit der Frequenz und zeigt nur in dem langperiodischen Bereich ($T > 3h$) einen leichten Anstieg (dieser Bereich wird in den Baltic Spektren nicht mehr erfaßt).
- Im Periodenbereich $T = 1h$ liegt die Energie unter der der Baltic Spektren. Ein Vergleich mit den in diesem Frequenzband vorherrschenden Konvektionsformen zeigt, daß in diesem Bereich mäßige Kumuluskonvektion auftritt. Diese war im Aprilwetter über der Ostsee stärker ausgeprägt als im Passat, wo die Passatinversion das Auftreten größerer Kumuluswolken verhindert.

Konvektionsformen

Abb. 4.6:
Gate,
tropischer
Atlantik
(30.7...8.8.74)



Der Absolutbetrag der Energie hat im Durchschnitt einen Wert von $0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2$.

Gate Vergleichsstation, tropischer Atlantik (19.8.74 ... 20.8.74) Abb. 4.7:

Schauer, mächtige Wolken, so beschreiben Expeditionsteilnehmer den Wetterzustand, der bei Aufnahme dieser Meßserie vorhanden war. Die Meßstation lag zu dieser Zeit direkt in der innertropischen Konvergenzzone.

Im kurzperiodischen Bereich ($T \leq 20 \text{ min}$) unterscheidet sich dieses Spektrum nur unwesentlich von dem der Gate Messung in der Passatwindzone. Die Energie liegt mit $0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2$ in etwa auf dem gleichen Niveau. Erstaunlich ist, daß sie nicht höher liegt, obwohl die Schichtung bei der vorliegenden Meßreihe die labilste aller Messungen über Meer überhaupt war.

Der Energieanstieg zu den größeren Wellenlängen hin dürfte eine Folge der starken Bewölkung (verbunden mit den Schauern) sein, die zwar bei diesen Frequenzen noch nicht erfaßt werden sollte, aber durch starke unperiodische Anteile in der Meßreihe, die auch nach der Filterung noch vorhanden waren, in den vom Spektrum aufgelösten Frequenzbereich hineinprojiziert wird.

Zusammenfassung der Gate Spektren, tropischer Atlantik, Abb. 4.13:

Die Gate Spektren, von denen eine auf Messungen in der innertropischen Konvergenzzone und die andere auf Messungen in der Passatwindregion beruhen, weisen folgende Eigenschaften auf:

Konvektionsformen

Abb. 4.7:
Gate
Vergleichsstation,
tropischer Atlantik
(19.8...20.8.74)

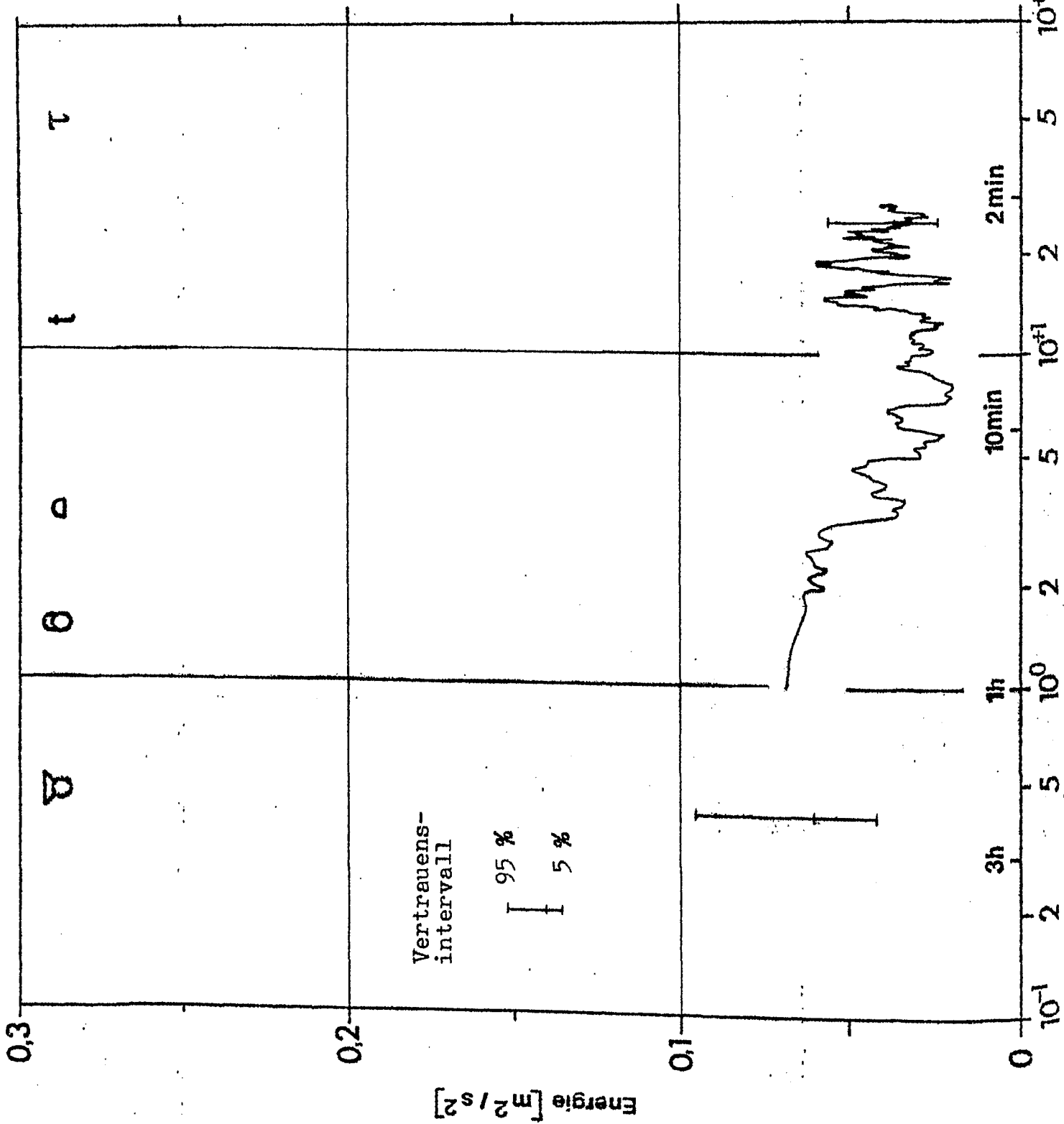
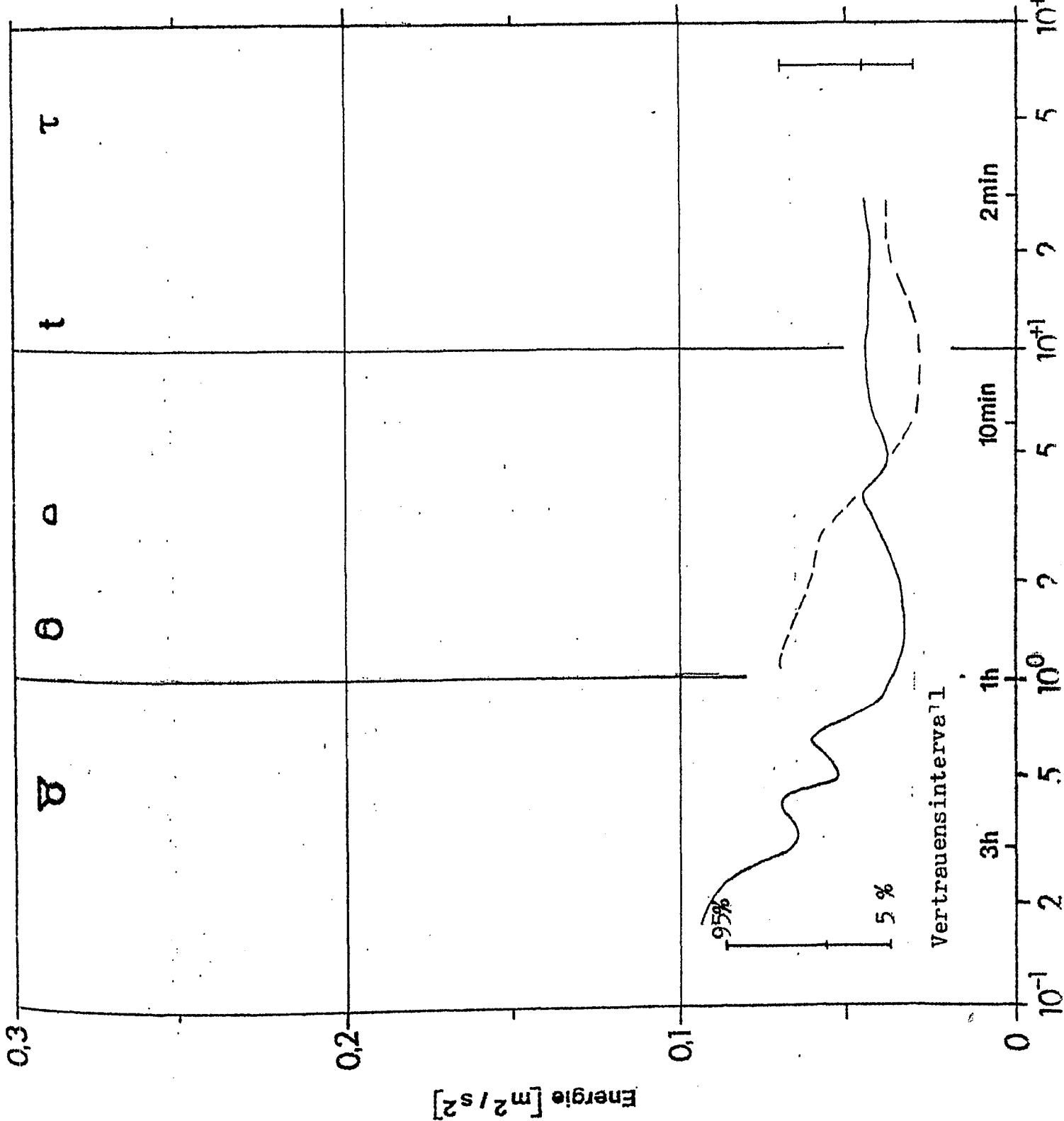


Abb. 4.13:
Spektrum der
Messungen über
dem trop. Atlantik
(Gate)
stark geglättet

Legende:
— Gate
-- Gate Vergleichs-
station



Periodenlänge
Frequenz [min^{-1}]

- Ihre Energie liegt im allgemeinen höher als die der Baltic Spektren (im kurzperiodischen Bereich). Lediglich die Meßserie Baltic S 8 übersteigt bei 30 cph ($T = 2 \text{ min}$) mit ihrer Energie die der Gate Spektren.
- Im niederfrequenten Abschnitt ($T > 20 \text{ min}$) spalten sich die Spektralkurven: Die der Gate Passatwind Station sinkt leicht ab, die von der Gate Vergleichsstation steigt an. Der Grund für diesen Unterschied ist in der Bewölkung zu suchen. Bei der Vergleichsstation traten mächtige Schauerwolken in Erscheinung, während bei Gate nur einige Schönwetterwolken am Himmel feststellbar waren.

Greiv S 3, Greiv S I, Meppen, Emsland, Getreidefeld
(22.4.74 bzw. 21.4.74...22.4.74) Abb. 4.8:

Während dieser Meßserie strömte an der Ostflanke eines Hochdruckgebietes mit Kern über Nordengland Kaltluft von Norden nach Deutschland. Durch Sonneneinstrahlung kommt es tagsüber zu einer Labilisierung der untersten Luftschicht und es bildet sich Vertikalkonvektion aus.

Dieses Spektrum ist aus zwei verschiedenen zusammengesetzt worden, einem der Meßserie Greiv S 3, deren Mittelungsintervall 1 min betrug, und einem der Meßserie Greiv S I mit vierminütigen Mittelungszeiten. Die Meßserie Greiv S I besteht zu einem Teil aus der Meßserie Greiv S 3, die durch numerisches Mitteln angepaßt wurde. Das Zusammensetzen von Spektren ist in der Meteorologie üblich, um mit geringem Aufwand ein breites Frequenzband analysieren zu können (v.d.HOVEN, 1957).

Von einem Bereich relativ niedriger Energie bei 1 cph ($T = 1 \text{ h}$) mit $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ steigt die Kurve rapide an auf Werte bis $0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (dem höchsten Wert aller Spektren) bei 10 cph ($T = 6 \text{ min}$). Der Anstieg zu den höheren Frequenzen hin hat zwei Gründe:

- Der Wind und die gegenüber dem Meer größere Oberflächenrauigkeit erzeugen eine große Anzahl von Wirbeln.

Konvektionsformen

Abb. 4.8:

Spektrum

Greiv S 3 und

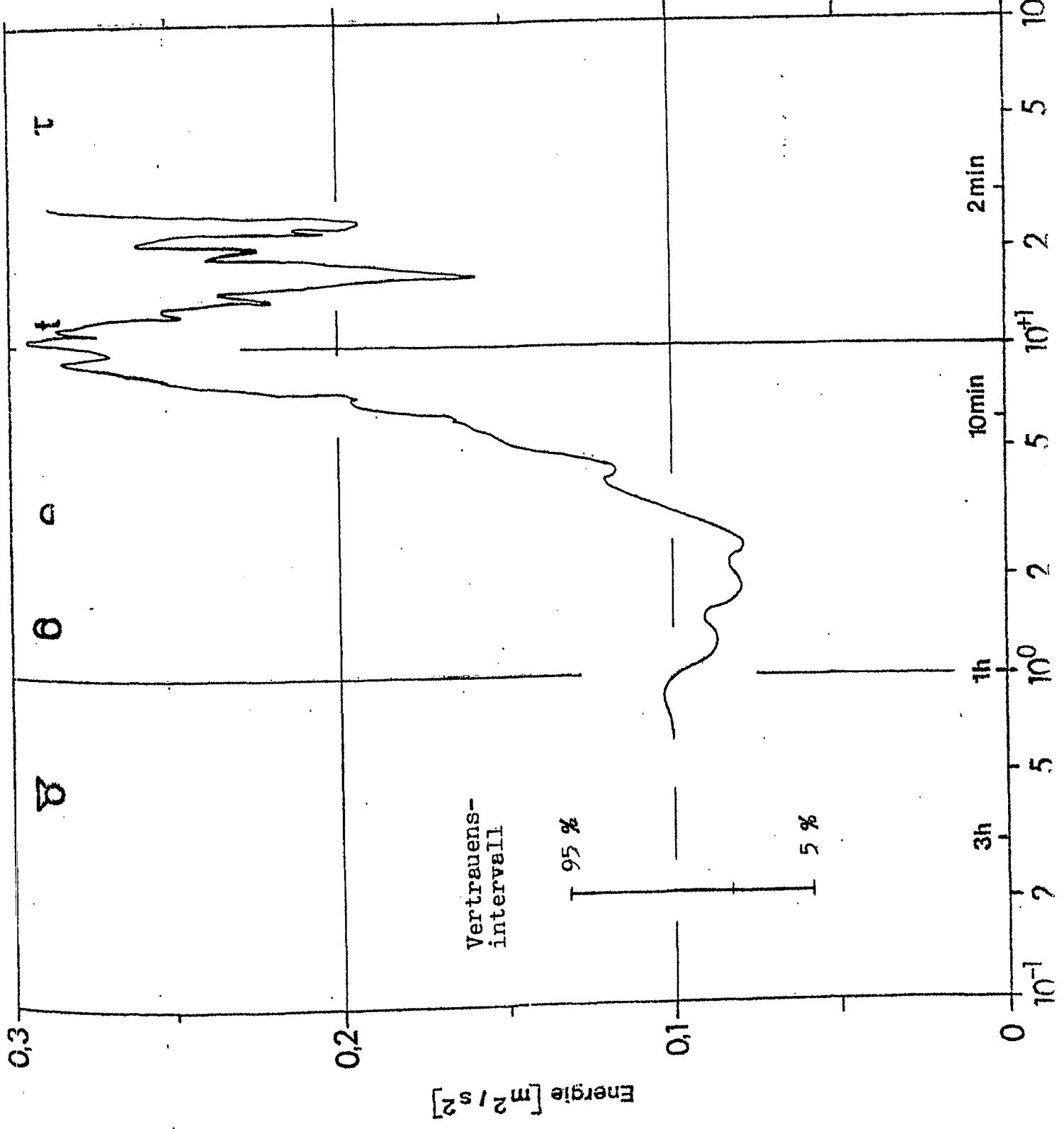
Greiv S I

Emsland, Getreidefeld,

labile Schichtung,

(22.4.74 bzw.

21.4.74...22.4.74)



Windspektrum

- Die labile Schichtung verstärkt die Wirbelbildung. Die Sonnenstrahlung wird in der klaren Kaltluft kaum absorbiert, sondern erreicht ungehindert den Boden, den sie kräftig erwärmt. Diese Wärme wird den darüber liegenden Luftschichten durch Turbulenzelemente mitgeteilt.

Greiv S 4, Greiv S II, Meppen, Emsland, Getreidefeld
(23.4.74, 23.4.74...25.4.74) Abb. 4.9:

Das Hoch über Nördengland ändert seine Lage kaum. Es führt an seiner Ostseite am 23.4. eine Kaltfront über das Emsland hinweg. An den folgenden Tagen verstärkt sich das Hoch und verlagert sich weiter nach Skandinavien hin. In der Windregistrierung von Greiv S II kann man einen ausgeprägten Tagesgang erkennen. Die Schichtung war im Mittel stabil.

Dieses Spektrum ist ebenfalls aus zwei Einzelspektren zusammengesetzt.

Es besitzt ein zerrissenes Aussehen: d.h. man kann nicht sagen, ob die Energie mit zunehmender Frequenz zunimmt, abnimmt oder gleich bleibt. Das Energieniveau gleicht im langperiodischen Teil in etwa dem des vorhergehenden Spektrums, im kurzperiodischen dagegen ist es um die Hälfte kleiner. Es schwankt um $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Eventuelle lokale Extreme sind nicht signifikant.

Greiv S 6, Meppen, Emsland, Rapsfeld (26.4.74) Abb. 4.10:

Das Hoch ist inzwischen über Skandinavien angelangt. Bei dieser Wetterlage dringt von Norden her Kaltluft nach Mitteleuropa. Sie bewirkt tagsüber eine Labilisierung der untersten Luftschichten, denn der Boden wird durch die Sonneneinstrahlung schon recht gut erwärmt (im Mittel ist die Schichtung während dieser Messerie leicht stabil, da ein Großteil von ihr über Nacht aufgezeichnet wurde).

Konvektionsformen

Abb. 4.9:

Greiv S 4 und

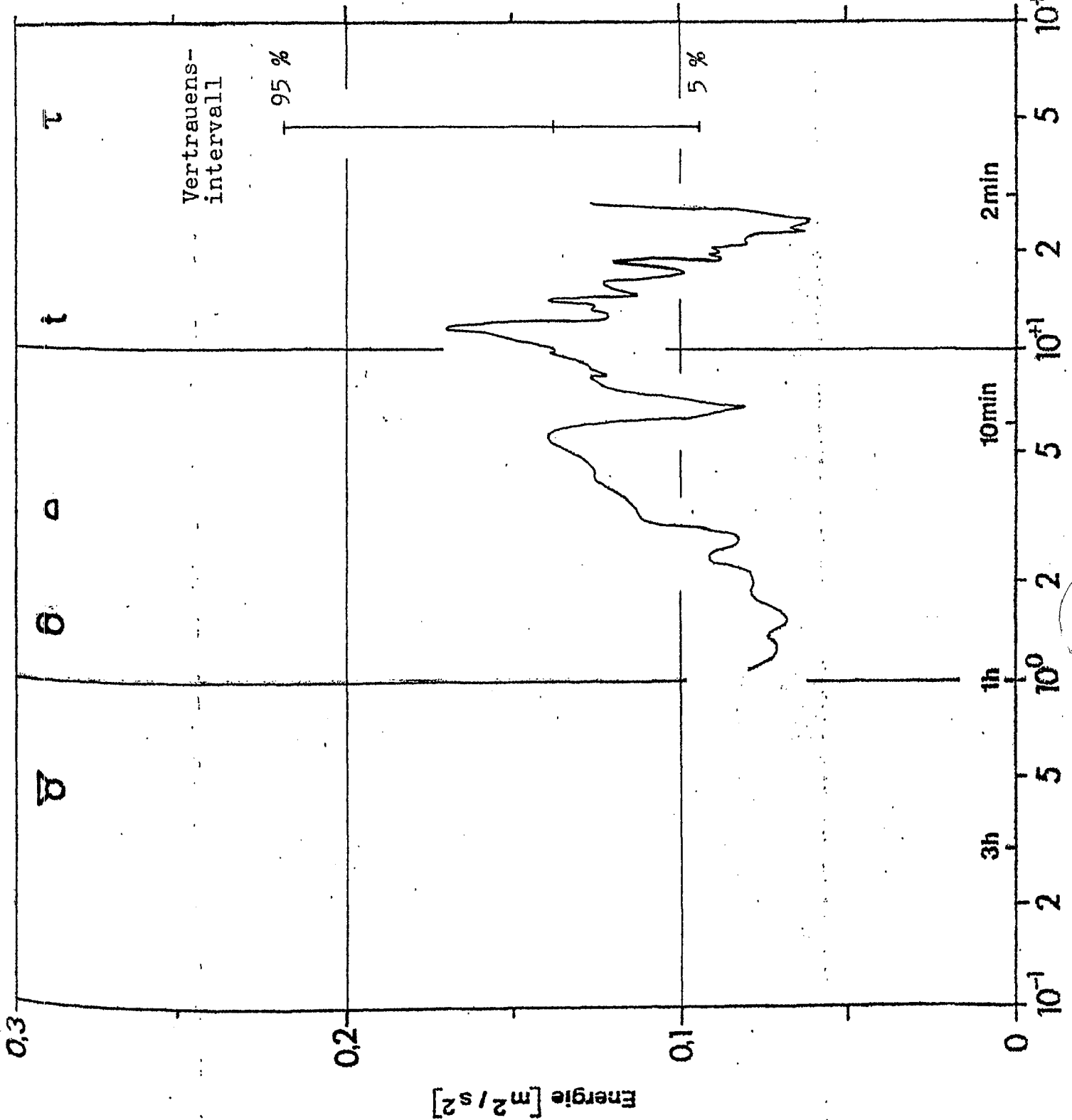
Greiv S II

Emsland (Getreidefeld)

stabile Schichtung

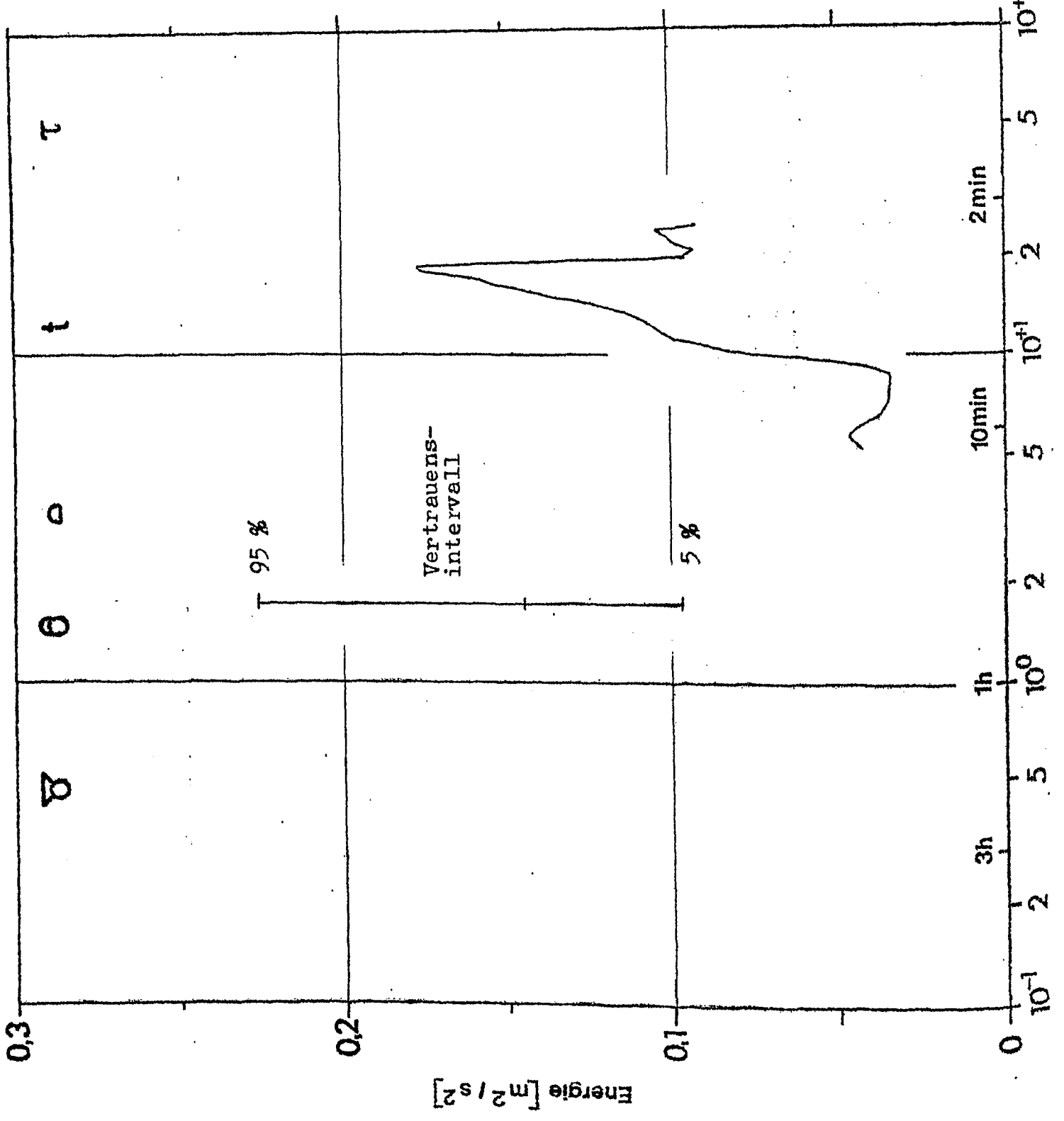
(23.4.74 bzw.

23.4...25.4.74)



Konvektionsformen

Abb. 4.10:
Greiv S 6,
Emsland, Rapsfeld,
leicht stabile
Verhältnisse
(26.4.74)



Die Energie des Spektrums dieser Meßreihe liegt bei 3 cph ($T = 20$ min) bei $0,04 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Sie steigt dann auf ihren Maximalwert von $0,18 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei 20 cph ($T = 3$ min) und fällt dann auf $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei der oberen Grenzfrequenz ($T = 2$ min). Für den Anstieg der Energie mit der Frequenz scheint neben der leicht labilen Schichtung auch die Oberflächenreibung verantwortlich zu sein.

Greiv S 7, Meppen, Emsland, Rapsfeld (27.4.74...28.4.74)
Abb. 4.11:

Das Hoch über Skandinavien bleibt wetterbestimmend. Mit östlichen Winden gelangen weiterhin kalte, kontinentale, trockene Festlandsluft nach Norddeutschland.

Das Sepktrum dieser Meßreihe fällt durch seine für Landstationen geringe Energie ($0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$ für alle aufgelösten Frequenzen) aus dem Rahmen. Der geringe Energiewert kann durch folgende Fakten verursacht worden sein:

- Die Meßreihe wurde in der Nacht bis zu den frühen Morgenstunden aufgezeichnet. Durch die fehlende Sonneneinstrahlung konnte sich deshalb keine Thermik oder thermisch verursachte Vertikalkonvektion ausbilden.
- Die Bewölkung war gering, so daß es durch Ausstrahlung zu einer starken Abkühlung der bodennahen Schicht und mithin zu einer sehr stabilen Schichtung, die jegliche Turbulenz unterband, kam. Der Erdboden war zwar wärmer als die Luft, doch der Raps-Bewuchs verhinderte für die über ihm liegenden Luftschichten eine große Wärmezufuhr vom Boden her, so daß (sogar im Mittel) Frost in 80 cm Höhe über Grund auftrat.
- Die geringe Windgeschwindigkeit erzeugte nur wenig Turbulenz und verhinderte deshalb nicht den Aufbau einer Bodeninversion.

Konvektionsformen

Abb. 4.11:
Greiv S 7,
Emsland, Rapsfeld,
stabile Schichtung
(27.4...28.4.74)

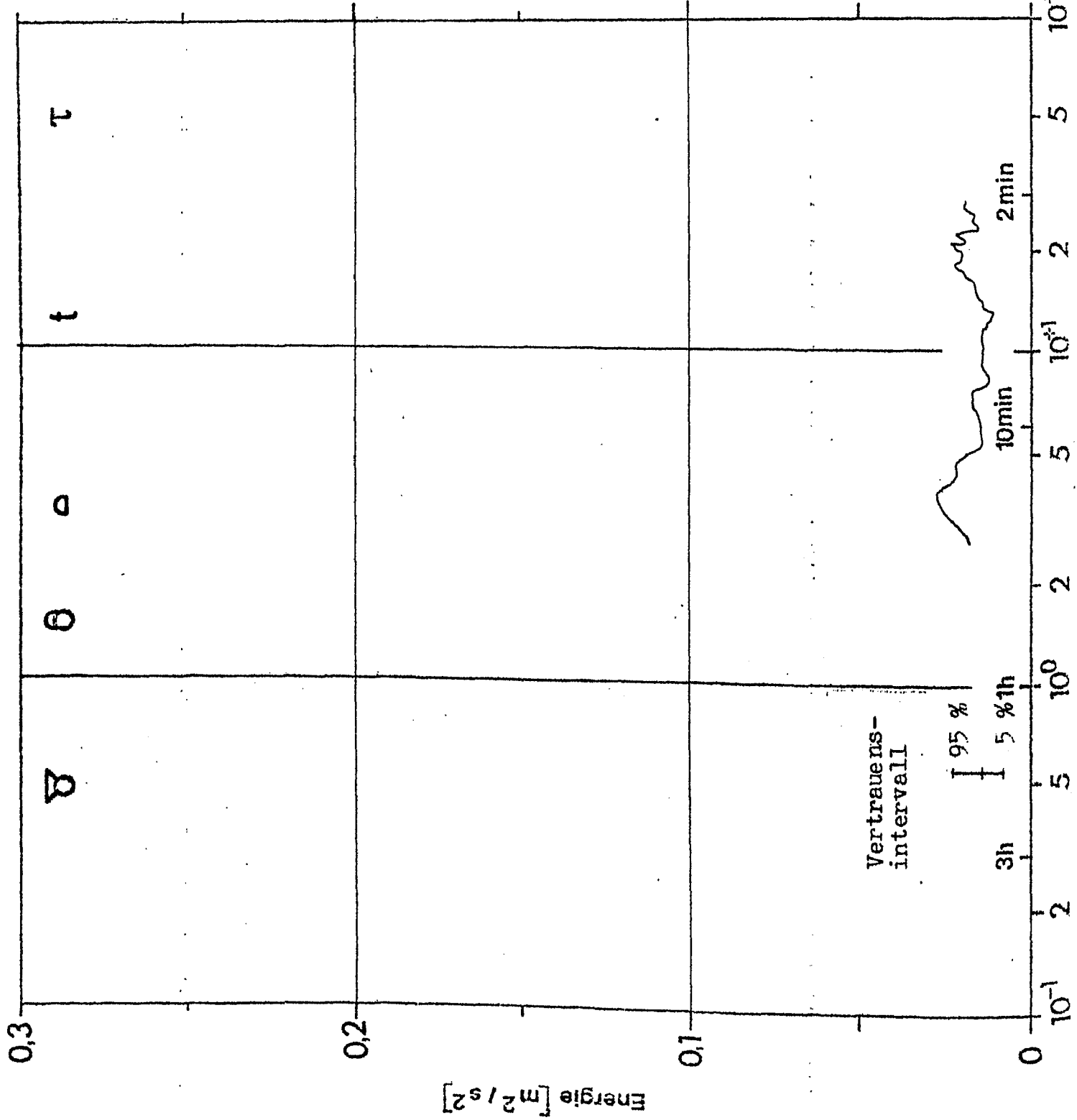
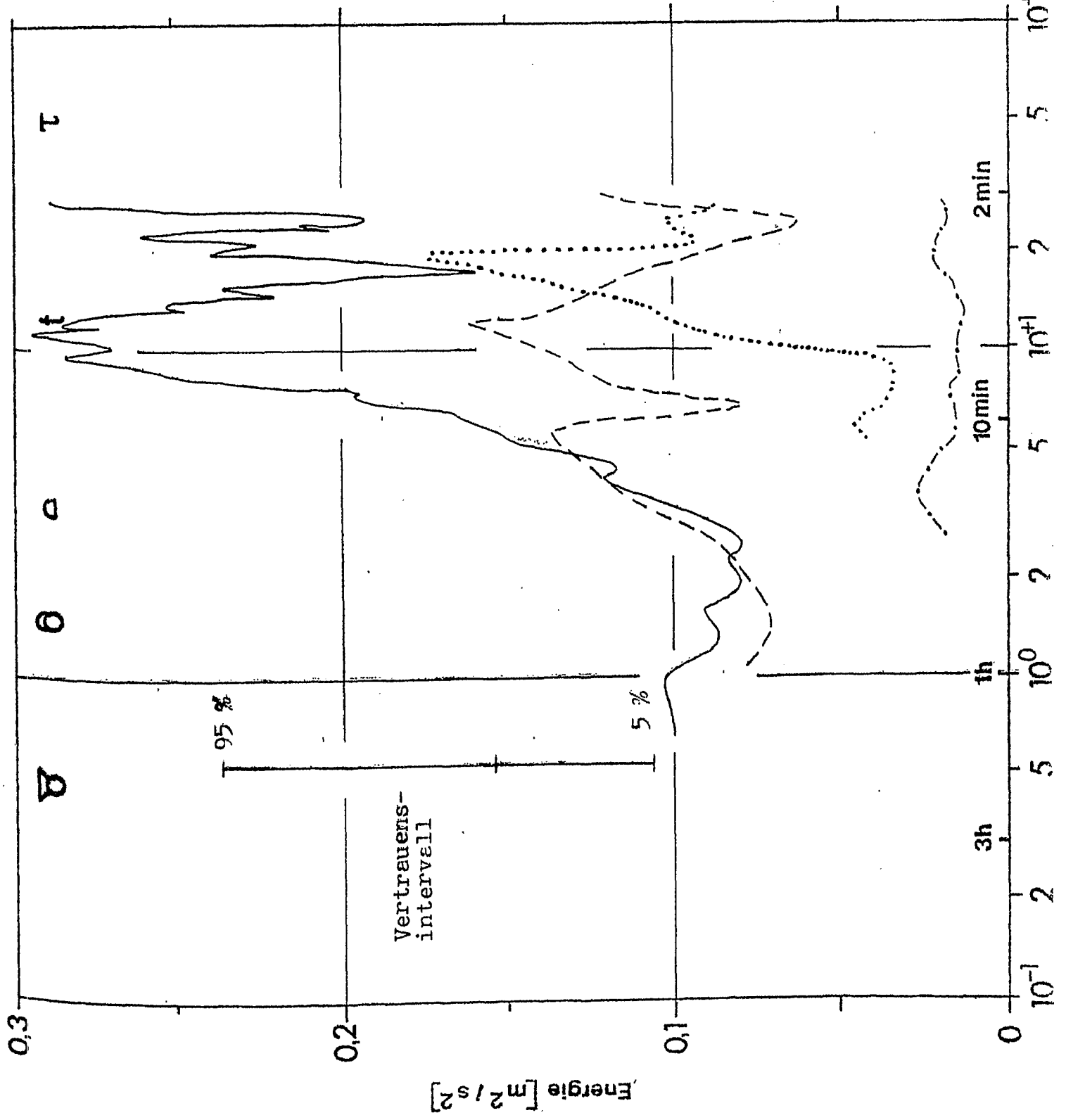


Abb. 4.14:
Spektren der Messungen
über Land (Emsland)

Legende:

- Greiv S 3
+ Greiv S I
Getreidefeld
labile Schichtung
- Greiv S 4 +
Greiv S II
Getreidefeld
stabile Schichtung
- Greiv S 6
Rapsfeld
leicht stabile
Schichtung
- Greiv S 7
Rapsfeld
stabile Schichtung



Periodenlänge

Frequenz [cm^{-1}]

Zusammenfassung der Spektren, die auf Messungen über Land beruhen, Abb. 4.14:

Die Landmessungen wurden während einer Wetterlage gewonnen, die durch ein Hoch bestimmt wurde, das von Nordengland nach Skandinavien zog. An seiner Ostseite wurde Kaltluft nach Mitteleuropa transportiert. Je nachdem, ob eine Meßreihe tagsüber oder nachts registriert wurde, war die Schichtung labil (durch die Sonnenstrahlung wurde der Boden erwärmt und war bald wärmer als die darüber liegende Luft) oder stabil (der Boden (bzw. die Pflanzendecke) strahlte Energie ab und kühlte sich stark ab). Die Stabilität schwankte dabei in größerem Maße als bei den Messungen über See (siehe Abb. 3.1).

Die Spektren zeigten ebenfalls kein einheitliches Bild: Die Energie im kurzperiodischen Bereich ($T < 10$ min) variierte um mehr als eine Zehnerpotenz.

Den höchsten Energiewert hatte das Spektrum, das unter den labilsten Verhältnissen entstanden war (Greiv S 3 mit Greiv S I), den geringsten das Spektrum mit den stabilsten (Greiv S 7). Die beiden Spektren, die unter den labileren Schichtungen gewonnen wurde, zeigen ein Zunehmen der Energie mit der Frequenz, die anderen beiden behalten über alle Frequenzen hinweg einen konstanten Energiewert bei (sieht man von einigen nichtsignifikanten Extrema ab). Die Energie der Messungen über dem Rapsfeld liegt im Mittel unter der der Messungen über dem Getreidefeld. Dieses kann zwei Gründe haben: Die Oberflächenrauigkeit eines Rapsfeldes ist geringer als die eines Getreidefeldes (was unwahrscheinlich ist, denn ein Rapsfeld ist zu dieser Jahreszeit höher als ein Getreidefeld, oder das Rapsfeld wird wegen seiner Höhe vom Wind als kompakter Körper wahrgenommen. Dann muß man von der Anemometerhöhe über Grund noch eine charakteristische spezifische Höhe für den Raps abziehen, denn die wahre Höhe ist die über dem Raps. Durch die geringere Höhe ist der Wind niedriger und mithin auch die Windschwankung (siehe Kapitel 4.3.1.1 oder SUTTON,

1953). Dieser Effekt ist aber gröÙerordnungsmäßig klein, nimmt man ein logarithmisches Windprofil an.

Im niederfrequenten Bereich liegt die Energie nicht so verschieden für die einzelnen Spektren, allerdings lösen auch nur zwei diesen Bereich auf (leider keines der Rapsfeldmessungen).

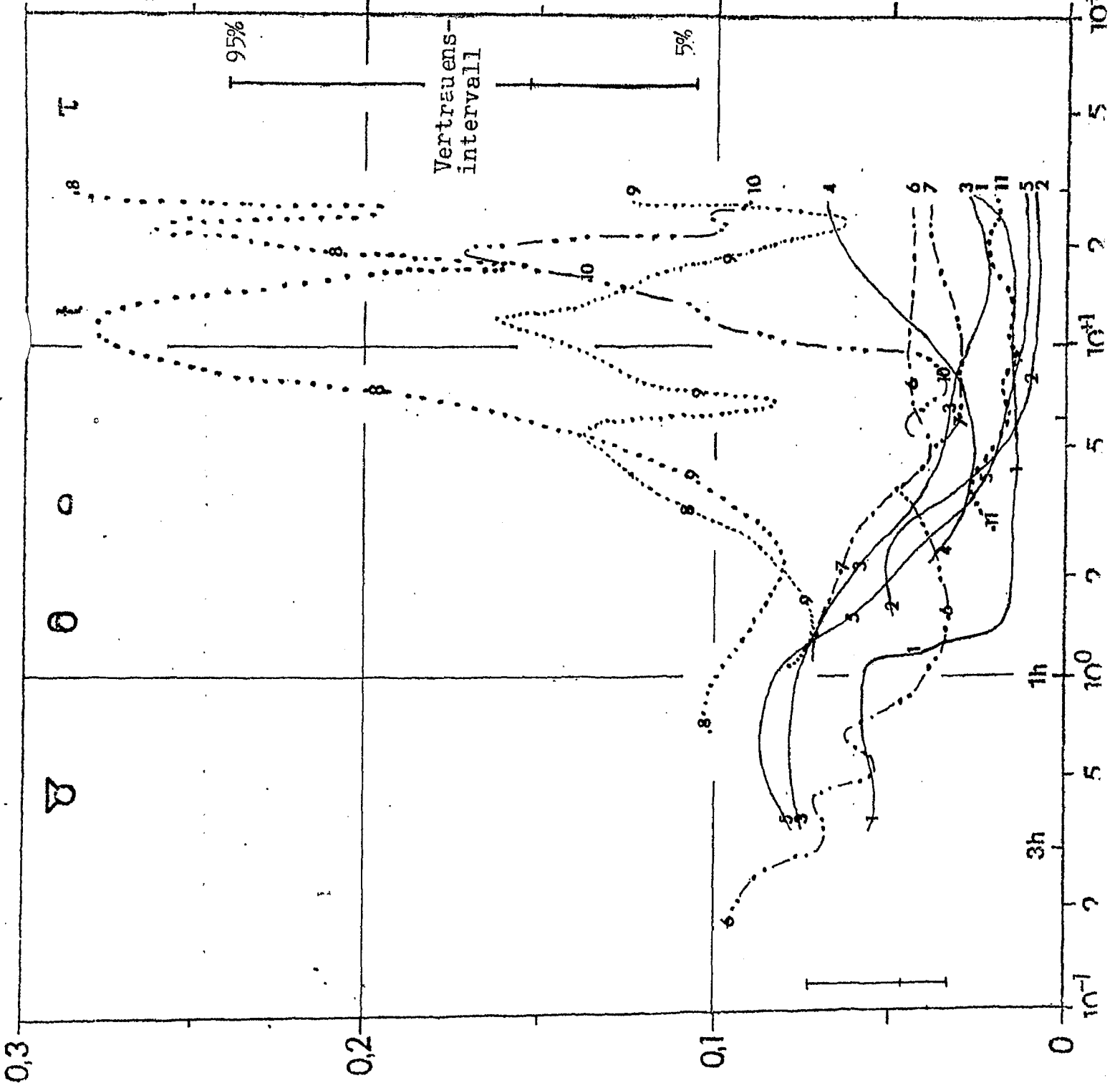
Zusammenfassung aller Spektren, Abb. 4.15:

Faßt man alle Spektren zusammen, so ergibt sich folgendes Bild:

Zunächst ist es nötig, den aufgelösten Frequenzbereich in zwei Abschnitte zu unterteilen

- a) den niederfrequenten ($T \geq 20$ min entspr. 3 cph).
In diesen Bereich fallen die von der Oberflächenbeschaffenheit primär nicht mehr abhängigen Turbulenzelemente (Wolken)
und
- b) den hochfrequenten ($T \leq 20$ min). Hier werden die Wirbel durch Auftriebskräfte und Scherkräfte vom Boden aus erzeugt.

zu a): Die Energie in diesem Bereich unterscheidet sich von Spektrum zu Spektrum nur wenig ($0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2 \dots 0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Dieser Frequenzbereich wird allerdings bei einem Drittel der Spektren nicht mehr aufgelöst. Die niedrigste Energie besitzt das Spektrum der Messung in der Passatwindzone. Es muß vermutet werden, daß dieses Energieminimum mit der geringen Bewölkung zusammenhängt. Die höchste Energie besaßen die Greiv-Spektren. Hier scheint die Oberflächenbeschaffenheit doch etwas Energie auch in diesen langwelligen Bereich zu liefern. Die Energieunterschiede liegen in diesem Frequenzbereich innerhalb der Signifikanzschwelle. Man kann deshalb grob vereinfachend sagen, die Energie beträgt in diesem Frequenzbereich $0,07 \text{ m}^2/\text{s}^2 \pm 50 \%$.



Konvektionsformen

Abb. 4.15: Alle Spektren zusammen
(stark geglättet)

Legende:

- 1 Baltic S 1 + 2
- 2 Baltic S 4
- 3 Baltic S 6
- 4 Baltic S 8
- 5 Baltic S 10

6 Gate

7 Gate Vergleichsstation

8 Greiv S 3

zusammen mit Greiv SI

9 Greiv S 4

zusammen mit Greiv SII

10 Greiv S 6

11 Greiv S 7

Periodenlänge

Frequenz [cpd]

zu b): Die Energie schwankt in diesem Frequenzbereich um mehr als eine Zehnerpotenz ($0,008 \text{ m}^2/\text{s}^2 \dots 0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$). Ihr Betrag hängt von der Oberflächenrauigkeit, der Stabilität und der mittleren Windgeschwindigkeit ab. Die Energie ist über dem Meer allgemein niedriger als über dem Land. Die Energie der Gate-Spektren liegt über der der Baltic Spektren, was wohl eine Folge der labilen Schichtung in den Tropen ist.

Die von mir berechneten Spektren sind nicht die ersten ihrer Art und so ist es möglich, sie mit anderen aus der Literatur zu vergleichen.

4.2 VERGLEICH DER SPEKTREN MIT WELCHEN AUS DER LITERATUR

Das erste umfassende, daher oft auch als "klassisch" bezeichnete Spektrum veröffentlichte van der HOVEN 1957 im Journal of Meteorology. Es überdeckt einen Periodenbereich von 1,5 Monaten bis zu 3,6 Sekunden. Diesem Spektrum lag

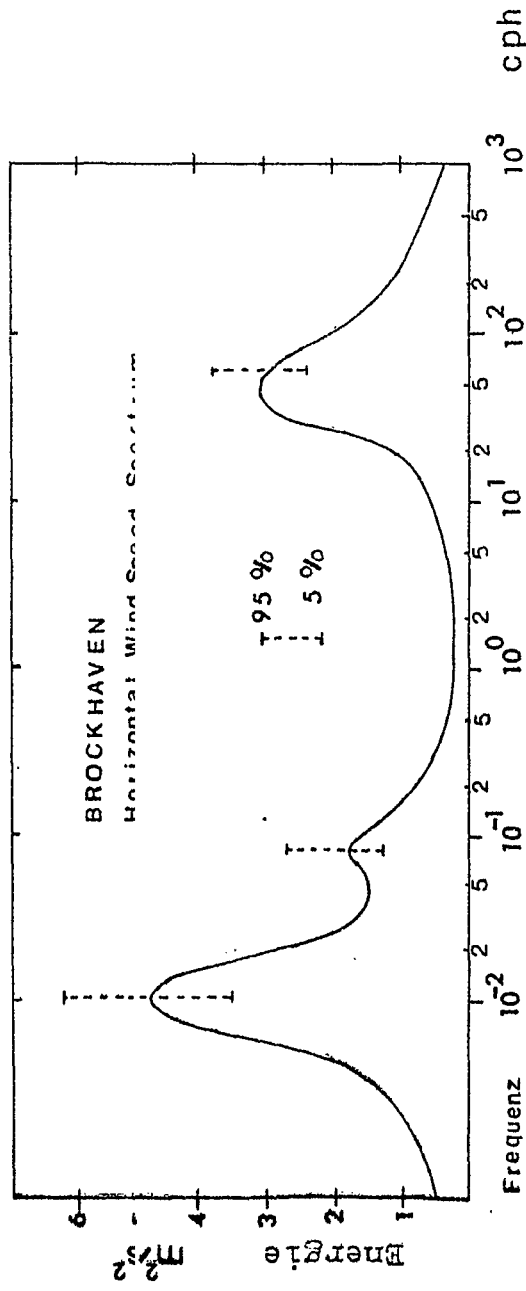


Abb. 4.16: "Klassisches" van der Hoven Spektrum (v.d.HOVEN, 1957)

keine zusammenhängende Meßreihe zu Grunde, sondern van der HOVEN setzte es aus verschiedenen, an verschiedenen Orten zu unterschiedlichen Zeiten gemessenen Einzelspektren zusammen.

Abb. 4.16 zeigt dieses Spektrum. Zwischen zwei Energie-maxima, das eine bei einer Periodenlänge von 100 Stunden (= 4 Tage), das der Autor mit durchziehenden Zyklonen in Verbindung bringt, und einem bei der Frequenz von 60 cph ($T = 1$ min), das durch kleine wegen der Reibung entstandene Wirbel hervorgerufen worden sein soll, liegt ein Bereich niedriger Energie, das sogenannte "Gap". Dieses Gap ist nach van der HOVENs Ansicht ein Zeichen dafür, daß es bei diesen Frequenzen keine Vorgänge in der Atmosphäre gibt, die Energie erzeugen oder enthalten.

BYSOVA (1967) weist in seinen Messungen ebenfalls dieses Gap nach. Es liegt bei ihm im Periodenbereich von $T = 15$ min bis $T = 7$ h und ist bei ihm, ähnlich wie bei van der HOVEN, um die Frequenz 1 cph ($T = 1$ h) zentriert. BYSOVA und van der HOVEN führten ihre Messungen über Land durch.

MILLARD (1968) erhielt bei seinem Spektrum, welches er aus Windaufzeichnungen vor der amerikanischen Ostküste berechnete, einen ähnlichen Verlauf der spektralen Kurve wie van der HOVEN (siehe Abb. 4.17).

Einem Aufsatz von FIEDLER und PANOFSKY (1970) dagegen kann man entnehmen, daß FRENZEN (1970) von bisher unveröffentlichten Daten der BOMEX-Expedition (Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment) eine Spektralkurve zeichnete, in der kein derartiges Gap zu finden war.

ROPELEWSKI (1975), der sich ebenfalls auf BOMEX-Daten stützt, erhält nur bei einem Teil der Spektren ein Gap.

MAYNARD (1969) analysierte Spektren aus Windmessungen an einem Turm in Oklahoma und konnte keine deutliche Energielücke finden (siehe Abb. 4.17).

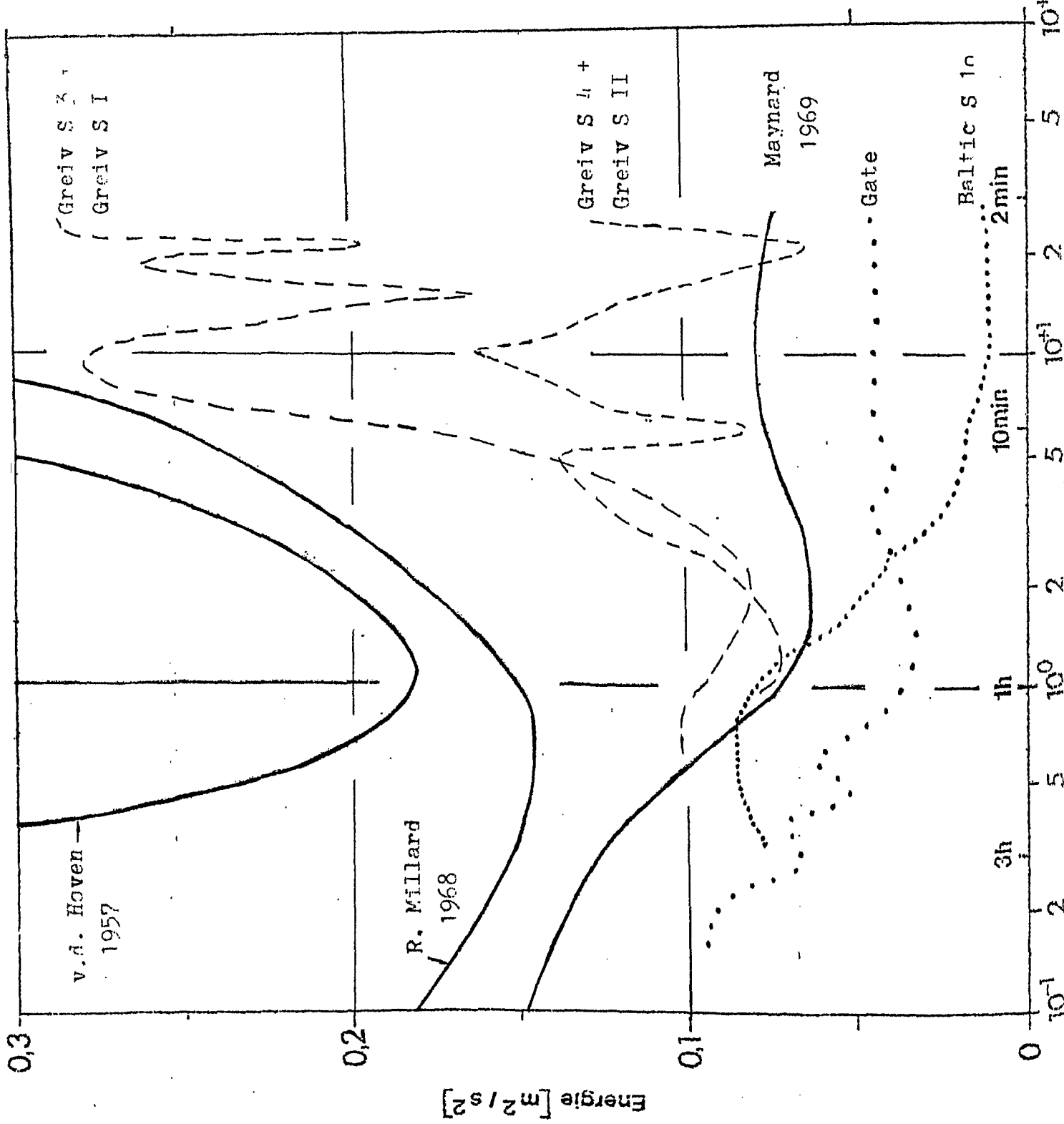


Abb. 4.17:

Vergleich einiger Spektren aus der Literatur (durchgezogene Linien) mit einigen von mir berechneten (punktierete Linie: Meer, unterbrochene Linie: Land).

Wie sieht das nun in meinen Spektren aus?

In Abb. 4.17 habe ich drei Spektren aus der Literatur (van der HOVEN, MILLARD und MAYNARD) und drei von meinen (Baltic S 10, Gate, Greiv S 3 mit Greiv S I) in ein Koordinatensystem gezeichnet. Der Maßstab der y-Achse ist dem der anderen Spektren (Abb. 4.1 bis Abb. 4.15) gleich. Da ich die Spektren der anderen Wissenschaftler aus ihren Graphiken, die meistens nur eine recht grobe Skaleneinteilung besitzen, in meinen Maßstab umgerechnet habe, sind diese mit einiger Vorsicht zu interpretieren. Alle Spektren werden stark geglättet wiedergegeben.

Die Spektren von van der HOVEN und MILLARD heben sich deutlich von meinen Spektren ab, was die Energie anbetrifft. Dieses ist bei van der HOVENs aus zweierlei Gründen verständlich: zum einen mißt er in größeren Höhen als ich (40 m...150 m), zum anderen stützt sich sein Spektrum im hochfrequenten Bereich auf Windmessungen während eines Hurricanes, ohne den, wie er selbst schreibt, die Energie nur halb so groß wäre.

Von den drei Spektren paßt sich das von MAYNARD meinen Kurven am besten an.

Hinsichtlich der Existenz des Gaps kann das Folgende ausgeführt werden: Ein Teil der vorliegenden Meßreihen ist so kurz, daß man keine oder nur vage Angaben über die Existenz des Gaps machen kann, da man nicht weiß, ob bei den großen Periodenlängen ein Maximum existiert. Nehmen wir an, es existiere. Dann kann es nur dann ein Gap geben, wenn bei den hohen Frequenzen die Energie ebenfalls ansteigt. So sieht man bei der Messung Greiv S 3 zusammen mit Greiv S I alle Anzeichen für die Existenz des Gaps, dagegen bei den Baltic und Gate Serien gibt es keinen Grund zu der Annahme, daß die Energie bei noch höheren Frequenzen wieder ansteigt und dieser Anstieg eine Energielücke begrenzt. Nur insbesamt zwei der vorliegenden Meßreihen können ein Gap besitzen, nämlich Greiv S 3 (mit Greiv S I) und Baltic S 8. Beide

wurden bei den für ihre Meßstation (Land oder Meer) größten Labilität und höchster mittlerer Windgeschwindigkeit aufgezeichnet. Die anderen Spektren zeigen dort, wo die Energielücke liegen sollte, ein Maximum.

4.3 ZAHLENMÄSSIGE ERFASSUNG UND PARAMETRISIERUNG DER SPEKTREN

In den nun folgenden Kapiteln wird der Verlauf der Spektralkurven durch einige sie kennzeichnende Zahlen beschrieben. Es wird versucht, *Abhängigkeit zwischen diesen charakterisierenden Größen und meteorologischen Parametern* zu finden. Zunächst soll auf die meteorologischen Meßgrößen näher eingegangen werden.

4.3.0.1 *Diskussion der verwendeten meteorologischen Parameter*

Folgende meteorologische Kenngrößen wurden zur Betrachtung der Spektren herangezogen:

- die mittlere Windgeschwindigkeit \bar{u}
- die Schubspannung u_+^2
- der Stabilitätsparameter R_i

Andere Meßgrößen, wie die mittlere Temperatur, die Luftfeuchtigkeit oder die Windrichtung lagen zwar vor, ihr Betrag ist aber weniger für eine bestimmte atmosphärische Situation kennzeichnend als für die unterschiedliche geographische und topographische Lage der Meßpunkte. So bedeutet Südostwind bei den Gate Messungen, daß man sich im Passat befindet, bei den Meßserien in Norddeutschland würde man eher auf die Advektion kontinentaler Luft schließen. Für die anderen Größen lassen sich ähnliche Beispiele finden.

Wettererscheinungen, wie Schauer, Bewölkungsart oder Luftmassen lassen sich ebenfalls nur schwer in Zahlen fassen und traten bei den langen Mesreihen nicht kontinuierlich auf.

Der mittlere Wind wurde bei allen Messungen aus den einminütigen Mittelwerten, die auch für die Spektralanalyse verwandt wurden, berechnet.

$$\bar{u} = 1/\theta \sum_{t=0}^{\theta} u(t) \quad (4.1)$$

θ : Länge der Meßreihe in Minuten

Die Schubspannung u_*^2 beschreibt den von dem Wind auf die Oberfläche ausgeübten Zug. Dieser ist um so größer, je rauher die Oberfläche und je stärker der Wind ist. Man kann für die Schubspannung deshalb folgenden Ansatz machen:

$$u_*^2 = c_D \cdot \bar{u}_{10}^2 \quad (4.2)$$

\bar{u}_{10} : mittlerer Wind in 10 m Höhe

c_D : Reibungskoeffizient

Diese Formel gilt nicht in jedem Fall, doch stellt sie eine gute Näherung an die Wirklichkeit dar, wie eine Vielzahl von Aufsätzen bewiesen haben (WUCKNITZ, 1974). Für die Messungen über Meer nahm ich ein c_D von $1,4 \cdot 10^{-3}$ an, für die Messungen über dem Getreidefeld eines von 10^{-2} und für das Rapsfeld $1,2 \cdot 10^{-2}$ (WUCKNITZ, 1974, HALTNER-MARTIN, 1957 - berechnet aus z_0 - und SUTTON, 1953).

Dieses c_D wurde für alle Windgeschwindigkeiten als konstant angesetzt, eventuelle Änderungen der Oberflächenrauigkeit durch Seegang oder das sich Flachlegen der Pflanzendecke wurde nicht berücksichtigt. Die Formel (4.2) setzt einen mittleren Wind voraus, der in 10 m Höhe gemessen wurde. Da der Meßmast nicht bis in diese Höhe reichte, habe ich die Windmessung des obersten Niveaus (siehe Abb. 3.0) verwertet. Der Fehler durch diese Maßnahme beträgt, nimmt man ein logarithmisches Windprofil an, etwa 3 %.

Die Richardsonzahl Ri (1920 von dem Hydrodynamiker L.F. Richardson eingeführt) ist ein Maß für die Stabilität einer Luftschicht. Sie gibt das Verhältnis zwischen Scher- und Auftriebskräften, die an ein Luftelement angreifen, an. Ist Ri kleiner 0, so ist die Schichtung labil, ist sie gleich 0 ($\pm 10^{-3}$), dann ist sie neutral und ist sie größer 0, dann ist sie stabil. Welche Turbulenzelemente bei welcher Richardsonzahl auftreten, kann man Abb. 3.1 entnehmen.

Bei Richardsonzahlen mit einem Wert größer als eins kommt nach den Voraussetzungen jegliche Turbulenz zum Erliegen, da durch Windscherung entstandene Störungen durch rücktreibende (thermische) Kräfte gleich wieder gedämpft werden.

Die Original-Richardson Funktion hat folgendes Aussehen:

$$Ri = g/T_v \cdot (\partial \bar{T}_v / \partial z) / (\partial \bar{u} / \partial z)^2 \quad (4.3)$$

\bar{T}_v : mittlere virtuelle Temperatur

g : Erdbeschleunigung

Für diese Formel gibt es eine einfachere, aber auch ungenauere "Bulk" Formel:

$$Ri_b = \frac{g}{\bar{T}_v} \cdot \frac{T^*}{u_*^2} \cdot k \cdot z \quad (4.4)$$

k = 0,4 : Karmannkonstante

T* wurde aus dem Unterschied zwischen der Lufttemperatur (in 10 m Höhe bzw. oberstem Niveau) und der Wassertemperatur berechnet:

$$T^* = c_D^{1/2} \cdot (\bar{T}_{10} - \bar{T}_W) \quad (4.5)$$

T_W : Wassertemperatur (nach WUCKNITZ, 1974)

Die Wassertemperatur lag nur bei den Messungen über See vor. Ein Versuch, die Temperatur T+ nach einer für die

Gegebenheiten über Land umgewandelten Formel (4.5) zu berechnen, wobei man statt der Wassertemperatur die Bodentemperatur einsetzt, scheiterten am Bewuchs des Bodens. Durch die Pflanzendecke war der Boden so gut von einem Wärmeaustausch mit den darüberliegenden Luftschichten abgeschnitten, daß die Temperatur in 80 cm Höhe nachts deutlich niedriger lag als in der Erde selbst. Für die Greiv Meßserien wurde T^* nach folgendem Ansatz berechnet:

$$T^* = \frac{T \text{ oben} - T \text{ unten}}{\ln(z \text{ oben}/z \text{ unten})} \cdot k \cdot z \quad (4.6)$$

unten: unterstes Meßniveau

oben : oberstes Meßniveau

der an sich nur für eine indifferente Schichtung gilt.

4.3.0.1 Lineare Regression und Korrelationskoeffizient

Zusammenhänge zwischen diesen Parametern und den Kenngrößen der Spektren werden durch Punktwolken dargestellt (Abb. 4.18a bis Abb. 4.20d). Es wurde versucht, durch diese Punkte eine optimale Gerade zu legen. Um dieses Verfahren zu objektivieren, wurde eine Ausgleichsgerade nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet.

Seien x_i und y_i die Koordinaten der Punkte einer Punktwolke. In diese Punktwolke soll eine Gerade der Form:

$$y = ax + b \quad (4.7)$$

gelegt werden.

Bei der Berechnung dieser Geraden habe ich die Punkt-Steigungsform angewendet. Als Punkt habe ich den Schwerpunkt des Systemes benutzt. Er hat die Koordinaten \bar{x} und \bar{y} (d.h. den Mittelwert der Abszissen- und Ordinatenwerte):

$$\bar{x} = 1/\theta \sum_{i=1}^{\theta} x_i \quad \bar{y} = 1/\theta \sum_{i=1}^{\theta} y_i \quad (4.8)$$

θ : Werteanzahl

$i = 1, 2, \dots, \theta$

Die Steigung der Gerade kann man nach folgender Formel berechnen:

$$a = \frac{\sum_{i=1}^{\theta} (x_i - \bar{x})^2}{\sum_{i=1}^{\theta} [(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})]} \quad (4.9)$$

Den Schnittpunkt der Gerade mit der y-Achse ergibt sich aus (4.7) und (4.9):

$$b = \bar{y} - a\bar{x} \quad (4.10)$$

Ein Maß für die Sicherheit, ob die Meßgrößen linear voneinander abhängen, ist der Korrelationskoeffizient:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{\theta} [(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})]}{\left(\sum_{i=1}^{\theta} (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_{i=1}^{\theta} (y_i - \bar{y})^2 \right)^{1/2}} \quad (4.11)$$

Der Korrelationskoeffizient kann zwischen -1 und +1 schwanken. Ist er negativ, so ist die eine Meßgröße umgekehrt proportional zur anderen. Ist er positiv, so besteht ein direkter Zusammenhang zwischen den Wertepaaren, ist er gleich Null, so besteht keinerlei Abhängigkeit.

Die statistische Sicherheit, ob zwei Größen miteinander korreliert sind, hängt neben dem Betrag des Korrelationskoeffizienten auch von der Anzahl der Werte ab. Zur Prüfung der Signifikanz habe ich den Fisher-Test angewendet.

$$F = r^2 / (1 - r^2) \cdot (N - 2) \quad (4.12)$$

N : Anzahl der Freiheitsgrade

Überschreitet der Wert F einen für jede Punktzahl eigenen festen Wert (Tabelle E, TAUBENHEIM 1969), so ist mit 95 % Wahrscheinlichkeit eine Abhängigkeit vorhanden. Löst man Formel (4.12) nach r auf, so kann man den Korrelationskoeffizienten berechnen, ab dem ein zu 95 % gesicherter Zusammenhang vorliegt.

$$R = (1 / ((N - 2) / F + 1))^{1/2} \quad (4.13)$$

Eine Tabelle dieses Grenzkorrelationskoeffizienten als Funktion der Werteanzahl findet sich in Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1

Diese Tabelle zeigt, ab welchem Korrelationskoeffizienten bei einer bestimmten Werteanzahl N eine 95 % statistische Sicherheit für die Abhängigkeit zweier Parameter besteht.

N : Werteanzahl R : Grenzkorrelationskoeffizient

N	R
3	0,997
4	0,95
5	0,88
6	0,81
7	0,75
8	0,71
9	0,67
10	0,63
11	0,60
12	0,58
118	0,18

(in Anlehnung an Tabelle E und F aus TAUBENHEIM, 1969)

Da im folgenden mit einer oft wechselnden Anzahl von Wertepaaren gearbeitet wird, die Korrelationskoeffizienten aber miteinander verglichen werden sollen, wurden diese mit dem Grenzkorrelationskoeffizient normiert. Ist die so erhaltene Zahl r' größer oder gleich eins, so liegt ein zu 95 % gesicherter Zusammenhang der Maßgrößen vor.

Diese Korrelationsrechnung hat leider aber auch einige Fehler: Sie geht von normalverteilten Wertepaaren aus, d.h. diese sollen am dichtesten um den Schwerpunkt verteilt sein. Dieses ist bei den Zeichnungen, wo versucht wurde, einen funktionalen Zusammenhang zwischen $u \times^2$ und $n S(n)$ zu finden, nicht der Fall.

Die Konsequenz einer nicht normalverteilten Punktwolke ist, daß man einen zu hohen Korrelationskoeffizienten erhält. Dieses sei an einem Beispiel verdeutlicht:

Liegt ein Punkt sehr weit von den übrigen ab, so werden diese (auch vom Auge), von dem Schwerpunkt aus, der durch das Übergewicht des Ausreißers auch weit ab von den restlichen Punkten liegt, als *ein*, nur etwas verschmierter Punkt angesehen. Durch zwei Punkte aber kann man immer eine Gerade, die dazu noch den Korrelationskoeffizienten eins besitzt, legen.

Ein hoher Korrelationskoeffizient kann also, muß aber nicht, auf Zusammenhänge hindeuten.

4.3.1 VERHALTEN DER ENERGIE IN VERSCHIEDENEN FREQUENZBÄNDERN BEI DER ÄNDERUNG METEOROLOGISCHER GRÖSSEN

Eine Möglichkeit, den Verlauf der Spektralkurve in Zahlen zu fassen, ist die Unterteilung des Spektrums in bestimmte feste Frequenzbereiche. Wie schon in Kapitel 3.6 erwähnt, ist die Fläche unter einer Spektralkurve, wenn die mit der Frequenz multiplizierte Energiedichte linear gegen den Logarithmus der Frequenz aufgetragen ist, der Energie direkt proportional.

Unterteilt man die x-Achse in mehrere gleich lange Stücke, so kann man die Energie, die der Fläche zwischen x-Achsenabschnitt und Spektralkurve direkt proportional ist, vergleichen.

Die vorliegenden Spektren wurden in folgende Intervalle unterteilt:

Frequenz		Periodenlänge	
0,316 ...	1,0 cph	1 h ...	3 h
1,0 ...	3,0 cph	20 min ...	1 h
3,0 ...	10 cph	6 min ...	20 min
10 ...	30 cph	2 min ...	6 min

Alle vier Intervalle konnte ich nur bei einem Teil der Baltic und Gate Serien berechnen, bei den Greiv Messungen zwischen einem und drei.

Da die Spektraldichte nur in diskreten Werten vorlag, kam es an den Intervalltrennungspunkten zu Überschneidungen und die Intervalle stimmen deshalb auch nicht haargenau überein. Der Fehler ist wegen der großen Zahl der Werte, die für die Flächenberechnung aufsummiert wurden, sehr klein.

4.3.1.1 *Die Schwankung des Windes in verschiedenen Periodenbereichen als Funktion des mittleren Windes*

Aus der Energie in einem Frequenzbereich kann man die mittlere Amplitude und die mittlere Schwankung in diesem Frequenzintervall ermitteln:

für die mittlere Amplitude gilt, analog zu Gleichung 2.3:

$$\bar{A} \begin{vmatrix} n_2 \\ n_1 \end{vmatrix} = \sqrt{2(E)}^{1/2} \begin{vmatrix} n_2 \\ n_1 \end{vmatrix} \quad (4.14)$$

n_1, n_2 : untere bzw. obere Grenze des Frequenzintervalles

Zur Herleitung der mittleren Schwankung muß man etwas weiter ausholen:

Man kann eine Funktion (hier den Wind $u(t)$) auf verschiedene Art und Weisen mathematisch darstellen, wie zum Beispiel durch eine Fourierreihe. Man kann auch einen Störungsansatz machen, was bedeutet, das man den Wind $u(t)$ in seinen Mittelwert und die Abweichung vom Mittelwert zerlegt.

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (4.15)$$

Vergleicht man die letzte Gleichung mit der Formel (2.1), so stellt man fest, daß man in einer harmonischen Analyse

versucht, die Schwankungen durch eine Summe von Sinus- und Cosinusfunktionen zu beschreiben.

Die turbulente Energie des Windes (\bar{u}'^2) entspricht der gesamten Energie der Fourierreihe:

$$\begin{aligned} \bar{u}'^2 &= \left(\sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(2\pi n t/T_0) + b_n \sin(2\pi n t/T_0)) \right)^2 \\ &= 1/2 \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^2 + b_n^2) \quad (\text{Parseval'scher Satz}) \quad (4.16) \end{aligned}$$

Dieses \bar{u}'^2 bezieht sich auf den gesamten erfaßten Frequenzbereich. Da die turbulente Energie sich additiv aus der Energie bei verschiedenen Periodenlängen zusammensetzt, ist es möglich, Teilbereiche zu definieren:

$$\begin{aligned} \bar{u}'^2 \Big|_{n_1}^{n_2} &= 1/2 \sum_{n=n_1}^{n_2} (a_n^2 + b_n^2) \\ &= 2\pi/T_0 \sum_{n=n_1}^{n_2} S(n) \quad (4.17) \end{aligned}$$

Die turbulente Energie wird öfters auch mit σ_{uu}^2 bezeichnet, da sie der Varianz bei einer Mittelwertbildung entspricht. Aus der turbulenten Energie kann man die Windschwankung berechnen (der direkte Weg, daß man einfach die Schwankungen mittelt, ist nicht möglich, da der Mittelwert einer Störungsgröße per definitionem gleich Null ist):

$$\begin{aligned} \sigma_{uu} \Big|_{n_1}^{n_2} &= (\bar{u}'^2)^{1/2} \Big|_{n_1}^{n_2} = (2\pi/T_0 \sum_{n=n_1}^{n_2} S(n))^{1/2} \\ &= 1/\sqrt{2} \cdot \bar{A} \Big|_{n_1}^{n_2} \quad (4.18) \end{aligned}$$

Diese mittlere Schwankung wurde in den nachfolgenden Abbildungen gegen den mittleren Wind aufgetragen (Abb. 4.18a bis Abb. 4.18d).

In diese Darstellungen sind Linien gleicher Böigkeit g (= gustiness) eingezeichnet. Sie geben das Verhältnis von Windschwankung zu mittlerem Wind an (SUTTON, 1953 und HALTINER-MARTIN, 1957):

$$g = (\bar{u}'^2)^{1/2} / \bar{u} \quad (4.19)$$

In den beiden hochfrequenten Intervallen ($T \leq 20$ min) kann man, trennt man die Messungen der Stationen über Land und über Meer, einen direkten linearen Zusammenhang zwischen der Windstärke und der Windschwankung feststellen. Die Energie liegt bei den Stationen über Land deutlich über der über See, was wohl ein Effekt der über Festland höheren Oberflächenrauigkeit ist. Dieses wird im folgenden Kapitel noch eingehender untersucht. Die Böigkeit über Land nimmt Werte von 4 % bis 15 % an, über dem offenen Meer ist das Verhältnis von Windschwankung zu mittlerem Wind wie 1:25 bis 1:100. (1 % bis zu 4 %). Die 4 % Linie trennt die Messungen über Land und über See voneinander.

In den beiden langwelligen Bereichen scheint die Windschwankung mit zunehmender Windgeschwindigkeit abzunehmen. Dieses auf den ersten Blick paradoxe Phänomen kann man aber wie folgt erklären. In diesen Frequenzbereichen erfaßt man großräumige Wirbel, deren Achse in einigen hundert Metern Höhe liegt. Ihr Einfluß ist in den untersten Schichten der Atmosphäre so gering, daß man sie bei einer starken Verwirbelung durch einen hohen Wind nicht mehr messen kann. Die Grenzschicht für die gröberskaligen Turbulenzelemente ist die Obergrenze der durch die Bodenreibung verwirbelten Zone. Die Böigkeit in diesem Frequenzbereich schwankt für das Meer zwischen 2 % und 7 % und über Land zwischen 7 % und 10 %.

Es ist schwierig, die von mir ermittelte Böigkeit mit den Werten von anderen Autoren zu vergleichen, da hier oft die Angabe der Zeit, über die die Schwankung gemittelt wird, fehlt, und da oft die Berechnung der Windschwankung nur ein Nebenprodukt der Windmittelung ist, doch stimmen die Größenordnungen überein.

Abb. 4.18 a-d:

Die Windschwankung σ_{uu} als Funktion des mittleren Windes \bar{u} in verschiedenen Periodenbereichen.

Legende:

- ▲ Baltic Serien (Ostsee)
- △ Gate Serien (trop. Atlantik)
- Greiv Serien (Emsland, Getreidefeld)
- Greiv Serien (Emsland, Rapsfeld)

1	Baltic S 1 + 2	(27.4.75...29.4.75)	
2	Baltic S 4	(30.4.75... 1.5.75)	
3	Baltic S 6	(1.5.75... 3.5.75)	Ostsee
4	Baltic S 8	(4.5.75)	
5	Baltic S 10	(8.5.75...11.5.75)	
6	Gate	(30.7.74... 8.8.74)	
7	Gate Vergleichs- station	(19.8.74...20.8.74)	trop. Atlantik
8	Greiv S 3	(22.4.74)	
8a	Greiv S I	(21.4.74...22.4.74)	
9	Greiv S 4	(23.4.74)	Getreidefeld
9a	Greiv S II	(23.4.74...25.4.74)	
10	Greiv S 6	(26.4.74)	
11	Greiv S 7	(27.4.74...28.4.74)	Rapsfeld

g : Linien gleicher Böigkeit (gustiness), ($g = \sigma_{uu}/\bar{u} \cdot 100$
für g in %)

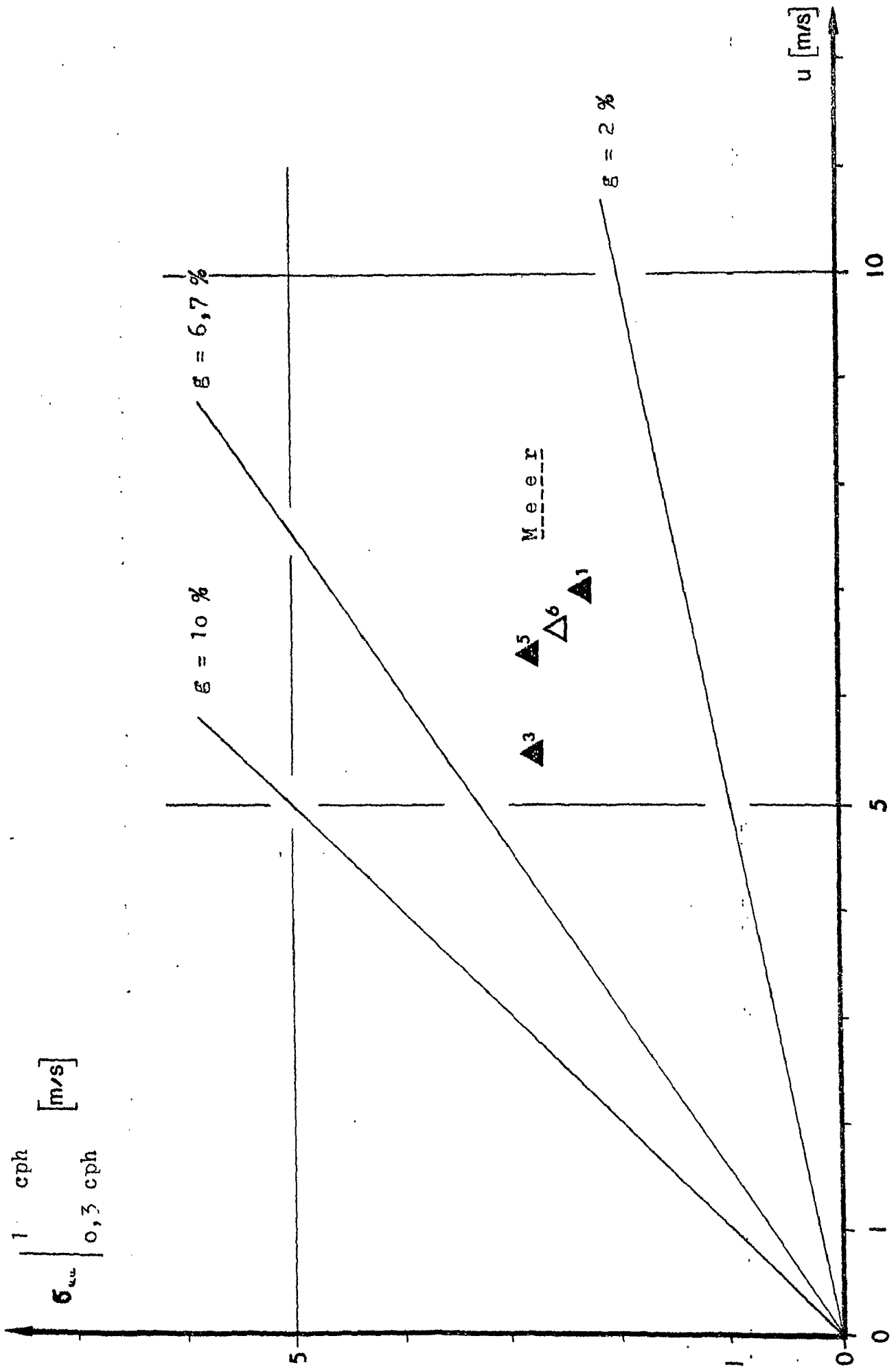


Abb. 4.18a: Die Windschwankung im Periodenbereich $3 h \geq T \geq 1 h$ als Funktion des mittleren Windes

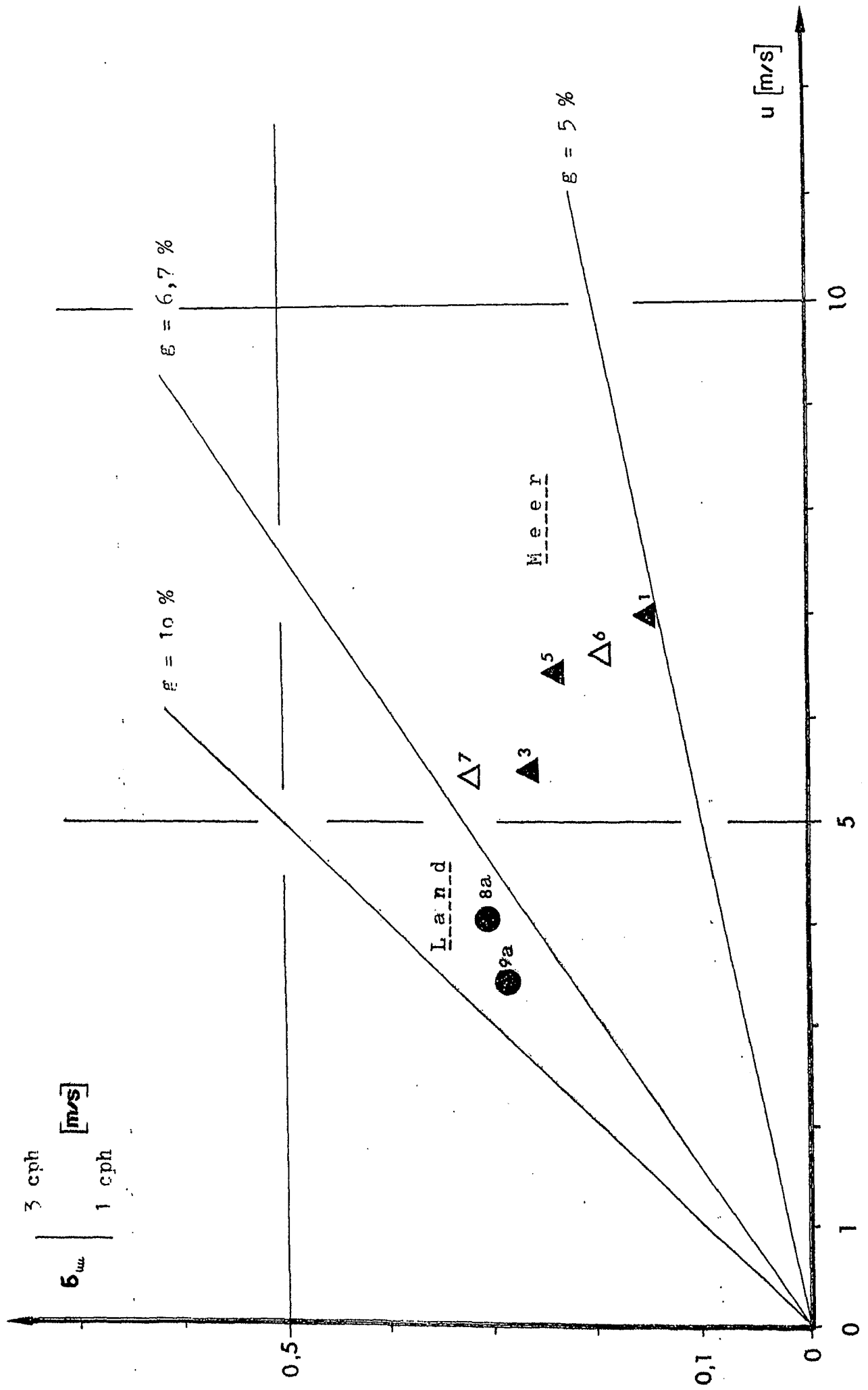


Abb. 4.18b: Die Windschwankung im Periodenbereich $1 h > T \geq 20$ min als Funktion des mittleren Windes

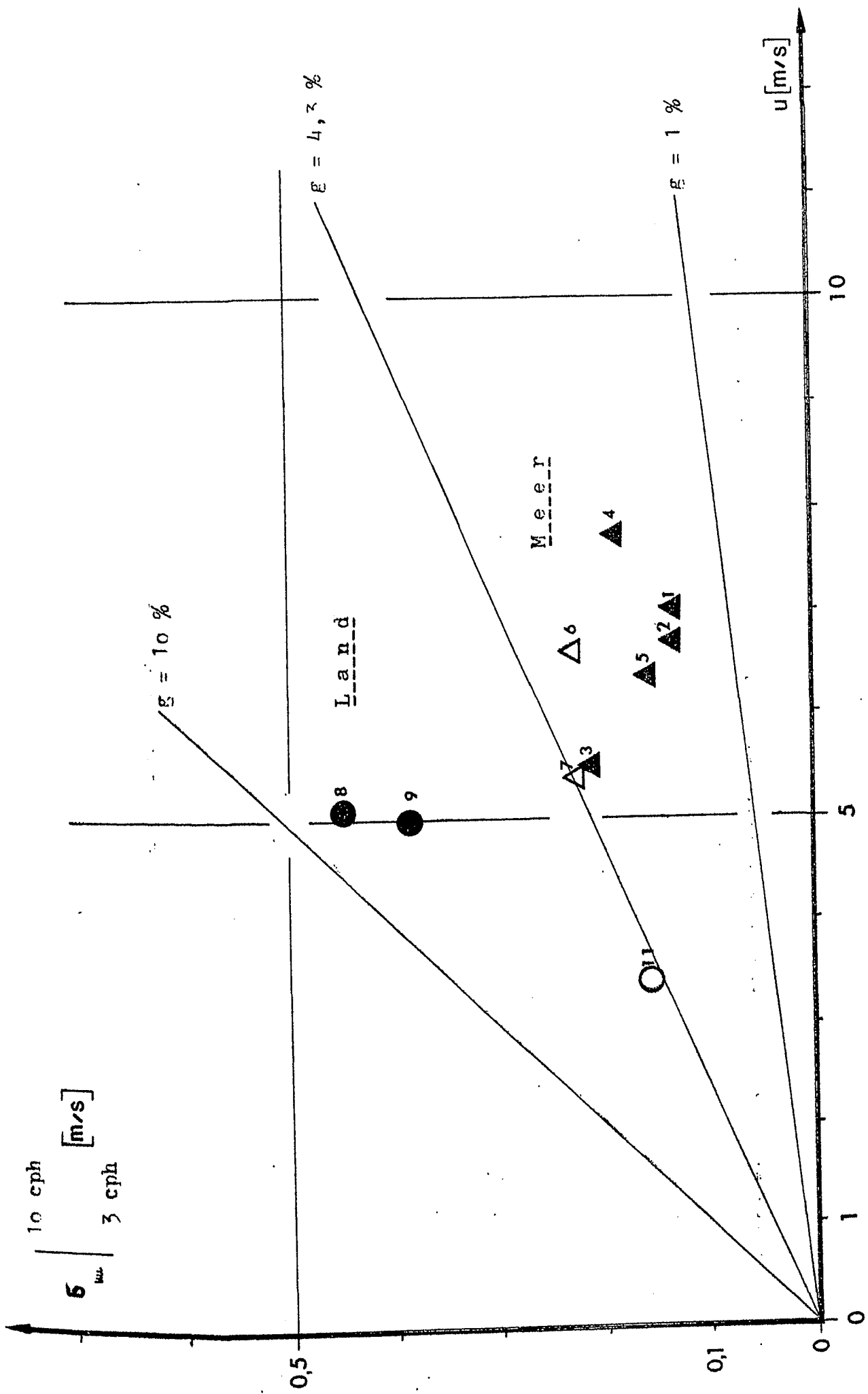


Abb. 4.18c: Die Windschwankung im Periodenbereich $20 \text{ min} > T > 6 \text{ min}$ als Funktion des mittleren Windes

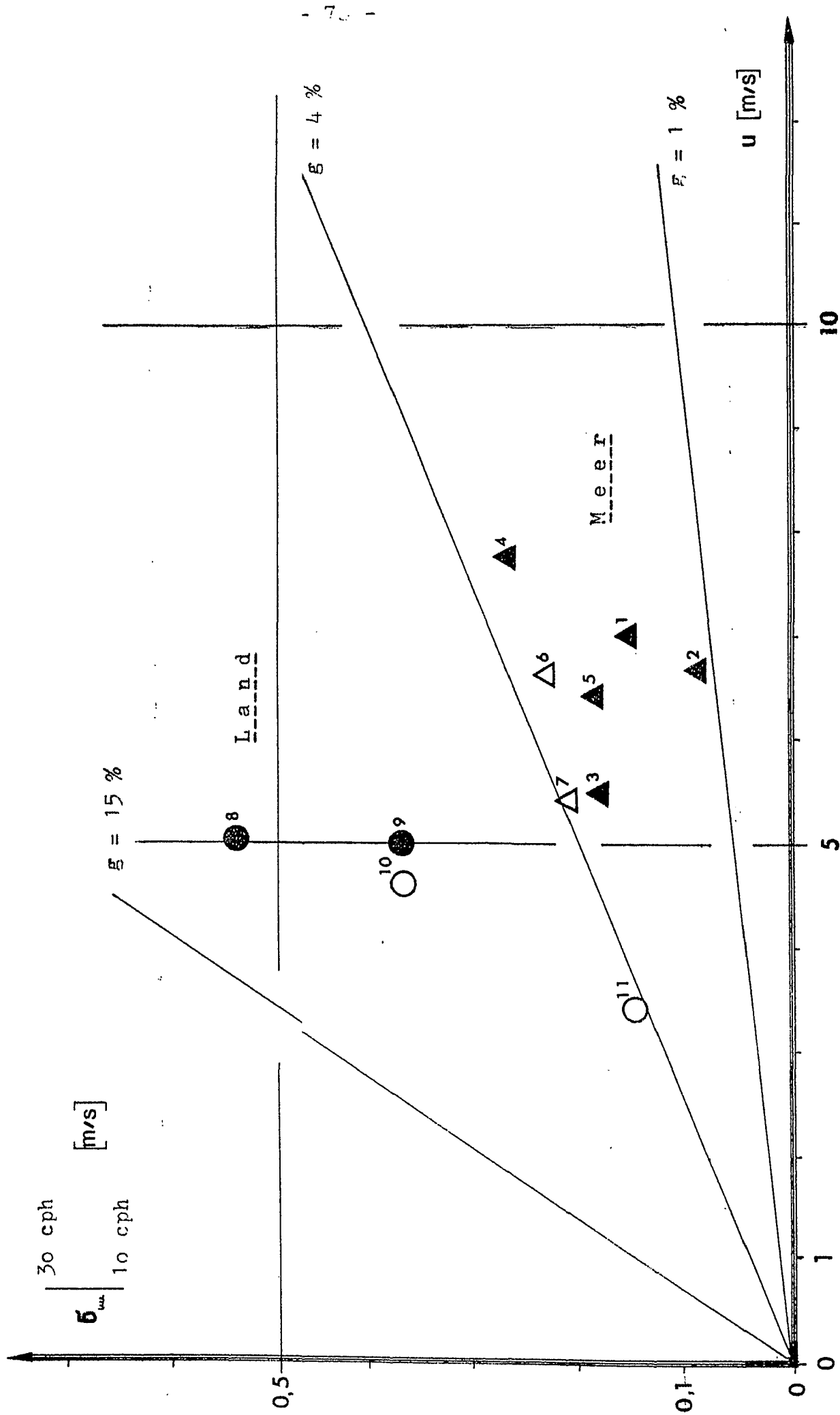


Abb. 4.18d: Die Windschwankung im Periodenbereich $6 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min}$ als Funktion des mittleren Windes

SUTTON (1953) berechnet aus Windmessungen, die er in 2 Metern Höhe über einer Grasfläche durchführte, eine Böigkeit von 10... 20 %. Aus dem linearen Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Windschwankung folgert er, daß die Schwankung (in der Grenzschicht) mit der Höhe zunimmt, da auch der Wind mit der Höhe ansteigt.

(Dieses hat mich veranlaßt, Energieunterschiede zwischen den Spektren aus der Literatur (siehe Kapitel 4.2 Abb. 4.17) und meinen Spektren auf die dortige größere Meßhöhe zurückzuführen.

SHIOTANI (1975) beobachtet bei Meßserien an der Küste einen Böigkeitsgrad von 5 % bis 10 %. Er stellt fest, daß die Böigkeit, wenn der Wind vom Land aufs Meer weht, größer ist als wenn er von See her kommt. Dieses ist wohl eine Folge der unterschiedlichen Rauigkeit.

Um den Einfluß der Oberflächenrauigkeit zu eliminieren, habe ich bei den folgenden Zeichnungen die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* als Parameter benutzt.

4.3.1.2 Die turbulente Energie in verschiedenen Frequenzbändern als Funktion der Schubspannung

Die folgenden Abbildungen (Abb. 4.19a bis Abb. 4.19e) sollen zeigen, ob und in welchem Maße die turbulente Energie in den einzelnen Frequenzbändern von der Schubspannung u_*^2 abhängt. Die Schubspannung ist kennzeichnend für die von dem Wind an die Oberfläche abgegebene Energie, die in der Hauptsache durch Wirbel aus dem Grundstrom \bar{u} zur Erdoberfläche transportiert wird.

Eine Korrelationstafel verdeutlicht eventuelle Zusammenhänge zwischen der Energie und der Schubspannung. Von Nachteil ist, daß die Messungen über Land und über Meer nicht die gleiche Anzahl hatten, so daß den Messungen über Land ein geringeres Gewicht zukam.

Die Korrelationstafel und die Abbildungen zeigen, daß die turbulente Energie von dem Frequenzintervall 0,3 bis 1 cph ($1 \text{ h} \leq T \leq 3 \text{ h}$) bis zu dem Frequenzintervall 3 bis 10 cph ($6 \text{ min} \leq T \leq 20 \text{ min}$) über dem Meer umgekehrt proportional zur Schubspannung verläuft. Dieses kann folgende Gründe haben:

- entweder wird durch den Wind die Ausbildung großer Turbulenzelemente behindert (oder wenigstens ihr Einfluß geschwächt) (siehe Kapitel 4.2 oder FIEDLER und PANOFISKY, 1970)
- oder die Oberflächenrauigkeit verändert sich mit dem Wind und der von mir verwendete Ansatz für u^+ (siehe Kapitel 4.3.o.1) mit konstanten Reibungskoeffizienten c_D ist nicht sinnvoll.

Über Land ist die turbulente Energie in jedem Fall direkt proportional zu der Schubspannung (hier wurden nur drei Frequenzbänder analysiert), doch ist dieser Zusammenhang statistisch nicht gesichert. Es scheint, daß die durch Reibung entstandenen Wirbel über Land größer sind (eine niedrigere Schwingungsdauer besitzen) als die Wirbel über See, wo man einen direkten linearen Zusammenhang zwischen Energietransfer und turbulenter Energie erst im Frequenzband mit der kürzesten Periodenlänge ($2 \text{ min} \leq T \leq 6 \text{ min}$) nachweisen kann.

Für Land und See gemeinsam besteht in den beiden hochfrequenten Spektrenabschnitten ein signifikanter direkter Zusammenhang zwischen u_*^2 und der turbulenten Energie, doch täuscht der hohe Korrelationswert, da die Punkte nicht normalverteilt sind (siehe Kapitel 4.3.o.2).

Wie man sieht, wird ein Teil der turbulenten Energie durch Bodenreibung erzeugt. Eine andere Energiequelle für Turbulenz ist die thermische Instabilität.

Abb. 4.19 a-d:

Die turbulente Energie in verschiedenen Periodenbereichen als Funktion der Schubspannung u_*^2 .

Legende:

▲	Baltic Serien	(Ostsee)	
△	Gate Serien	(trop. Atlantik)	
●	Greiv Serien	(Emsland, Getreidefeld)	
○	Greiv Serien	(Emsland, Rapsfeld)	
1	Baltic S 1 + 2	(27.4.75...29.4.75)	
2	Baltic S 4	(30.4.75... 1.5.75)	
3	Baltic S 6	(1.5.75... 3.5.75)	Ostsee
4	Baltic S 8	(4.5.75)	
5	Baltic S 10	(8.5.75...11.5.75)	
6	Gate	(30.7.74... 8.8.74)	trop. Atlantik
7	Gate Vergleichs- station	(19.8.74...20.8.74)	
8	Greiv S 3	(22.4.74)	
8a	Greiv S I	(21.4.74...22.4.74)	Getreidefeld
9	Greiv S 4	(23.4.74)	
9a	Greiv S II	(23.4.74...25.4.74)	
10	Greiv S 6	(26.4.74)	Rapsfeld
11	Greiv S 7	(27.4.74...28.4.74)	

— : berechnete optimale Ausgleichsgerade

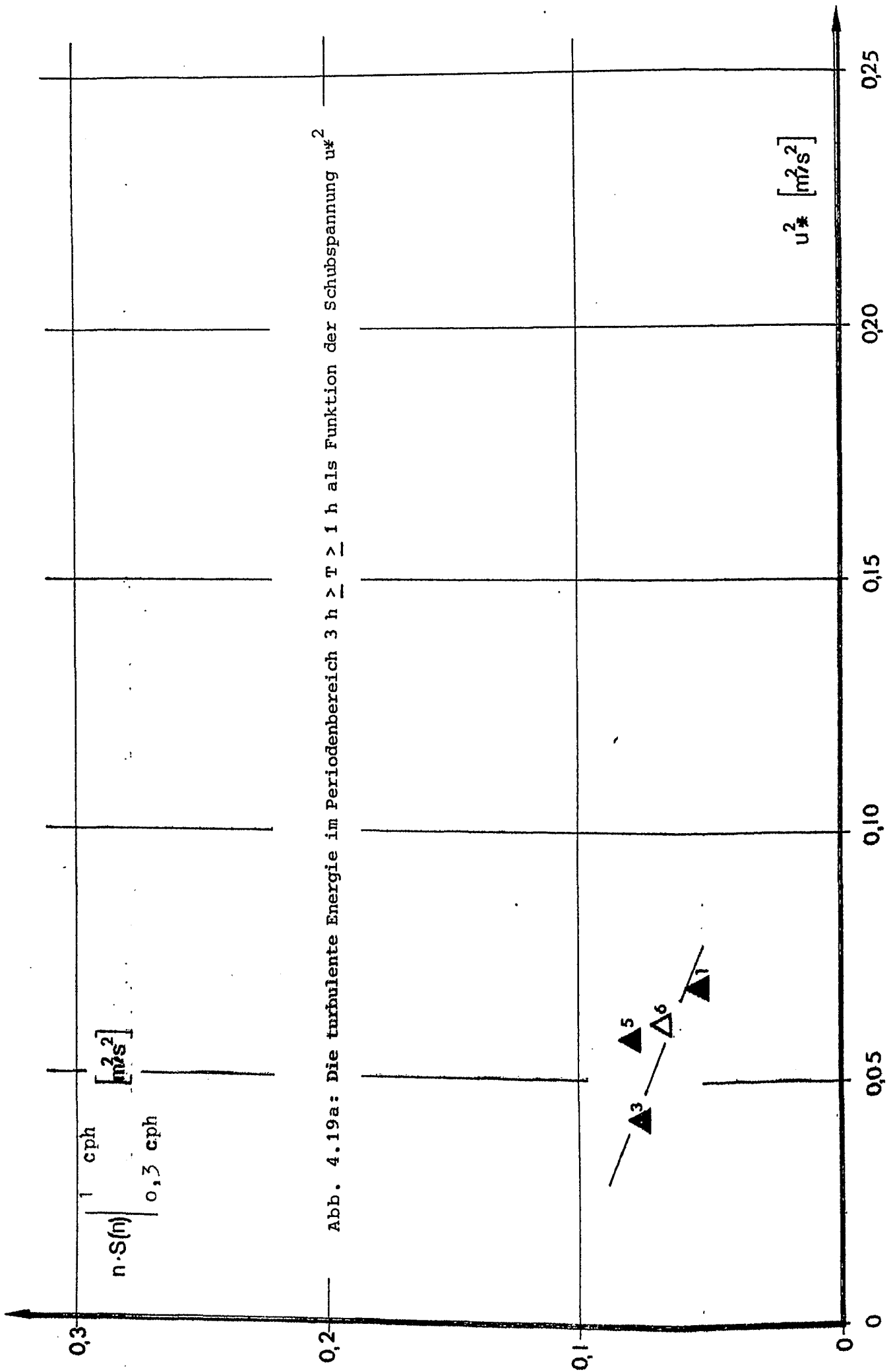


Abb. 4.19a: Die turbulente Energie im Periodenbereich $3 h > T > 1 h$ als Funktion der Schubspannung u_*^2

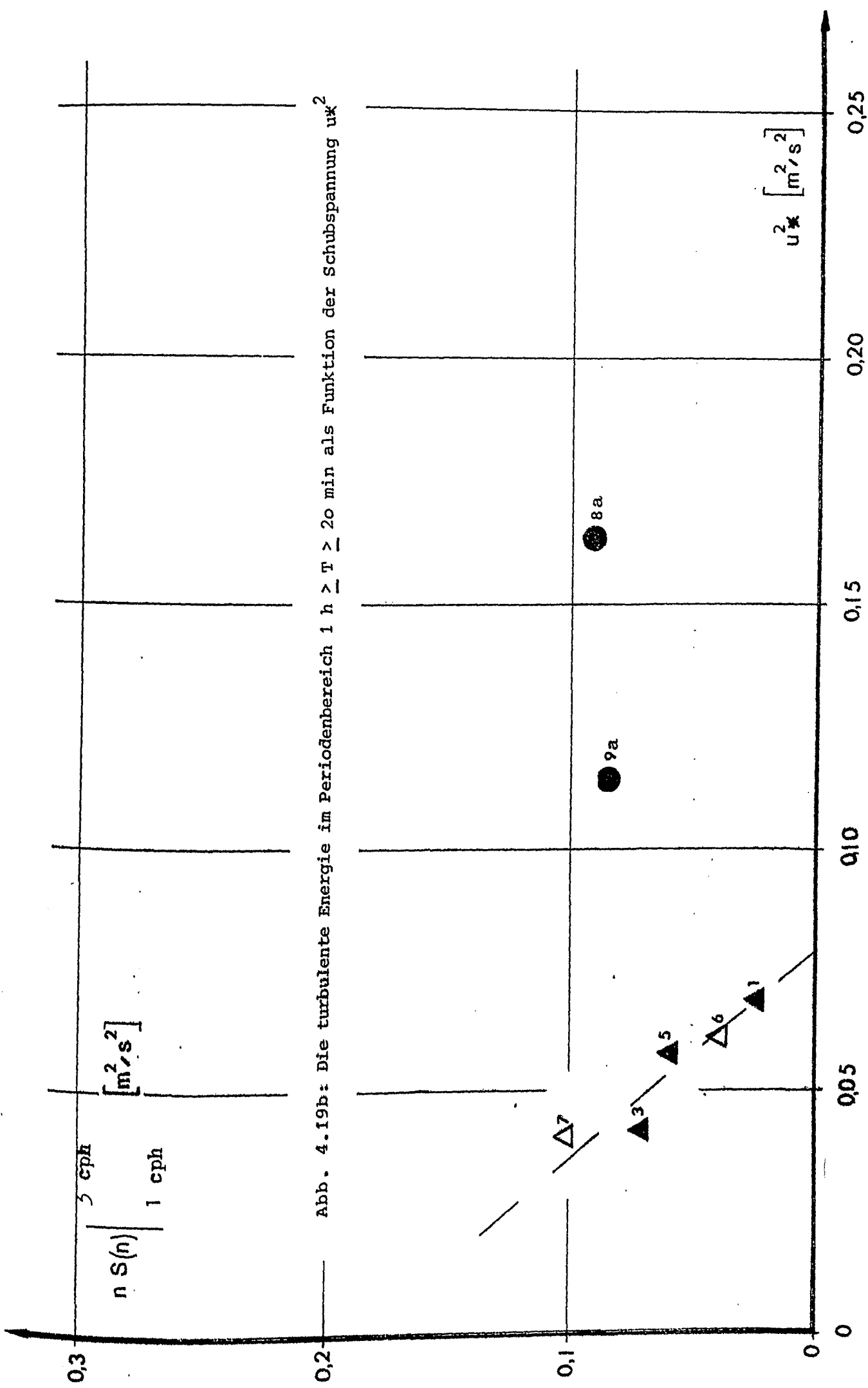


Abb. 4.19b: Die turbulente Energie im Periodenbereich $1 h > T > 20 \text{ min}$ als Funktion der Schubspannung u_*^2

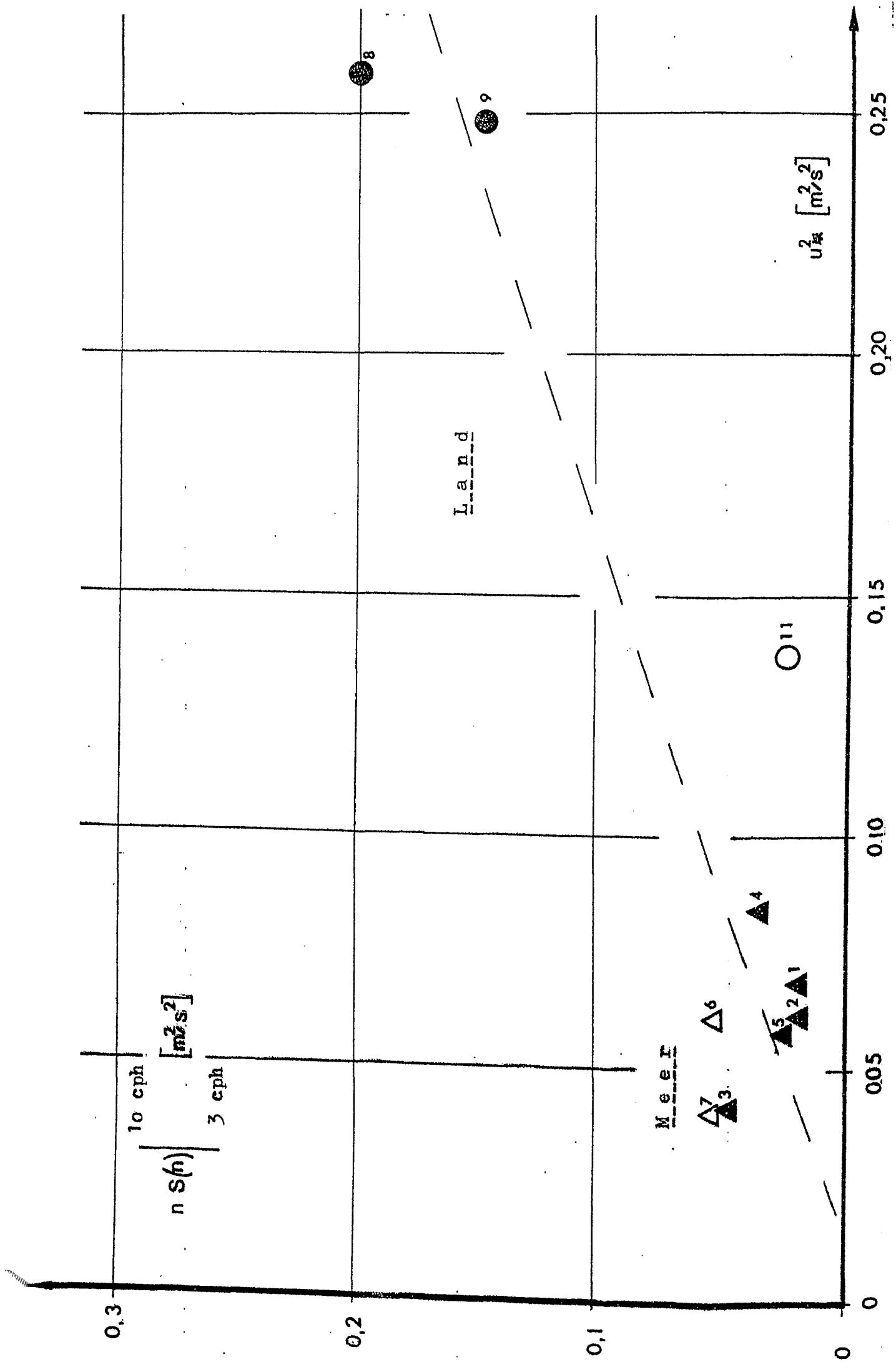


Abb. 4.19c: Die turbulente Energie im Periodenbereich $20 \text{ min} > T > 6 \text{ min}$ als Funktion der Schubspannung u_*^2

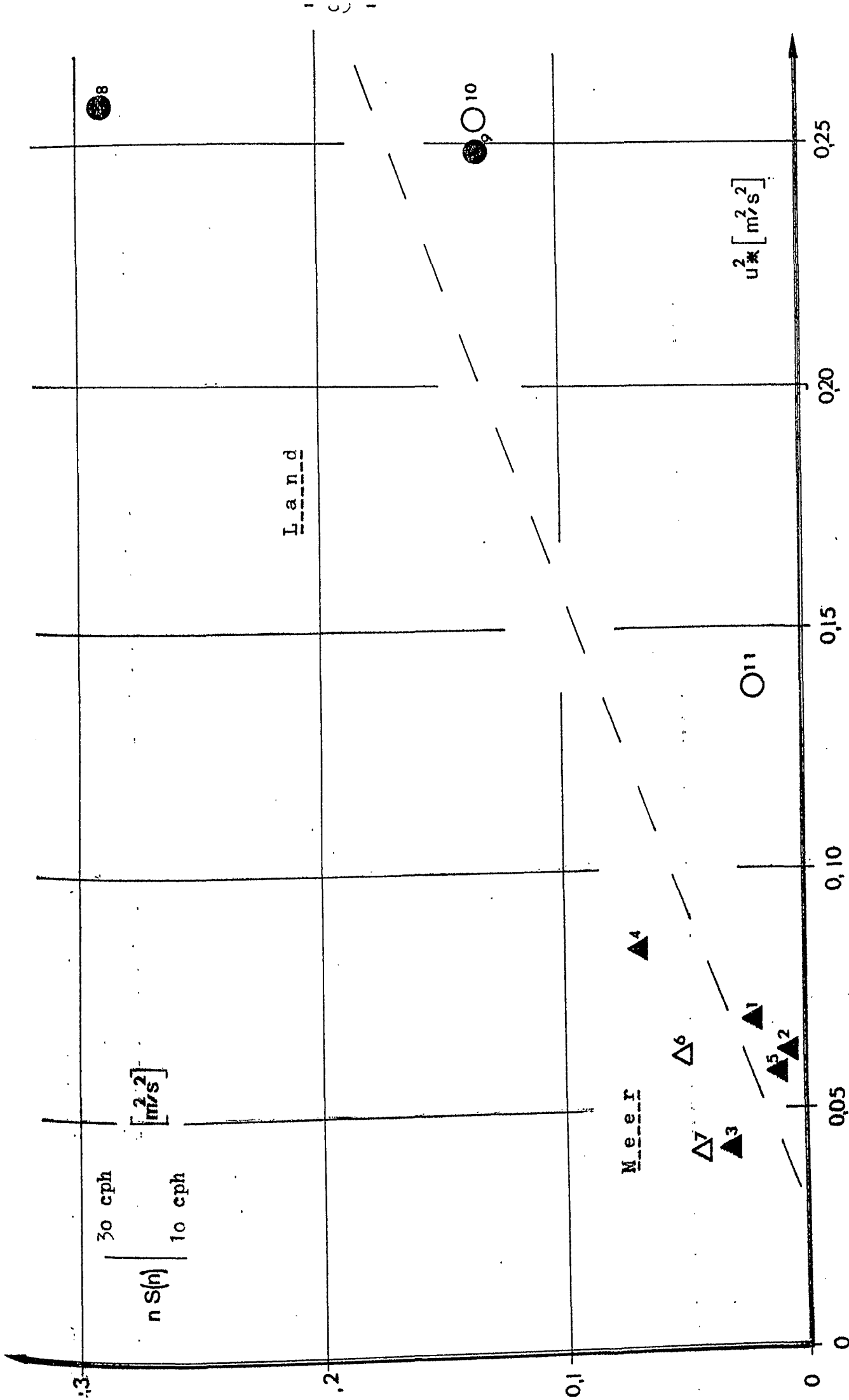


Abb. 4.19d: Die turbulente Energie im Periodenbereich $6 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min}$ als Funktion der Schubspannung u_*^2

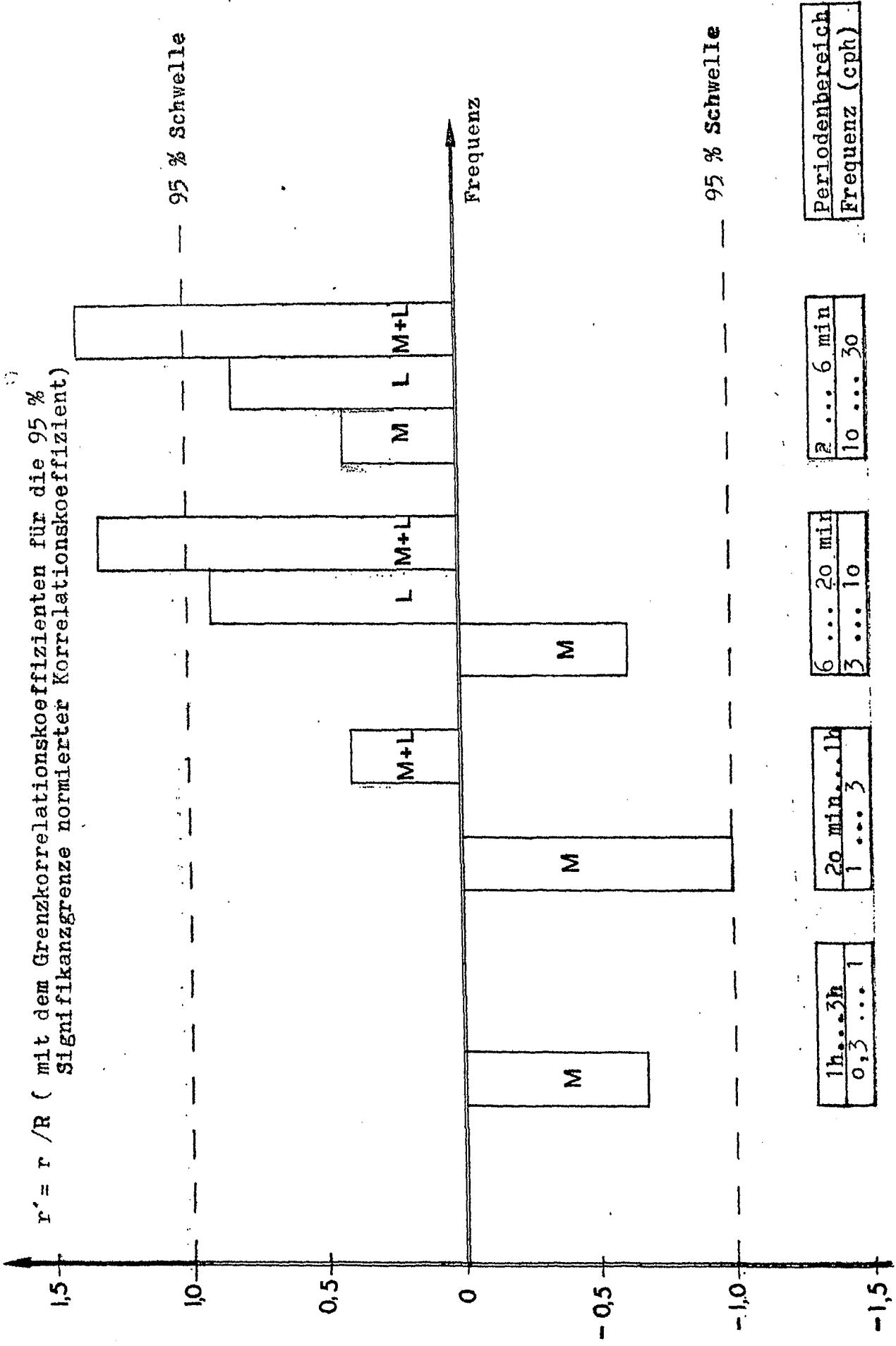


Abb. 4.19e: Korrelationstafel des Zusammenhanges der turbulenten Energie in verschiedenen Frequenzintervallen von der Schubspannung. L : Landstationen; M : Meerstationen; L+M : Land- und Meerstationen zusammen

4.3.1.3 Die turbulente Energie in verschiedenen Frequenzintervallen in Abhängigkeit von der Stabilität

Um festzustellen, welches Quantum der turbulenten Energie durch die Stabilität der Luft erzeugt oder vernichtet wird, habe ich sie durch die Schubspannung geteilt. Ich erhalte durch diese Maßnahme eine dimensionslose Größe, die mir angibt, in welchem Maße die Schubspannung, die äquivalent ist zu der von dem Boden in die Atmosphäre gelieferten Energie, mit der gesamten turbulenten Energie zusammenhängt. Ist der mit u_*^2 normierte Energiewert gleich 1, so wird die gesamte turbulente Energie durch Windscherung erzeugt, ist diese Größe kleiner als eins, dann wird die durch Windscherung produzierte Energie durch andere Effekte aufgezehrt und wird nicht vollständig in Turbulenz umgesetzt, ist dieser mit u_*^2 normierte Energiewert aber größer als 1, so müssen noch andere Energiequellen außer der Schubspannung vorgelegen haben. Diese Beziehung gilt aber nur für alle Frequenzbänder aufsummiert.

Abb. 4.20 a-d zeigt die mit u_*^2 normierte Energiedichte als Funktion des Stabilitätsparameters R_i , Abb. 4.20 e zeigt eine Korrelationstafel.

In dem Periodenbereich $1 \text{ h} \leq T \leq 3 \text{ h}$ kann man einen direkten linearen Zusammenhang zwischen der normierten Energie und der Richardsonzahl nicht feststellen (siehe Abb. 4.20 a). Ich habe zwar eine optimale Gerade berechnet, doch ist ihr Verlauf durch die geringe Anzahl der Punkte sehr zufallsbestimmt. Das Verhältnis von Schubspannung zu turbulenter Energie ist in 75 % der Fälle größer als eins. Dieses läßt darauf schließen, daß in diesem Periodenbereich noch andere Energiequellen außer der Bodenreibung vorhanden sind. Nach der optimalen Regressionsgeraden sind sie nicht von der Stabilität der unteren Luftschichten abhängig.

In dem Periodenbereich mit der nächst kürzeren Periodenlänge ($20 \text{ min} \leq T \leq 1 \text{ h}$) bietet sich folgendes Bild (siehe Abb. 4.20 b): Die Energie ist immer noch nahezu unabhängig

Abb. 4.20 a-d:

Die mit der Schubspannung u^2 normierte Energie in verschiedenen Frequenzintervallen als Funktion des Stabilitätsparameters R_1 .

Legende:

▲	Baltic Serien	(Ostsee)	
△	Gate Serien	(trop. Atlantik)	
●	Greiv Serien	(Emsland, Getreidefeld)	
○	Greiv Serien	(Emsland, Rapsfeld)	
1	Baltic S 1 + 2	(27.4.75...29.4.75)	
2	Baltic S 4	(30.4.75... 1.5.75)	
3	Baltic S 6	(1.5.75... 3.5.75)	Ostsee
4	Baltic S 8	(4.5.75)	
5	Baltic S 10	(8.5.75...11.5.75)	
6	Gate	(30.7.74... 8.8.74)	trop. Atlantik
7	Gate Vergleichs- station	(19.8.74...20.8.74)	
8	Greiv S 3	(22.4.74)	
8a	Greiv S I	(21.4.74...22.4.74)	
9	Greiv S 4	(23.4.74)	Getreidefeld
9a	Greiv S II	(23.4.74...25.4.74)	
10	Greiv S 6	(26.4.74)	
11	Greiv S 7	(27.4.74...28.4.74)	Rapsfeld

— — : berechnete optimale Ausgleichsgerade

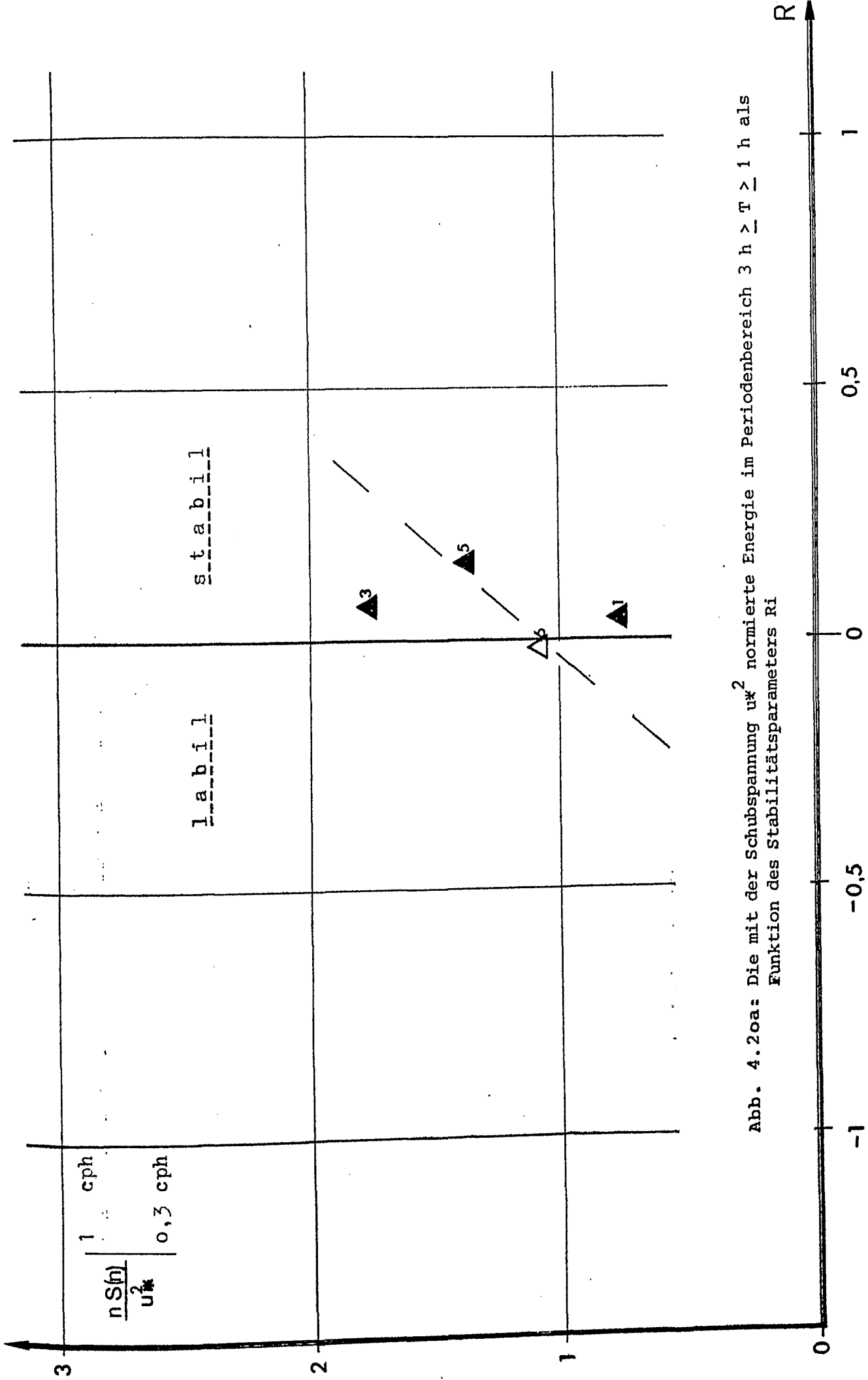


Abb. 4.20a: Die mit der Schubspannung u_*^2 normierte Energie im Periodenbereich $3 h \geq T \geq 1 h$ als Funktion des Stabilitätsparameters R_i

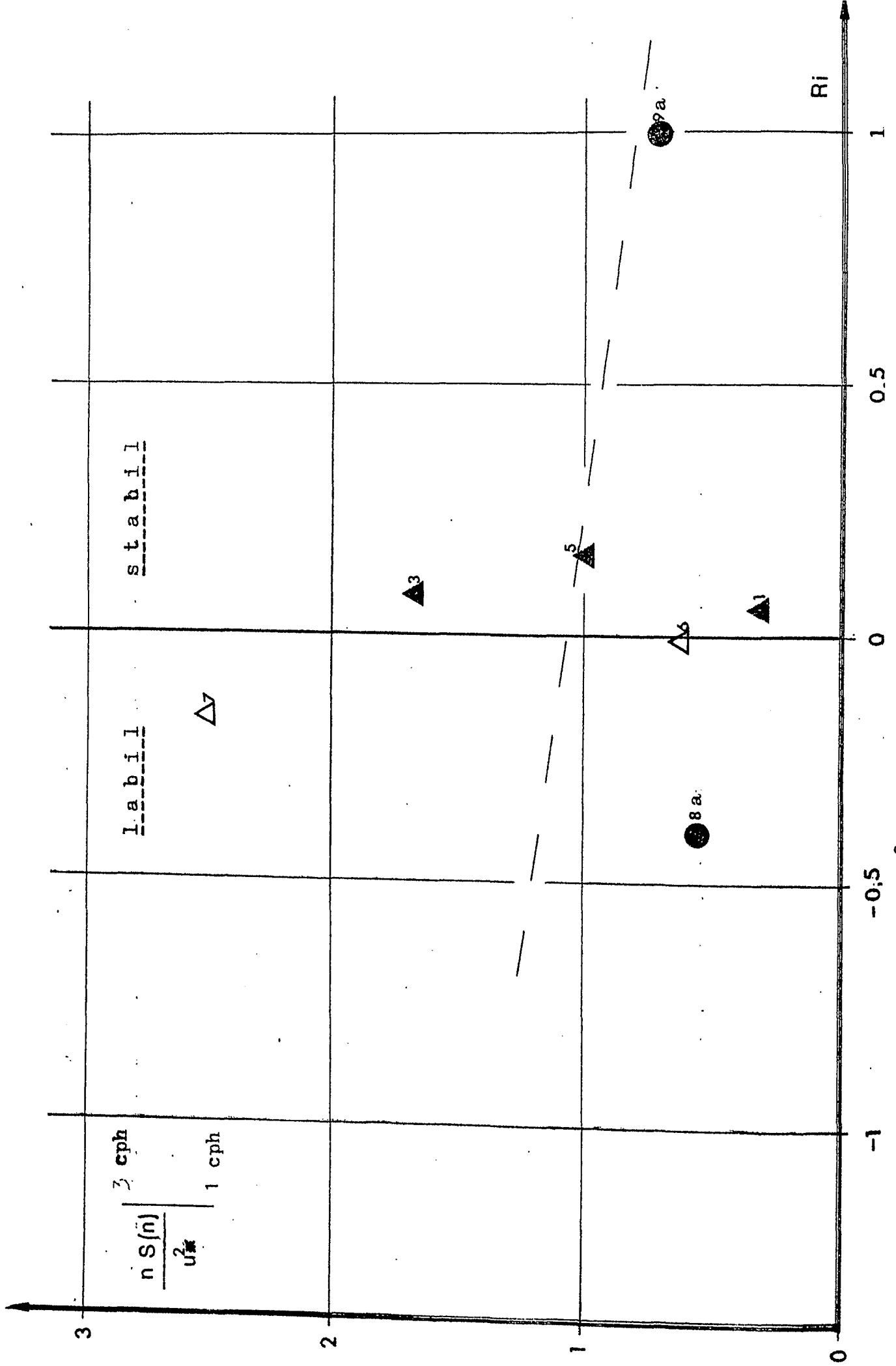


Abb. 4.2ob: Die mit der Schubspannung u_*^2 normierte Energie im Periodenbereich $1 h \geq T > 20 \text{ min}$ als Funktion des Stabilitätsparameters Ri

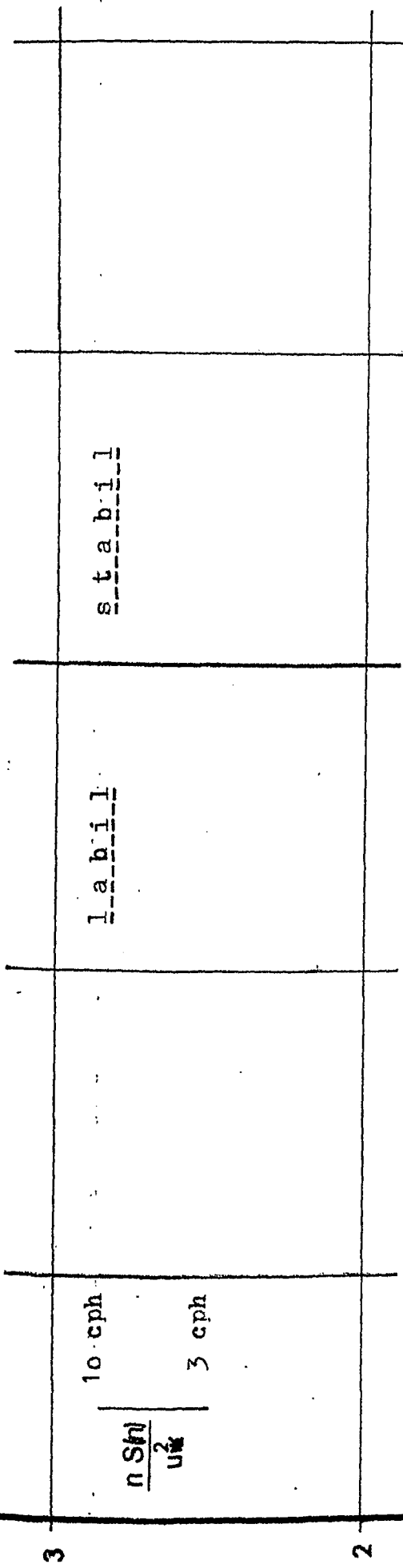
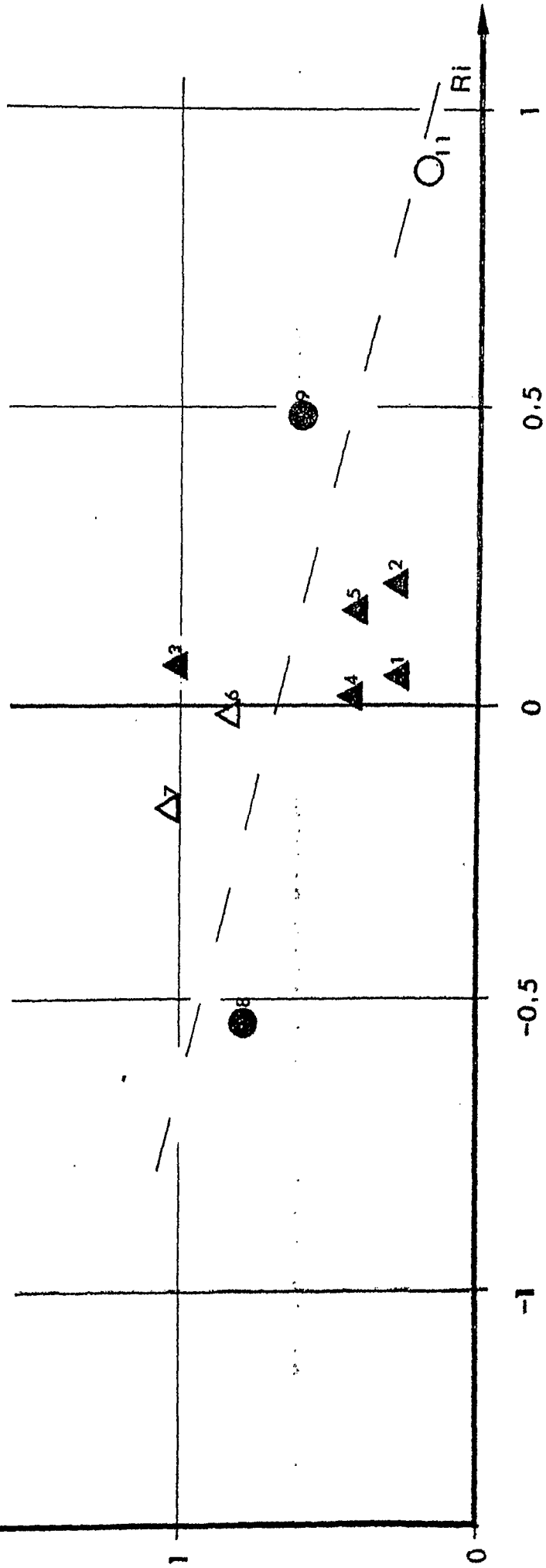


Abb. 4.20c: Die mit der Schubspannung u_*^2 normierte Energie im Periodenbereich $20 \text{ min} > T > 6 \text{ min}$ als Funktion des Stabilitätsparameters R_i



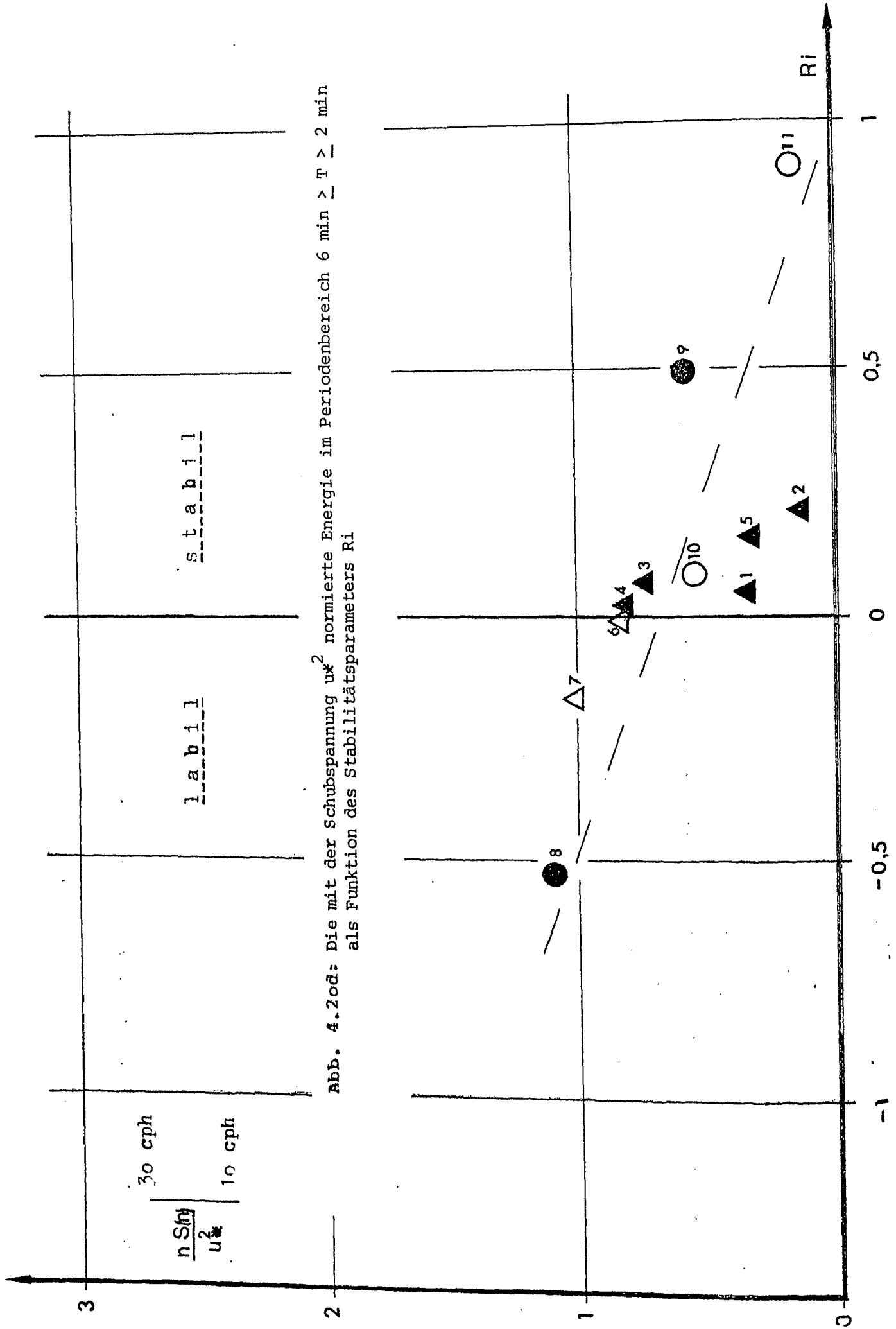


Abb. 4.2od: Die mit der Schubspannung u_*^2 normierte Energie im Periodenbereich $6 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min}$ als Funktion des Stabilitätsparameters Ri

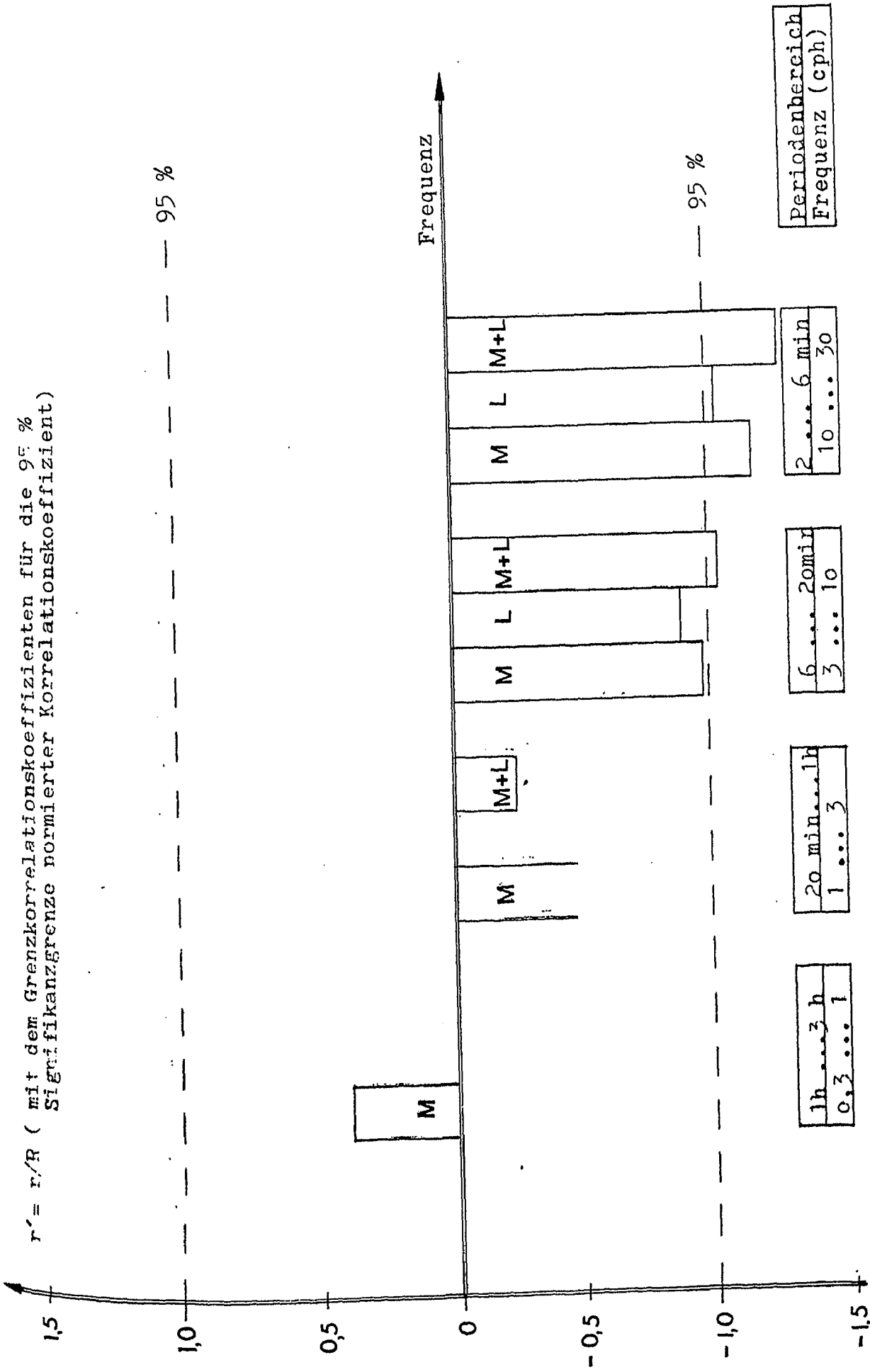


Abb. 4.20e: Korrelationstafel des Zusammenhanges der mit der Schubspannung normierten Energie in verschiedenen Frequenzintervallen mit dem Stabilitätsparameter R_i . Die y-Achse bezeichnet den mit dem Grenzkorrelationskoeffizienten für die 95 % Signifikanzschwelle normierten Korrelationskoeffizienten; L : Landstationen; M : Meerstationen; L+M : Land- und Meerstationen

von der Stabilität, doch deutet sich der Trend an, daß mit abnehmender Stabilität die Turbulenz zunimmt. Das Verhältnis von der Schubspannung und der turbulenten Energie liegt zwischen 30 % und 250 %.

In dem Frequenzintervall 3 bis 10 cph ($6 \text{ min} \leq T \leq 20 \text{ min}$) wird der Zusammenhang zwischen normierter Energie und Stabilität deutlicher. Bei den unter instabilen Verhältnissen aufgezeichneten Meßserien liegt das Verhältnis von Schubspannung zu Reibungsenergie deutlich höher (80 %...100 %) als bei den unter stabilen Verhältnissen gemessenen. Besonders deutlich wird dieses bei der Serie Gräv S 7 (Punkt 11), wo die turbulente Energie (nimmt man das nächsthöhere Frequenzband dazu) keine 40 % der durch Bodenreibung von der Atmosphäre abgeführten Energie beträgt: Die sehr stabile Schichtung hat die Turbulenz gedämpft.

In dem Periodenbereich mit der kürzesten Periodenlänge ($2 \text{ min} \leq T \leq 6 \text{ min}$) ist der Zusammenhang von Stabilität und normierter Energie zu 95 % gesichert (siehe Abb. 4.20 c): Bei den unter labilen Verhältnissen gemessenen Serien verhält sich die turbulente Energie zur Schubspannung wie 1:1, bei den stabilen ist das Verhältnis 10 % bis 80 %. Zwischen der mit u_*^2 normierten Energie und der Richardson-Zahl Ri besteht in diesem Periodenbereich folgender funktionaler Zusammenhang:

$$n S(n)/u_*^2 = - 0,7 Ri + 0,7 \quad (4.20)$$

Bei $Ri = 1$ wird diese Funktion gleich Null, was bedeutet, daß jegliche Turbulenz zum Erliegen kommt. Dieses ist eine Bestätigung der Theorie Richardsons, der seinen Parameter gerade nach diesem Gesichtspunkt definierte (siehe Kapitel 4.3.0.1).

4.3.2 VARIATION DES VERLAUFES DER SPEKTRALKURVEN IN ABHÄNGIGKEIT VON METEOROLOGISCHEN PARAMETERN

Um die Art und Weise, wie die Spektren weiter behandelt werden, zu begründen, ist es notwendig, noch einmal auf die Turbulenztheorie zurückzukommen.

Man nimmt an, daß bei einer bestimmten Frequenz Energie erzeugt und bei einer anderen, höheren Energie verbraucht wird. Treten in diesem System keine anderen Quellen oder Senken auf, so muß die Energie von der einen Frequenz zu der anderen transportiert werden. Dieses geschieht in der Turbulenz dadurch, daß zwischen den Wirbeln und in den Wirbeln starke Windscherungen auftreten, die diese Turbulenzelemente zerfallen lassen. Sie werden immer kleiner, ihre Frequenz wird immer höher.

KOLOMOGOROV fand folgenden Zusammenhang zwischen der Energie der zerfallenden Wirbel und ihrer Frequenz:

$$S(n) \sim f^{-5/3} \quad (4.21)$$

(KAIMAL et al., 1972).

f ist eine dimensionslose Frequenz und berechnet sich aus der Meßhöhe, der Frequenz und der Windgeschwindigkeit:

$$f = n z / u \quad (4.22)$$

Um eventuell KOLOMOGOROV'S Gesetzmäßigkeit bestätigen zu können (obwohl kaum anzunehmen ist, daß die von mir aufgelösten Frequenzbereiche identisch mit dem inertial-(Zerfalls) Bereich sind, der etwa bei 10^3 cph liegt) und um festzustellen, ob sich aus der Änderung der Energie mit der Frequenz irgendwelche Rückschlüsse auf die Verhältnisse, unter denen die Spektren aufgezeichnet wurden, möglich sind, habe ich in die Spektren im Frequenzintervall zwischen 3 und 30 cph eine optimierte Gerade gelegt.

Es wurde folgender Zusammenhang zwischen der Energiedichte

und der Frequenz angenommen:

$$S(n) = a \cdot f^x \quad (4.23)$$

a : Proportionalitätsfaktor

und daraus folgt

$$\log S(n) = \log a + x \log f \quad (4.24)$$

Gleichung (4.24) hat die Form einer Geradengleichung, aus der man ohne weiteres den Faktor x berechnen kann, wenn man durch eine Punktwolke, deren Koordinaten der Logarithmus der Energiedichte und der Logarithmus der Frequenz bilden, eine Regressionsgrade zieht. Daß diese sinnvoll ist, beweist der hohe Korrelationskoeffizient ($r = 0,9$ bei 200 Wertepaaren).

Eine ausführliche Auflistung des Energieabfalles mit der Frequenz findet man in Tabelle (Anhang 6).

Die Größe x schwankt bei meinen Spektren zwischen - 0,4 und - 1,4. Ist x kleiner als minus 1, so bedeutet dieses, daß in einer Darstellung, in der die mit der Frequenz multiplizierte Energiedichte linear gegen den Logarithmus der Frequenz aufgetragen ist, die Spektralkurve mit zunehmender Frequenz abfällt. Ist sie größer, so steigt diese an, und ist sie gleich eins, so bleibt sie konstant.

Den Inertialbereich erreicht kein Spektrum (Inertialbereich nach KOLOMOGOROV : $x = - 5/3 = - 1,666$), einen Energieabfall zwischen 1,2 und 1,5 (entsprechend einer Energieänderung von 15:1 in einer Dekade) verzeichnen vier Spektren, um 1 (entsprechend einem Energieabfall von 10 zu 1) liegen drei, einen geringeren Energieabfall als 0,75 (6:1) haben vier Spektren.

WUCKNITZ (1967) hat in seiner Diplomarbeit Windspektren aus Messungen über See (Wesermündung) analysiert und dabei festgestellt, daß diejenigen Spektren, die auf Messungen während stabiler Schichtung beruhten, eine Steigung von

exakt - $5/3$ besaßen (er analysiert in einem höheren Frequenzbereich als ich), während sie bei labiler oder indifferenter Schichtung weniger steil abfielen.

In Abb. 4.21 a wurde versucht, einen Zusammenhang zwischen der Schichtung (vertreten durch die Richardsonzahl Ri) und dem Energieabfall zu finden. Das Ergebnis ist negativ, auch wenn man Land und Meer, labile und stabile Fälle getrennt betrachtet oder einen anderen funktionalen Zusammenhang (z.B. $x \sim \log Ri$) zu Grunde legt.

Von Interesse ist noch der Faktor a aus Gleichung (4.23). Da er seiner Dimension nach einer Energiedichte beschreibt, habe ich ihn mit der Schubspannung u_*^2 korreliert. Denn wenn die Energie (jedenfalls in den hochfrequenten Bereichen) von der Schubspannung abhängt (Kap. 4.3.1.2), dann auch die Energiedichte. Abb. 4.21 b zeigt den Faktor a in Abhängigkeit von der Schubspannung. Dieses Bild ähnelt Abb. 4.19 c+d, wo die spektrale Energie als Funktion von u_*^2 aufgezeichnet ist. Auch hier kann man einen zu 95 % signifikanten Zusammenhang feststellen, doch ist der Korrelationskoeffizient etwas zu hoch, da die Punkte nicht normalverteilt sind.

Im weiteren wurde der Faktor a mit u_*^2 (in Analogie zu Kapitel 4.3.1.3) normiert und mit dem Stabilitätsparameter Ri korreliert, doch kam ich hier zu keinem vernünftigen Ergebnis. Dadurch, daß ich durch meine in das Spektrum gelegte Gerade zwei Frequenzintervalle überstreiche, verwische ich wahrscheinlich eventuelle Zusammenhänge.

4.3.3 PARAMETRISIERUNGSANSATZ FÜR DIE SPEKTREN UND DISKUSSION DES FUNKTIONALEN ZUSAMMENHANGS

Faßt man die Ergebnisse der vorhergehenden Kapitel zusammen, so kann man sagen:



Abb. 4.21 a:

Der Logarithmus des Energieabfalles in einer Dekade (Exponent x der Gleichung $S(n) = a \cdot f^x$ (4.23)) als Funktion des Stabilitätsparameters R_i

Legende:

▲	Baltic Serien	(Ostsee)	
△	Gate Serien	(trop. Atlantik)	
●	Greiv Serien	(Emsland, Getreidefeld)	
○	Greiv Serien	(Emsland, Rapsfeld)	
1	Baltic S 1 + 2	(27.4.75...29.4.75)	
2	Baltic S 4	(30.4.75... 1.5.75)	
3	Baltic S 6	(1.5.75... 3.5.75)	Ostsee
4	Baltic S 8	(4.5.75)	
5	Baltic S 10	(8.5.75...11.5.75)	
6	Gate	(30.7.74... 8.8.74)	trop. Atlantik
7	Gate Vergleichsstation	(19.8.74...20.8.74)	
8	Greiv S 3	(22.4.74)	Getreidefeld
9	Greiv S 4	(23.4.74)	
10	Greiv S 6	(26.4.74)	Rapsfeld
11	Greiv S 7	(27.4.74...28.4.74)	

— — : berechnete optimale Ausgleichsgerade

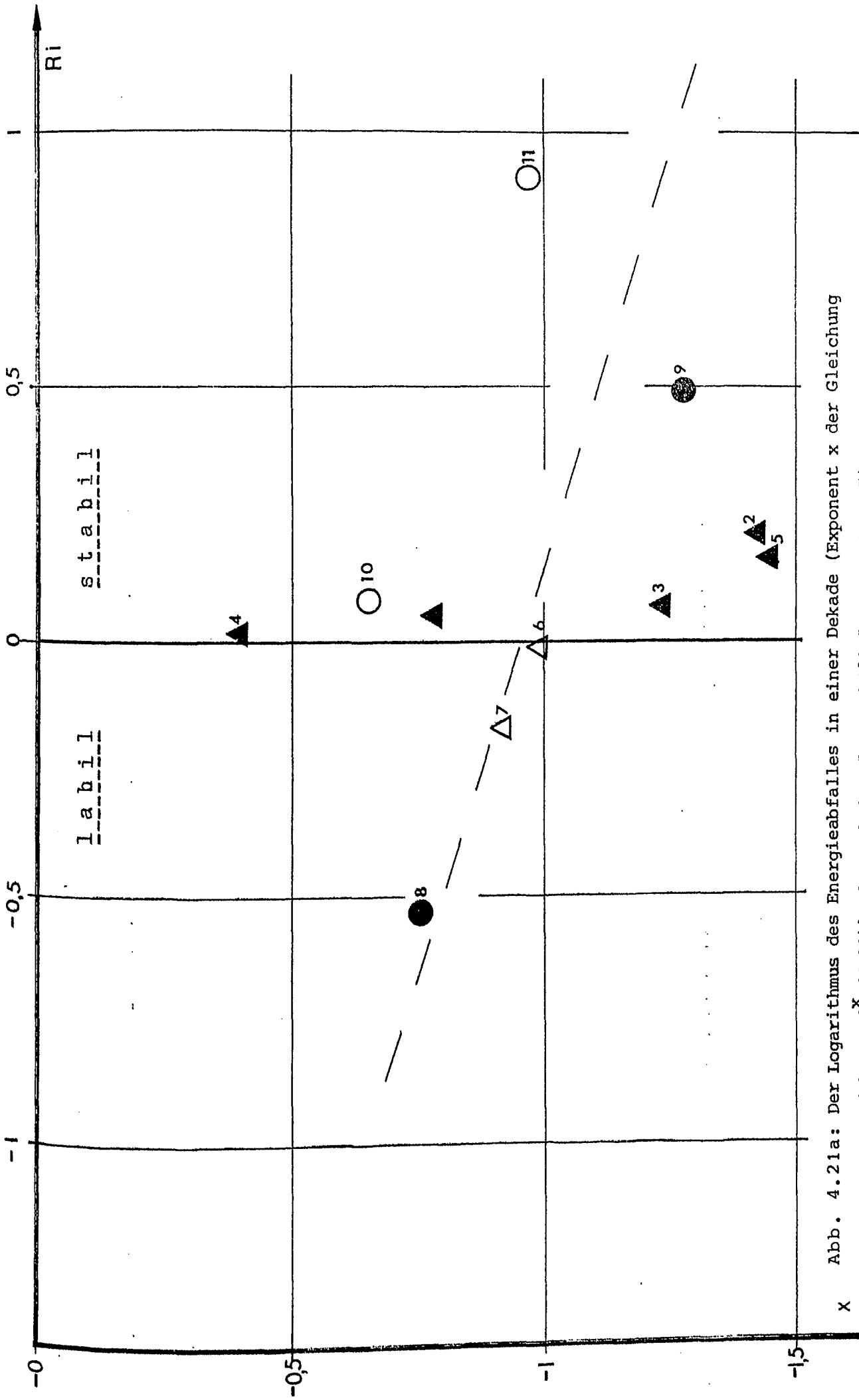


Abb. 4.21a: Der Logarithmus des Energieabfalles in einer Dekade (Exponent x der Gleichung

$$S(n) = a \cdot f^x \quad (4.23)$$

als Funktion des Stabilitätsparameters Ri

x

Abb. 4.21 b:

Der Faktor a der Funktion $S(n) = a \cdot f^x$ (4.23) als Funktion der Schubspannung u^* ²

Legende:

▲	Baltic Serien	(Ostsee)	
△	Gate Serien	(trop. Atlantik)	
●	Greiv Serien	(Emsland, Getreidefeld)	
○	Greiv Serien	(Emsland, Rapsfeld)	
1	Baltic S 1 + 2	(27.4.74...29.4.75)	
2	Baltic S 4	(30.4.75... 1.5.75)	
3	Baltic S 6	(1.5.75... 3.5.75)	Ostsee
4	Baltic S 8	(4.5.75)	
5	Baltic S 10	(8.5.75...11.5.75)	
6	Gate	(30.7.74... 8.8.74)	trop. Atlantik
7	Gate Vergleichsstation	(19.8.74...20.8.74)	
8			
8	Greiv S 3	(22.4.74)	Getreidefeld
9	Greiv S 4	23.4.74)	
10	Greiv S 6	(26.4.74)	
11	Greiv S 7	(27.4.74...28.4.74)	Rapsfeld

— — — : berechnete optimale Gerade

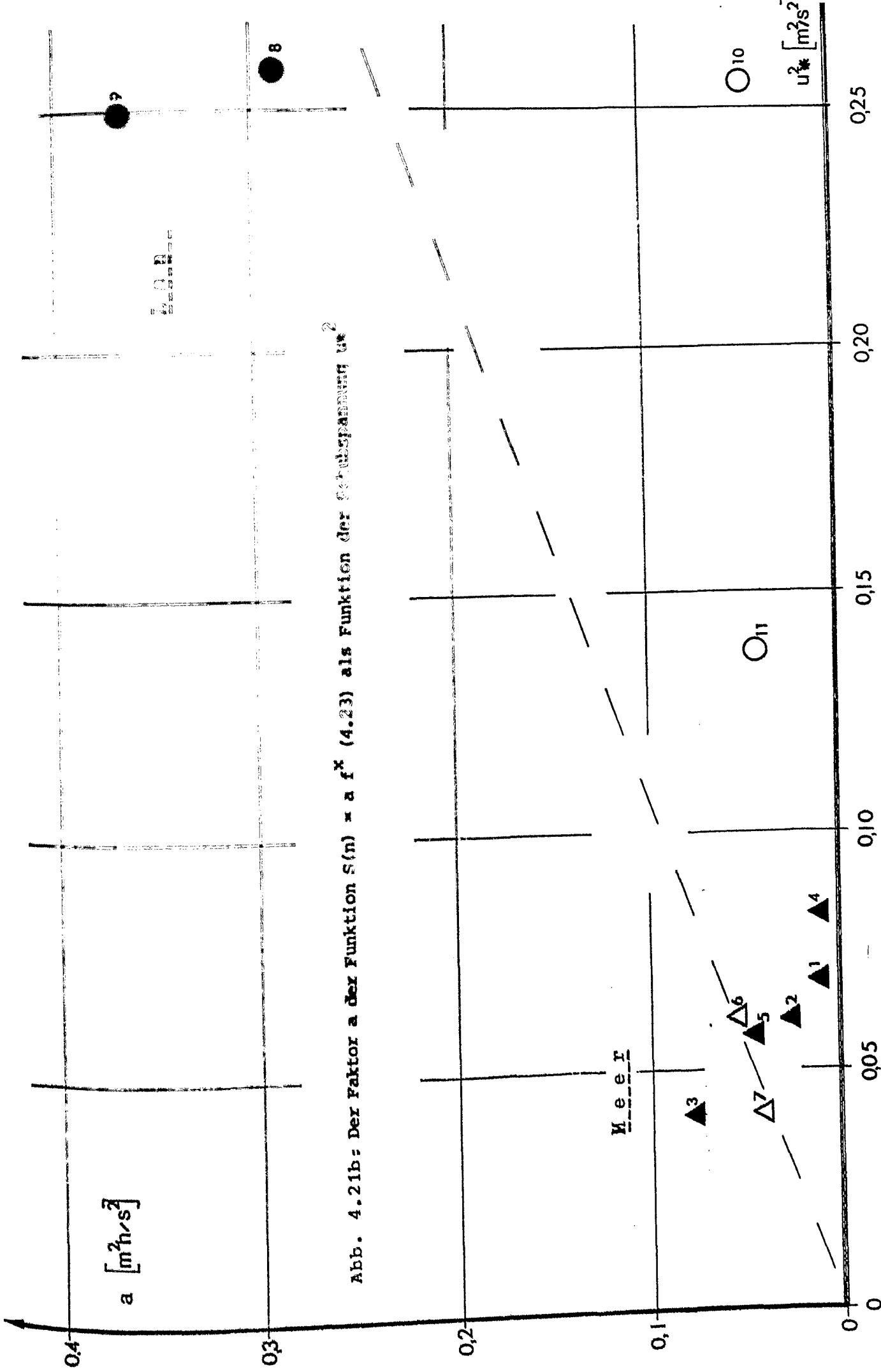


Abb. 4.21b: Der Faktor a der Funktion $S(n) = a f^x$ (4.23) als Funktion der Schubspannung u_*^2

- in dem Frequenzintervall von 3 bis 30 cph ($20 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min}$) hängt die spektrale Energie direkt von der Schubspannung ab:

$$n S(n) \sim u_*^2 \quad (4.25)$$

- in diesem Frequenzbereich kann auch ein Zusammenhang zwischen dem Stabilitätsparameter R_i und der spektralen Energie festgestellt werden:

$$n S(n)/u_*^2 \sim -0,7 R_i + 0,7 \quad (4.26)$$

- die Änderung der Energiedichte mit der Frequenz ist von der Stabilität unabhängig. Sie beträgt im Periodenbereich $20 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min}$ im Mittel:

$$S(n) \sim f^{-0,988} \quad (4.27)$$

- in dem Periodenbereich $3h \geq T \geq 20 \text{ min}$ kann keine Korrelation der Energie mit den untersuchten meteorologischen Parametern gefunden werden. Eventuelle Energieunterschiede liegen innerhalb des 95 % Konfidenzintervalles und sind somit nicht bedeutend. Die Energie beträgt in diesem Frequenzband im Mittel $0,07 \text{ m}^2/\text{s}^2$.

GRIMM (1971) gab folgenden allgemeinen Zusammenhang zwischen der Energie und den meteorologischen Parametern an:

$$n S(n) = u_*^2 \phi(f, R_i) \quad (4.28)$$

wobei ϕ eine extra zu bestimmende Funktion ist.

Fasse ich die oben aufgezählten Abhängigkeiten der Energie von den Parametern zusammen, so erhalte ich:

$$n S(n) = \begin{cases} u_*^2 (-0,7 R_i + 0,7) f^{0,012} & \text{für } 20 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min} \\ 0,07 \text{ m}^2/\text{s}^2 & \text{für } 3h \geq T \geq 20 \text{ min} \end{cases} \quad (4.29)$$

Diese Funktion ist in Abb. 4.22 für einige Beispiele aufgetragen. Leider besitzt sie eine Sprungstelle und die Frequenz der Sprungstelle bei $T = 20 \text{ min}$ ist nicht optimal getroffen.

Es wurde deshalb versucht, diese Funktion (4.29) durch eine Überlagerung von zwei Stufenfunktionen, die den sich ändernden Einfluß der meteorologischen Parameter mit der Frequenz gerecht werden, anzunähern.

$$n S(n) = 0,07 e^{-f \cdot 1800} + u_*^2 \cdot (-0,7 \cdot R_i + 0,7) \cdot f^{0,012} (1 - e^{-720 \cdot f}) \quad (4.30)$$

Die hohen Zahlen in dieser Gleichung kommen durch die Umrechnung von Schwingungen pro Stunde in Schwingungen pro Sekunde. In diese Gleichung muß die Frequenz n in cps (cycles per second) eingesetzt werden, wenn man u_*^2 in m^2/s^2 einsetzt.

In Abb. 4.23 ist die nach Formel (4.30) aus den Parametern berechnete (simulierte) Spektren mit den aus der Windmessung analysierten (wahren) Spektren zusammengezeichnet. Der Verlauf der wahren Spektren wird im allgemeinen recht gut wiedergegeben, doch läßt der Energiebetrag in einigen Fällen zu wünschen übrig. So werden das Baltic Spektrum (Baltic S 1+2) und das Gate-Spektrum durch nahezu einen Kurvenzug simuliert wiedergegeben, in der Realität liegt die Energie des Baltic Spektrums um den Faktor fünf (im Periodenbereich $20 \text{ min} \geq T \geq 2 \text{ min}$) niedriger.

Nach meinem Dafürhalten werden die wahren Spektren

- 5 x gut (das simulierte Spektrum folgt i.a. dem Verlauf des aus Windmessungen berechneten)
- 4 x mittelmäßig (es lassen sich Ähnlichkeiten finden, der Verlauf stimmt teilweise überein)
- und
- 4 x schlecht (die Energie hat einen wesentlich anderen Betrag, der Verlauf ist anders)

durch die Funktion (4.30) angenähert. Eine Systematik in der Güte der Approximation ließ sich nicht erkennen.

Diese Gleichung (4.29 bzw. 4.30) versetzt dann in die Lage, Spektren für die unterschiedlichsten Oberflächen, für verschiedene Windgeschwindigkeiten und für verschie-

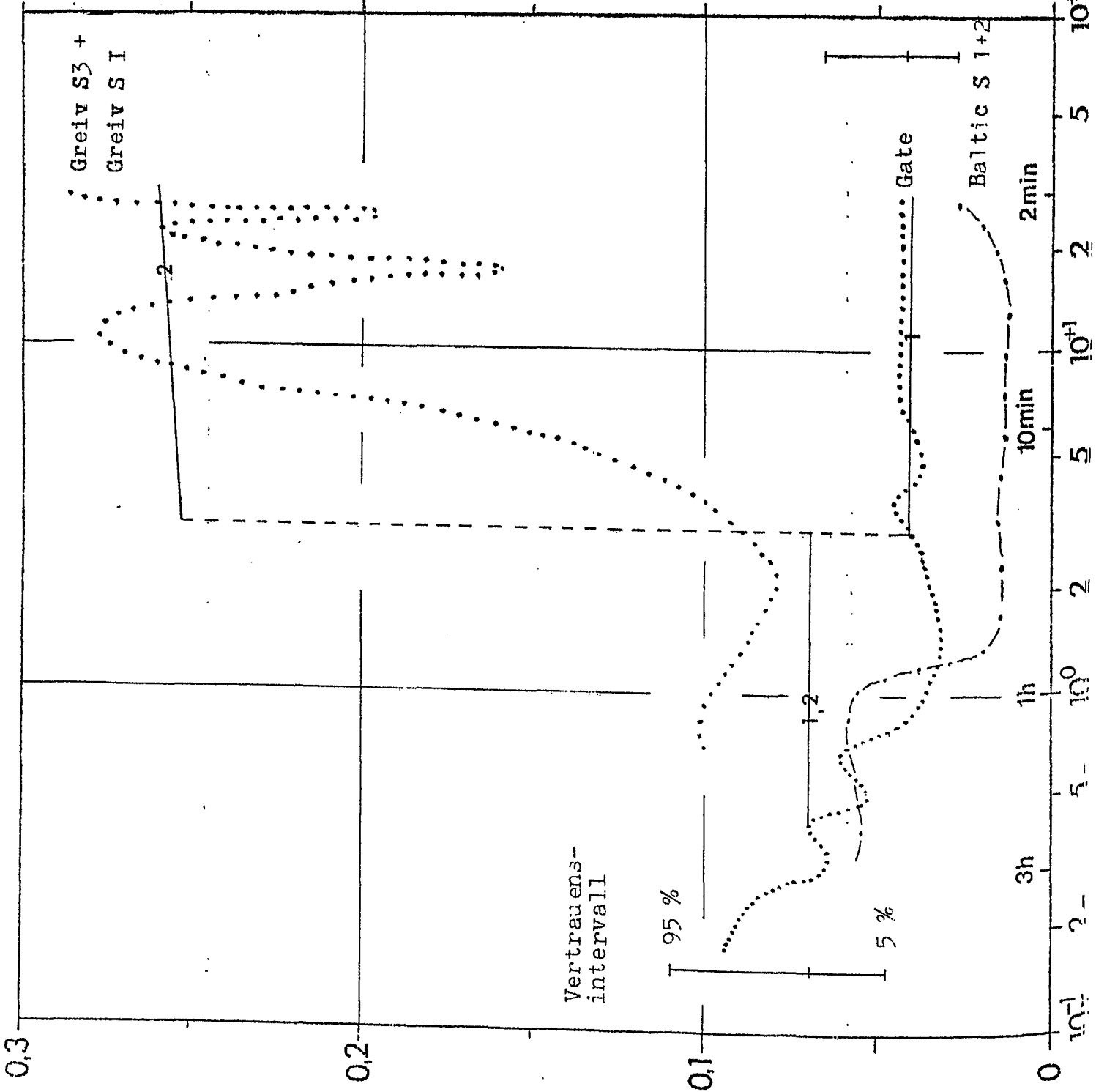


Abb. 4.22:

Einige nach der empirischen Formel (4.29):

$$n \cdot S(n) = 0,07 \frac{m^2}{s^2} \text{ für } 3h > T > 20 \text{ min}$$

$$u^2 (-0,7 R_i + 0,7) f^{0,012} \text{ für } 20 \text{ min} > T > 2 \text{ min}$$

berechnete Spektren und die entsprechenden "wahren" Spektren.

— : simuliertes Spektrum für Greiv S 3 und Greiv S I (aber für die Parameter von Greiv S 3)

— : dito. für Gate und Baltic S 1+2 (beide Spektren werden trotz verschiedener Parameter von einer Kurve simuliert).

--- : Sprungstelle in den simulierten Spektren

..... und .-. : die entsprechenden "wahren" Spektren

Periodenlänge

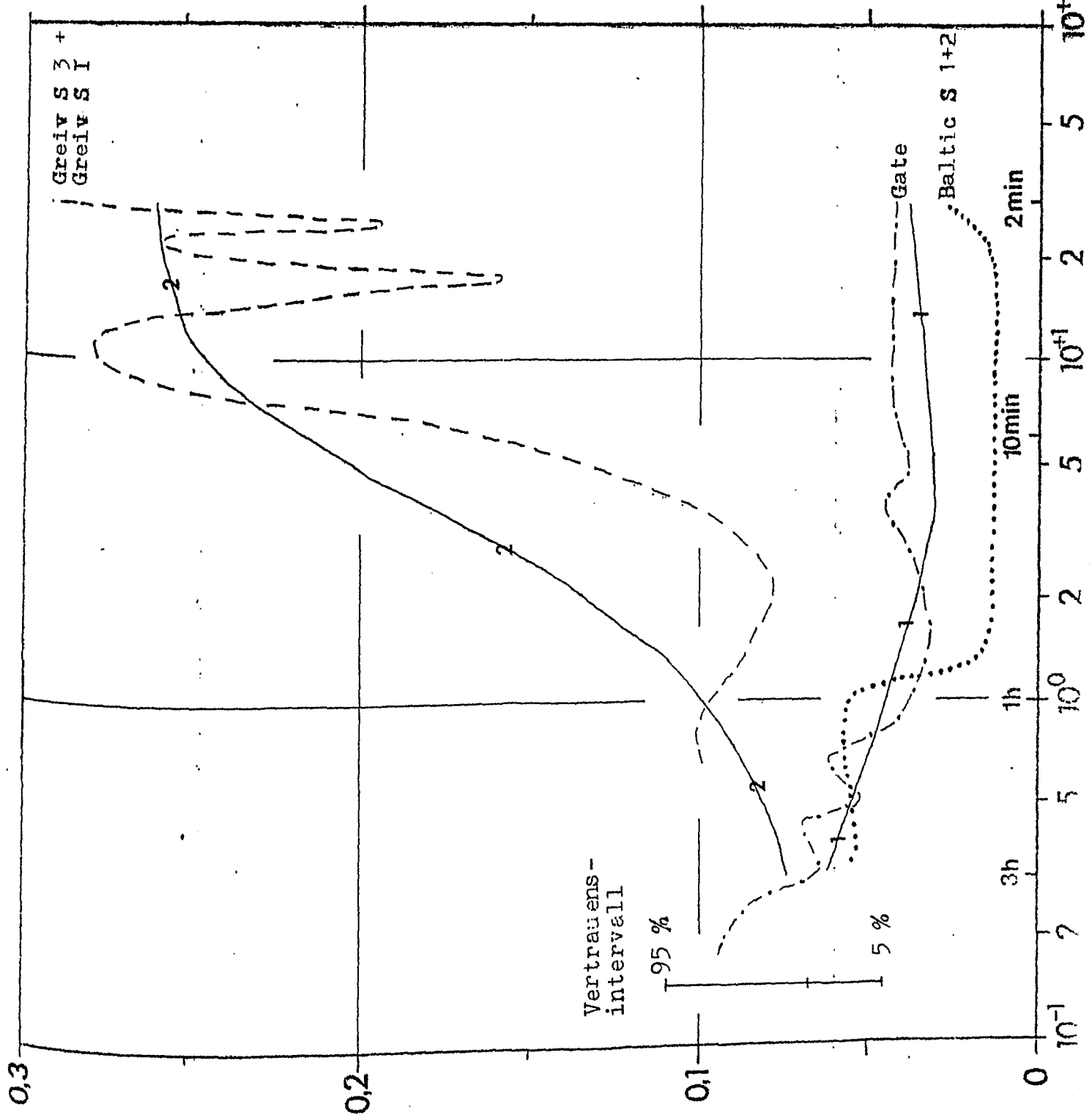
Frequenz [cph]

Abb. 4.23:

Einige der nach der Formel (4.30) simulierten Spektren (durchgezogene Linien) und die entsprechenden "wahren" Spektren (unterbrochene Linie bzw. punktierte Linie).

1- : simuliertes Spektrum für Gate und Baltic S 1+2 (man beachte: beide Spektren werden trotz unterschiedlicher Parameter durch eine Linie wiedergegeben)

2- : simuliertes Spektrum für Greiv S 3 + Greiv S I für die Eingabeparameter von Greiv S 3



Periodenlänge
Frequenz [cph]

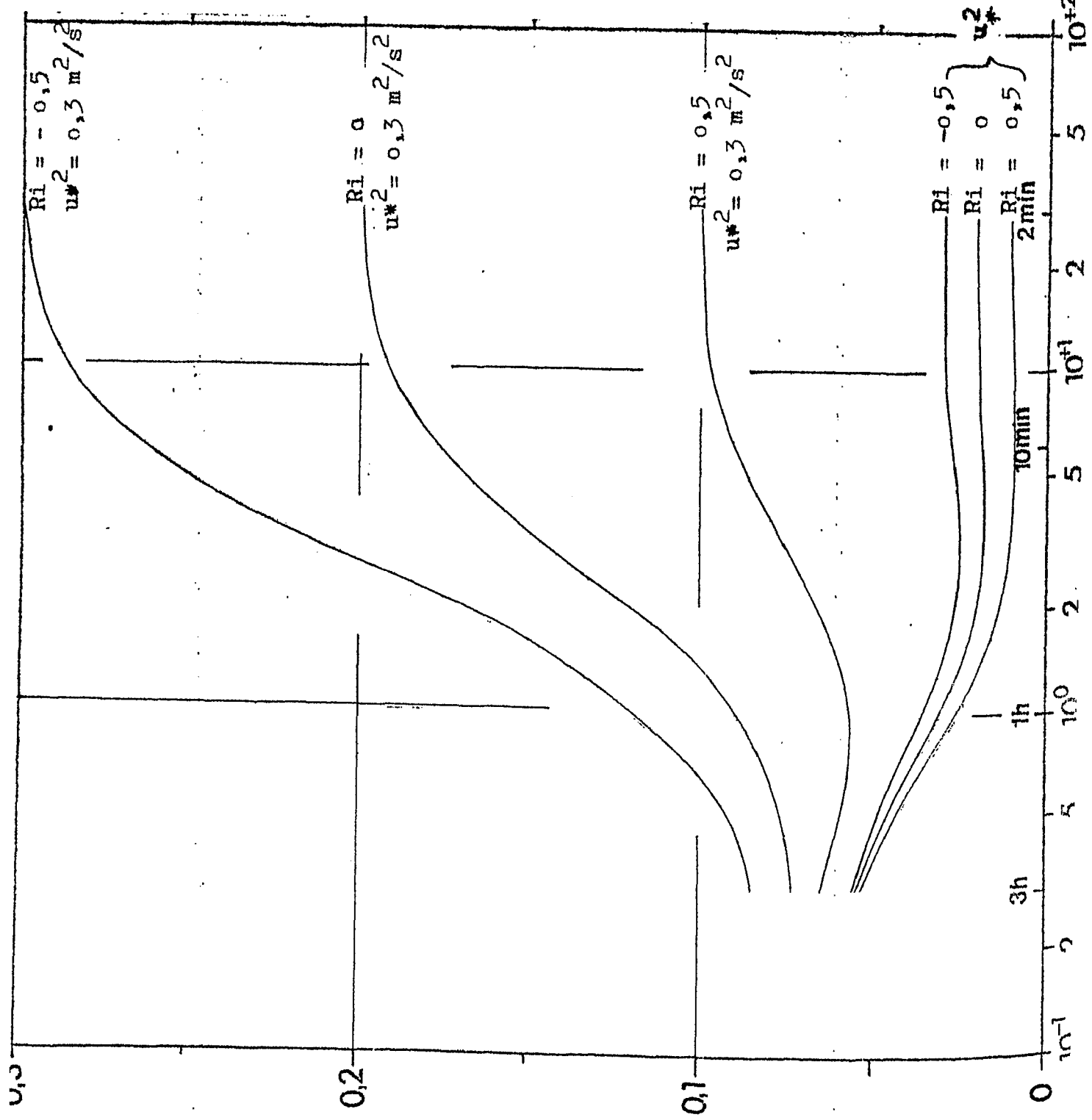


Abb. 4.24:

Simulierte Spektren
(Gleichung 4.30) für
verschiedene Stabili-

täten ($Ri = -0,5$ (labil);

$Ri = 0$ (indifferent);

$Ri = 0,5$ (stabil)) bei

der Schubspannung $u_*^2 =$

$0,03 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und $u_*^2 = 0,3$

m^2/s^2 . Es wurde ein

mittlerer Wind von

5 m/s in 10 m Höhe

angenommen. Aus diesem

mittleren Wind und der

Schubspannung kann man

den Reibungskoeffizien-

ten C_D bestimmen

(Formel (4.2)).

Für $u_*^2 = 0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$

beträgt er $12 \cdot 10^{-2}$ (was

einer Grasoberfläche von

etwa 20 cm Höhe entspricht)

und für $u_*^2 = 0,03 \text{ m}^2/\text{s}^2$

hat er den Wert von $1,2 \cdot 10^{-3}$

(den man für eine Meeres-

oberfläche annehmen kann).

$u_*^2 = 0,03 \text{ m}^2/\text{s}^2$

Periodenlänge

Frequenz [cph]

dene Stabilitäten zu berechnen (obwohl man natürlich nicht sicher sein kann, ob die so simulierten Spektren wirklich der Realität entsprechen, da man nur von den gegebenen Verhältnissen auf andere interpoliert),

Abb. 4.25 zeigt die nach Gleich. (4.30) simulierten Spektren bei der Windgeschwindigkeit 5 m/s für eine Schubspannung $u_*^2 = 0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und $u_*^2 = 0,03 \text{ m}^2/\text{s}^2$ bei verschiedenen Stabilitäten ($Ri = -0,5; 0; +0,5$).

Aus der Schubspannung und der mittleren Windgeschwindigkeit läßt sich nach Formel (4.2) der Reibungskoeffizient $c_D = 12 \cdot 10^{-3}$ (entspricht hohem Gras) für $u_*^2 = 0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und $c_D = 1,2 \cdot 10^{-3}$ (entspricht einer Meeresoberfläche) für $u_*^2 = 0,03 \text{ m}^2/\text{s}^2$ berechnen.

Man sieht deutlich den Energieunterschied zwischen den Spektren mit unterschiedlicher Schubspannung. Ferner kann man feststellen, daß bei den Spektren mit der großen Schubspannung ($u_*^2 = 0,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$) die Energie im Mittel mit zunehmender Frequenz zunimmt. Auch reicht bei diesen Spektren der Einfluß der durch Scherkräfte und thermischen Auftrieb erzeugten Turbulenz weiter in den niederfrequenten Bereich, was nicht nur als ein Zufall angesehen werden darf und nicht eine Unzulänglichkeit der verwendeten Funktionen, sondern dieses Faktum ließ sich auch in Abb. 4.19 a-d und Abb. 4.20 a-d nachweisen.

Interessant ist auch die Frage, wie sich das Spektrum bei vorgegebener Oberfläche und Stabilität, aber wechselnder Windgeschwindigkeit u verhält. In Formel (4.30) tritt die Windgeschwindigkeit mehrmals auf: einmal in der dimensionslosen Frequenz f ($= nz/u$) und zum anderen in der Schubspannung u_*^2 ($= c_D \cdot \bar{u}^2$). Abb. 4.25 zeigt Spektren, bei denen sich außer der Windgeschwindigkeit und den aus ihr berechneten Größen nichts ändert ($Ri = 0$, $c_D = 1,2 \cdot 10^{-3}$ (Meeresoberfläche)).

Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten bietet sich das von den Baltic Serien (besonders Baltic S 1+2) gewohnte Bild: bei niedrigen Frequenzen liegt ein Energiemaximum, dann fällt die Energie ab und behält diesen Wert bis zu Ende des Spektrums bei.

Bei höheren Windgeschwindigkeiten ändert sich das Bild: ab etwa 8 m/s nimmt die Energie im Mittel mit zunehmender Frequenz zu (zum Vergleich: Die Meßserie Baltic S 8, bei der im Spektrum ebenfalls die Energie mit zunehmender Frequenz zunahm, hatte eine Windstärke von 7,8 m/s). Anders als bei Abb. 4.24 reichen hier die turbulenten und thermischen Wirbel nicht mit zunehmender Energie in den langwelligen Bereich hinein. Mathematisch läßt dieses sich dadurch erklären, daß die beiden Stufenfunktionen, aus denen sich Gleichung (4.30) zusammensetzt, sich mit zunehmender Windgeschwindigkeit \bar{u} verlagern, denn diese Größe geht in die entdimensionalisierte Frequenz f ein. Ob dieses auch der Realität entspricht, muß erst nachgewiesen werden und erscheint auch nicht logisch.

Ein Gap, wie es van der HOVEN vermutete, kann erst dann auftreten, wenn die Energie im hochfrequenten Bereich ($T \leq 20$ min) die des niederfrequenten Bereiches ($T \geq 20$ min) übertrifft. Dieses ist bei indifferenten Schichtung ab einer Schubspannung von $0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ der Fall.

Wie man aus dem vorher Gesagten entnehmen kann, ist es möglich, eine empirische Formel für das spektrale Verhalten der turbulenten Energie zu finden. Eine theoretische Begründung kann nicht mitgeliefert werden, denn sie würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Auch konnte in dieser Ausarbeitung nicht auf langperiodische Windschwankungen eingegangen werden, da die zur Verfügung stehenden Meßreihen zu kurz waren. Die hier veröffentlichten Ergebnisse beruhen auf einer kleinen Zahl von Messungen und sind somit nur beschränkt für andere Verhältnisse anwendbar.

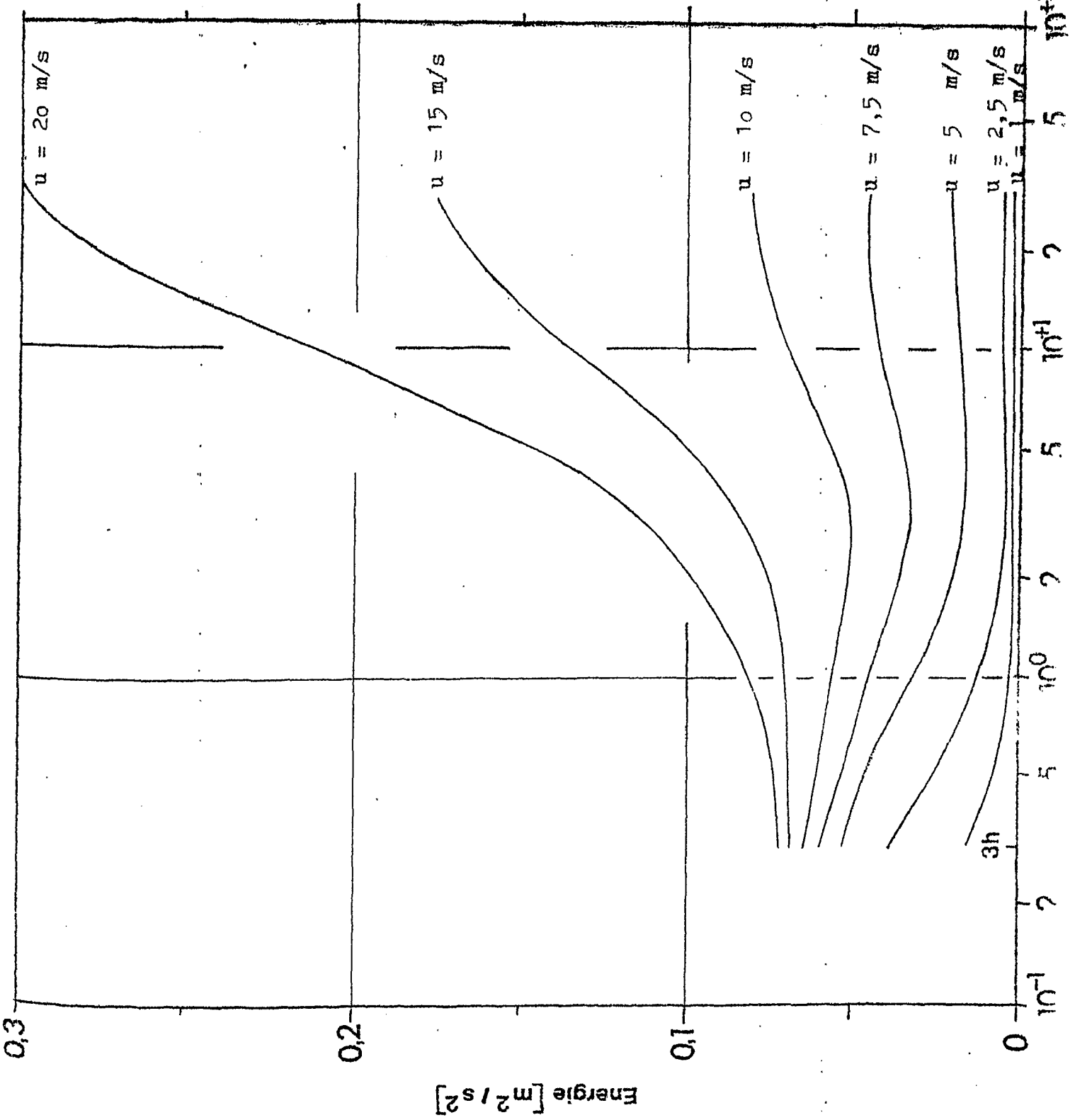


Abb. 4.25:

Simulierte Spektren (Gleichung (4.30)) für verschiedene Windgeschwindigkeiten. Der Reibungskoeffizient wurde konstant mit $1,2 \cdot 10^{-3}$ angesetzt (entspricht einer Meeresoberfläche). Die Schichtung ist neutral ($Ri = 0$), die Referenzhöhe beträgt 10 m.

109
 10⁻¹ 1 5 10⁰ 2 5 10¹ 2 5 10² Frequenz [cpd]

Man muß diese Gleichungen deshalb als Faustformeln auffassen, mit denen man aus einfach zu ermittelnden Größen, wie dem mittleren Wind, der Lufttemperatur und der Wasser- (Erdboden)temperatur, Windschwankungen und die turbulente Energie bei verschiedenen Periodenlängen abschätzen kann. Der Fehler ist selten größer als das bei der Spektralanalyse aufgetretene Konfidenzintervall (+ 55 %, - 31 %).

5. LITERATURVERZEICHNIS

- J. BEHRENDT (1976), Der Zusammenhang zwischen wahrem und geostrophischen Wind über der Ostsee während "Baltic 75",
Berichte aus demn. f. Meereskunde, Kiel,
Nr. 27
- N.L. BYZOVA, IVANOV u. MOROZOV (197), Characteristics of the
Wind Velocity and Temperatur Fluctuations in the
Atmospheric Boundary Layer.
Proc. Intern. Conf. Fine Scale Structure,
Moscow 15..22 June 1965 (zitiert in FIEDLER,
PANOFKY, 1970)
- BRONSTEIN-SEMENDJAJEW (1972), Taschenbuch der Mathematik,
Harri Deutsch, Frankfurt
- E. CLAUSS (1971), Bestimmung der horizontalen und vertikalen turbulenten
Luftbewegung und des Seegangs auf freier
See,
Diplomarbeit (veröffentlicht), Kiel
- R. COURANT (1971), Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung
Bd. 1,
Springer-Verlag Berlin
- H.-W. DANNECKER (1973), Kreuzkorrelationen der turbulenten Windgeschwindigkeit
z. Untersuchung der Turbulenzstruktur
in der Grenzschicht,
Diplomarbeit (veröffentlicht), Darmstadt
- F. FIEDLER, H.A. PANOFKY (1970) Atmospheric Scales and Atmospheric
Gaps,
Bul. Am. Met. Soc. Vol. 51, pp. 1114-1119
- P. FRENZEN (1970), A Comparison of Turbulent Energy budgets in the
Surface Boundary Layers over Smooth Land and
Open Sea,
Contributed papers at the conference on planetary
boundary layer March 18-21, 1970, Boulder,
Colorado, zitiert in FIEDLER, PANOFKY (1970)
- E. GRIMM (1971), Versuch einer Parametrisierung von Turbulenzspektren
in der Prandtl-Schicht,
Meteorol. Rdsc. 24. Jg. Heft 6, pp. 175-183

- G.J. HALTINER, F.L. MARTIN (1957), Dynamical and Physical
Meteorology,
McGraw-Hill, New York
- I. van der HOVEN (1967), Power Spektrum of Horizontal Wind Speed
in the Frequency Range from 0,0007 to 900
Cycles per Hour,
J. Meteor. 14, pp. 160-164
- G.M. JENKINS, D.G. WATTS (1968), Spectral Analysis and its
Application
Holden Day, San Francisco
- J.C. KAIMAL, J.C. WYNGAARD, Y. IZUMI, O.R. COTÉ (1972),
Spectral Characteristics of Surface Layer
Turbulence,
Quart. J. Roy. Met. Soc. 98, 563-589
- H. KRAUS (1970), Die Energieumsätze der bodennahen Luftschicht,
Berichte des DWD, Nr. 117, Bd. 16
- H. KRAUS (1975), Gate - Das Beobachtungsnetz
Promet 4'75, Offenbach, pp. 11-14
- W. KRAUSS (1966), Methoden und Ergebnisse der theoretischen
Ozeanographie, Teil II: Interne Wellen,
Bornträger, Berlin
- G. KRUSPE (1972), Autocovarianzspektren von Brechungsindex,
vertikaler Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur
und -feuchte, Cospektren des vertikalen Wärme-
und Feuchteflusses über See,
Berichte des Inst. f. Radiomet. und marit. Met.
Nr. 20, Hamburg
- H.W. MAYNARD, M., F. Mc BRIDGE, R.R. STONER (1969), Spectra of
Atmospheric Fluctuations over a Frequency Range
from 0,02083 to 30 Cycles per Hour,
ECOM-Report, ECOM - 6045, Fort Huachuca, Arizona
- R.C. MILLARD (1968), Wind Measurement from Buoys: A Sampling Scheme,
Woods Hole, Mass. Ref. No. 68-68
- C.F. ROPELEWSKI (1975), BOMEX Wind Data Derived from the Boundary Layer
Instrument Package (Blip),
NOAA Technical Memorandum, EDS BOMAP-17

- M. SHIOTANI (1975), Turbulence Measurements at the Sea Coast during High Winds,
Journ. Met. Soc. Japan, Vol. 53, No. 5, pp. 340-354
- P. SPETH (1975), Meteorologischer Beitrag für Baltic '75,
Berichte des Inst. f. Meereskunde, Kiel, Nr. 11
- O.G. SUTTON (1953), Micrometeorology,
Mc Graw-Hill, New York
- J. TAUBENHEIM (1969), Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten,
Akadem. Verlagsges. Leipzig
- F. WIPPERMANN (1971), Die Scales als ein erstes Ordnungsprinzip für alle Turbulenzvorgänge in der Atmosphäre,
Promet 1/2'75, pp. 16-20
- J. WUCKNITZ (1967), Schwankungen des Horizontalwindes in der wasser-nahen Luftschicht,
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Hamburg
- J. WUCKNITZ (1974), Bestimmung der turbulenten Flüsse von Impuls und sensibler Wärme aus Fluktuationmessungen und Struktur des Windfeldes über dem tropischen Atlantik während ATEX,
Ber. d. Inst. f. Radiomet. und marit. Met. Nr. 25,
Hamburg

6. ANHANG

6.1. TABELLE DER CHARAKTERISTISCHEN DATEN JEDER MESSREIHE

Erläuterungen zu Tabelle 6.1:

Die in der Tabelle angegebenen Anfangs- und Endzeiten der Meßreihen sowie die Werteanzahl sind die offiziellen Angaben. Bisweilen aber war es nötig, wegen der großen Zahl der Ausfälle am Anfang einer Meßserie diese zu beschneiden.

Die Höhe des Anemometers bezieht sich auf dasjenige, dessen Windregistrierung für die Spektralanalyse verwendet wurde.

Alle Meßgrößen, wie Feuchte, Temperatur und mittlerer Wind beziehen sich auf diese Höhe.

Die Wetterlagen wurden nach den Berliner Wetterkarten beschrieben. Bei den Baltic Serien wurde außerdem die Darstellung der Wettersituation in der Diplomarbeit von BEHRENDT (1976) zu Hilfe genommen.

Die Wolken wurden ebenfalls den Wetterkarten entnommen. Es wurden nur die niedrigen Wolken berücksichtigt, da sie in erster Linie den Bodenwind beeinflussen können.

Die Berechnung der anderen Größen wird im Text ausführlich beschrieben.

Tabelle 6.1 Charakteristische Daten jeder Messreihe

lfd. Nr.	Name der Meßreihe	Anfangsdatum	Anfangszeit
1	Baltic S 1 + 2	27.04.75	0300
2	Baltic S 4	30.04.75	0531
3	Baltic S 6	01.05.75	1851
4	Baltic S 8	04.05.75	0050
5	Baltic S 10	08.05.75	1134
6	Gate	30.07.74	1900
7	Gate Vergleichsstation	19.08.74	1000
8	Greiv S 3	22.04.74	1028
8 a	Greiv S I	21.04.74	1030
9	Greiv S 4	23.04.74	1453
9 a	Greiv S II	23.04.74	1459
10	Greiv S 6	26.04.74	0421
11	Greiv S 7	27.04.74	2252

lfd.Nr.	Enddatum	Endzeit	Werteanzahl	Mittelungsintervall in min
1	29.04.75	2133	3992	1
2	01.05.75	0905	1654	1
3	03.05.75	2228	2977	1
4	04.05.75	1311	741	1
5	11.05.75	0612	3998	1
6	08.08.74	0900	10920	1
7	20.08.74	1400	2880	1
8	22.04.74	1931	543	1
8 a	22.04.74	1930	495	4
9	23.04.74	2200	427	1
9 a	25.04.74	0811	618	4
10	26.04.74	0851	270	1
11	28.04.74	0819	567	1

lfd.Nr.	Meßort	Höhe des Anemometers
1	Ostsee, Bornholmbecken zwischen Bornholm und	7,5 m über dem Wasserspiegel
2	der schwedischen Küste (Abb. 6.12)	(im Mittel)
3		
4		
5		
6	tropischer Atlantik 0°N, 30., 35°W (Abb. 6.13)	8,1 m über dem Wasser- spiegel (im Mittel)
7	tropischer Atlantik 7°N/22°W, südöstlich der Kapverden	wie bei 6
8	Meppen, Emsland (flaches Gelände), Getreidefeld	8 m über dem Erd- boden
8 a	(im April nicht höher als Gras)	
9		
9 a		
10	Meppen, Emsland, aber in einem Rapsfeld	8 m über dem Erd- boden
11		

lfd.Nr.	mittlerer Wind \bar{u} m/s	Windrichtung
1	7,01	West
2	6,64	von Ost über Süd nach Nord drehend
3	5,47	Süd...West
4	7,76	Ost...Nordost
5	6,42	Ost...Südost
6	6,62	Südost
7	5,38	Südwest
8	5,08	West...Nord
8 a	4,05	West...Nord
9	4,99	Nordwest
9 a	3,39	von West nach Nord drehend
10	4,60	Nordost
11	3,39	Ost

lfd.Nr.	mittlere virtuelle Temperatur in °C	relative Feuchte in %
1	5,92	90
2	8,63	83
3	6,64	88
4	6,14	92
5	8,36	91
6	25,76	81
7	23,47	87
8	10,58	68
8 a	9,47	66
9	7,26	72
9 a	6,07	76
10	0,54	81
11	- 0,25	81

lfd.Nr.	Wolkenarten (C _L)	Wetter
1	Sc, Cu, Cb	Regen, Schauer
2	Sc	Regen, Schauer
3	Sc, Cb	Regen, Schauer
4	Sc, St	
5	Sc, Cb	Regen, Schauer
6	Cu	
7	Cb	Regen, Schauer, Gewitter
8	St, Sc, Cu	
8 a	St, Sc, Cu	
9	Sc, Cu	Schauer
9 a	Cb, Cu	Schauer
10	Cu	
11	Cu, St, Sc	

lfd.Nr.	Kurzbeschreibung einiger Hauptmerkmale der Wetterlage während der einzelnen Messerien
1	Typisches Aprilwetter, Nach dem Durchzug einer Okklusion am 27.4. kommt das Meßgebiet unter Zwischenhocheinfluß. Am 29.4. Durchzug einer Warmfront.
2	Die nachfolgende Kaltfront überquert kurz vor dieser Meßserie das Balticum, In der folgenden Kaltluft bildet sich erneut ein Zwischenhoch.
3	Dieses Hoch ist nur von kurzer Dauer. Am 2.5. und 3.5. überqueren je eine Okklusion den Meßort. Danach steigt der Luftdruck wieder an.
4	Es bildet sich ein Hoch, daß sich verstärkt und schließlich von England bis nach Skandinavien reicht. Mit östlichen Winden wird trockene, kalte Festlandsluft nach Mitteleuropa geführt.
5	Die Ostsee kommt in den Einflußbereich eines Tiefs mit Kern über dem Ärmelkanal. Seine Front überquert die Meßstation in der Nacht vom 9.5. auf den 10.5..
6	Südostpassat, geringe Kumulusbewölkung, gleichmäßige Winde.
7	Innertropische Konvergenzzone, heftige Schauer, starke Bewölkung.
8	Ein Hochdruckgebiet mit Kern über Nordengland. Kaltluftzufuhr von Norden nach Deutschland.
8 a	wie 8
9	Dieses Hoch verändert seine Position kaum. Auf seiner Ostseite erfolgt in der Rückseite einer Kaltfront weitere Kaltluftzufuhr aus Nord über
9 a	das Meßgebiet hinweg. Das Hoch verlagert sich in der Folgezeit in Richtung Skandinavien.
10	In der Folge wird kalte Festlandsluft von Osten advehiert. Das Hoch bleibt auch für den folgenden
11	Tag wetterbestimmend.

lfd.Nr.	u_*^2 in m^2/s^2	Ri	Stabilität
1	0,0688	0,053	stabil
2	0,0617	0,211	stabil
3	0,0419	0,070	stabil
4	0,0843	0,021	stabil
5	0,0577	0,161	stabil
6	0,0614	-0,009	labil
7	0,0405	-0,166	labil
8	0,258	-0,53	labil
8 a	0,164	-0,49	labil
9	0,249	0,50	stabil
9 a	0,115	1,00	stabil
10	0,254	0,08	stabil
11	0,138	0,91	stabil

Frequenzbereich 0,316 bis 1 cph

lfd.Nr.	mittlere Energie in m^2/s^2	mittlere Schwankung in m/s
1	0,0525	0,229
2		
3	0,0747	0,273
4		
5	0,0792	0,281
6	0,0649	0,255
7		
8		
8 a		
9		
9 a		
10		
11		

Frequenzbereich 1 bis 3,16 cph

<u>lfd.Nr.</u>	<u>mittlere Energie in m^2/s^2</u>	<u>mittlere Schwankung in m/s</u>
1	0,0525	0,229
2		
3	0,0747	0,273
4		
5	0,0792	0,281
6	0,0649	0,255
7		
8		
8 a		
9		
9 a		
10		
11		

Frequenzbereich 1 bis 3,16 cph

1	0,0222	0,149
2		
3	0,0702	0,264
4		
5	0,0587	0,242
6	0,0375	0,194
7	0,1013	0,318
8		
8 a	0,0923	0,304
9		
9 a	0,0853	0,292
10		
11		

Frequenzbereich 3,16 bis 10 cph

<u>lfd.Nr.</u>	<u>mittlere Energie in m^2/s^2</u>	<u>mittlere Schwankung in m/s</u>
1	0,0166	0,129
2	0,0167	0,129
3	0,0430	0,207
4	0,0335	0,183
5	0,0235	0,153
6	0,0501	0,224
7	0,0506	0,225
8	0,2013	0,449
8 a		
9	0,1468	0,383
9 a		
10		
11	0,0234	0,153

Frequenzbereich 10 bis 31,6 cph

1	0,0217	0,147
2	0,0079	0,089
3	0,0307	0,175
4	0,0674	0,260
5	0,0108	0,153
6	0,0504	0,224
7	0,0425	0,206
8	0,2851	0,534
8 a		
9	0,1331	0,365
9 a		
10	0,1337	0,366
11	0,0207	0,144

lfd.Nr.	Energieabfall in einer Dekade	Logarithmus des Energieabfalles
1	5,9 : 1	- 0,770
2	26,9 : 1	- 1,249
3	17,5 : 1	- 1,243
4	2,5 : 1	- 0,402
5	28,3 : 1	- 1,452
6	9,9 : 1	- 0,995
7	8,3 : 1	- 0,919
8	5,7 : 1	- 0,758
8 a		
9	18,0 : 1	- 1,278
9 a		
10	4,5 : 1	- 0,654
11	9,3 : 1	- 0,968

6.2 GRAPHISCHE DARSTELLUNG DES WINDES JEDER MESS-SERIE

Erläuterungen:

Die folgenden Abbildungen zeigen die Windregistrierung, die der harmonischen Analyse unterworfen wurden. Sie geben nur die tatsächlich benutzten Werte wieder, so daß sich Diskrepanzen zwischen der nominellen Zeit (Tabelle 6.1) und der an der Zeitachse aufgetragenen Zeit ergeben können.

In einem Fall (Abb. 6.7) ist sowohl die ungefilterte als auch die gefilterte Meßreihe gezeichnet worden, in allen anderen nur die ungefilterte.

Die Windregistrierung der Gate Meßreihe mußte aus Platzgründen zerschnitten werden, jedoch wurde sie als Ganzes fourieranalysiert.

Die Numerierung der Anemometeraufzeichnungen folgt der in Tabelle 6.1, die Höhe des Anemometers ist ebenfalls in dieser Tabelle aufgeführt.

Frontdurchgänge werden mit den für sie eigenen Symbolen charakterisiert:




 : Kaltfront ;  : Warmfront ;  : Okklusion

Abb. 4.12 und Abb. 4.13 zeigen keine Windregistrierung, sondern die geographische Lage der Meßboje während der Gate und der Baltic Expedition.

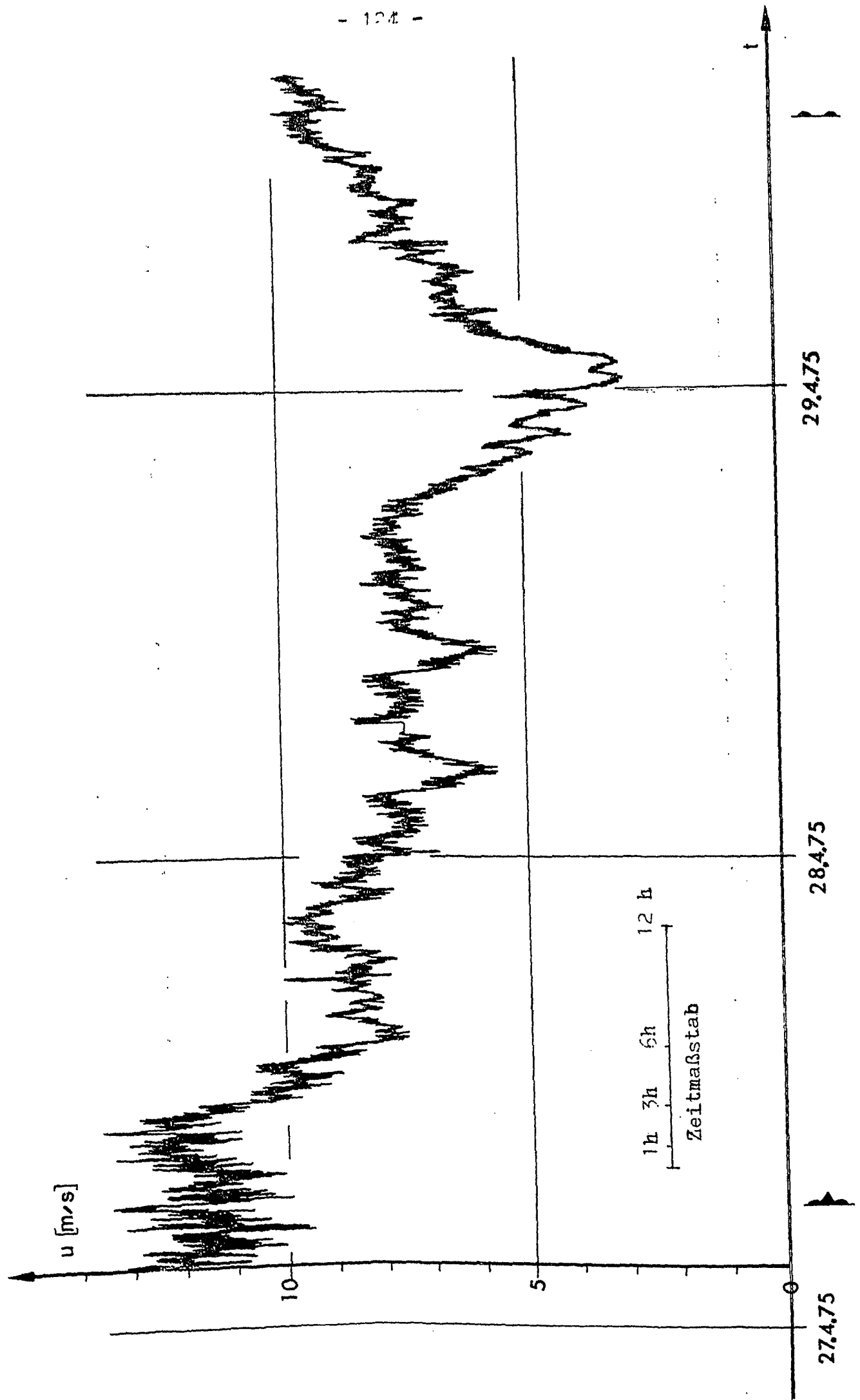


Abb. 6.1: Windregistrierung Baltic S 1+2, Ostsee, 27.4.75 bis 29.4.75

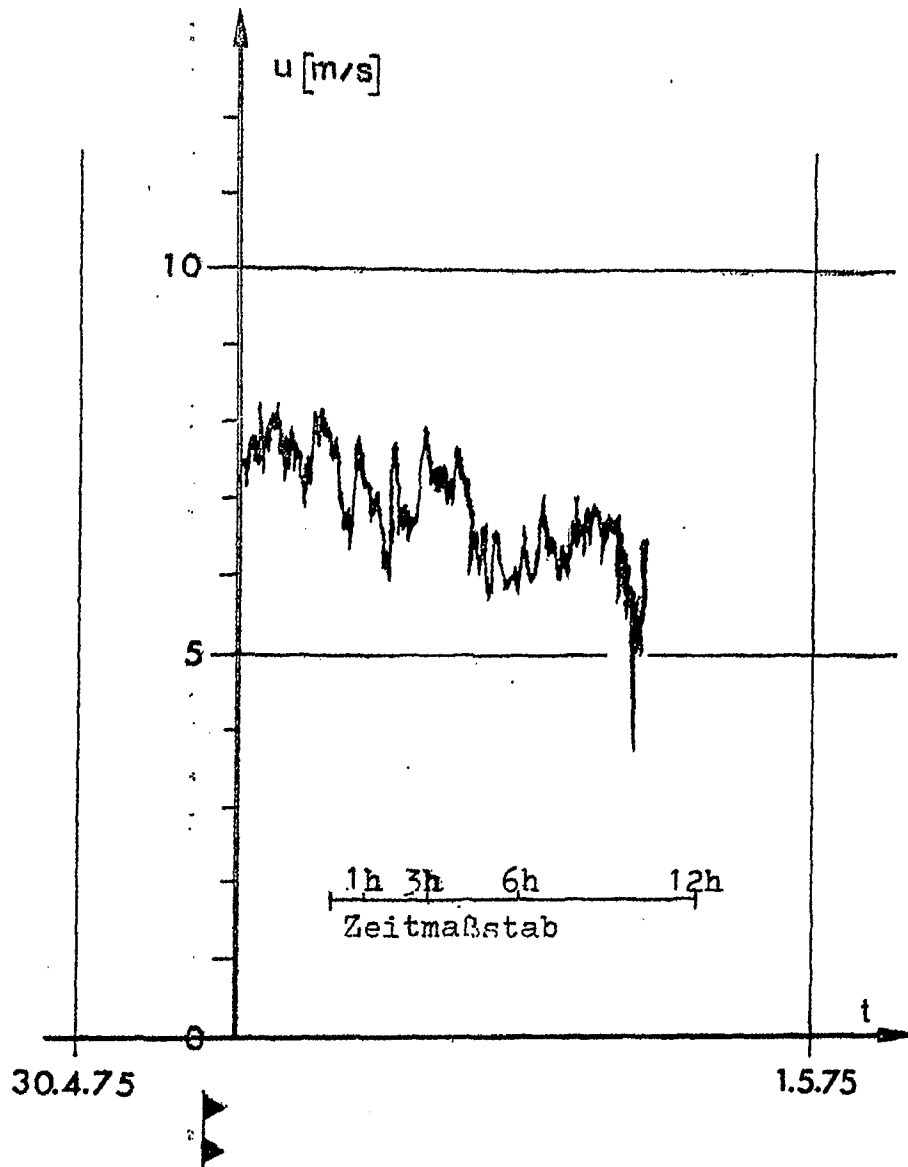


Abb. 6.2: Windregistrierung Baltic S 4, Ostsee, 30.4.75

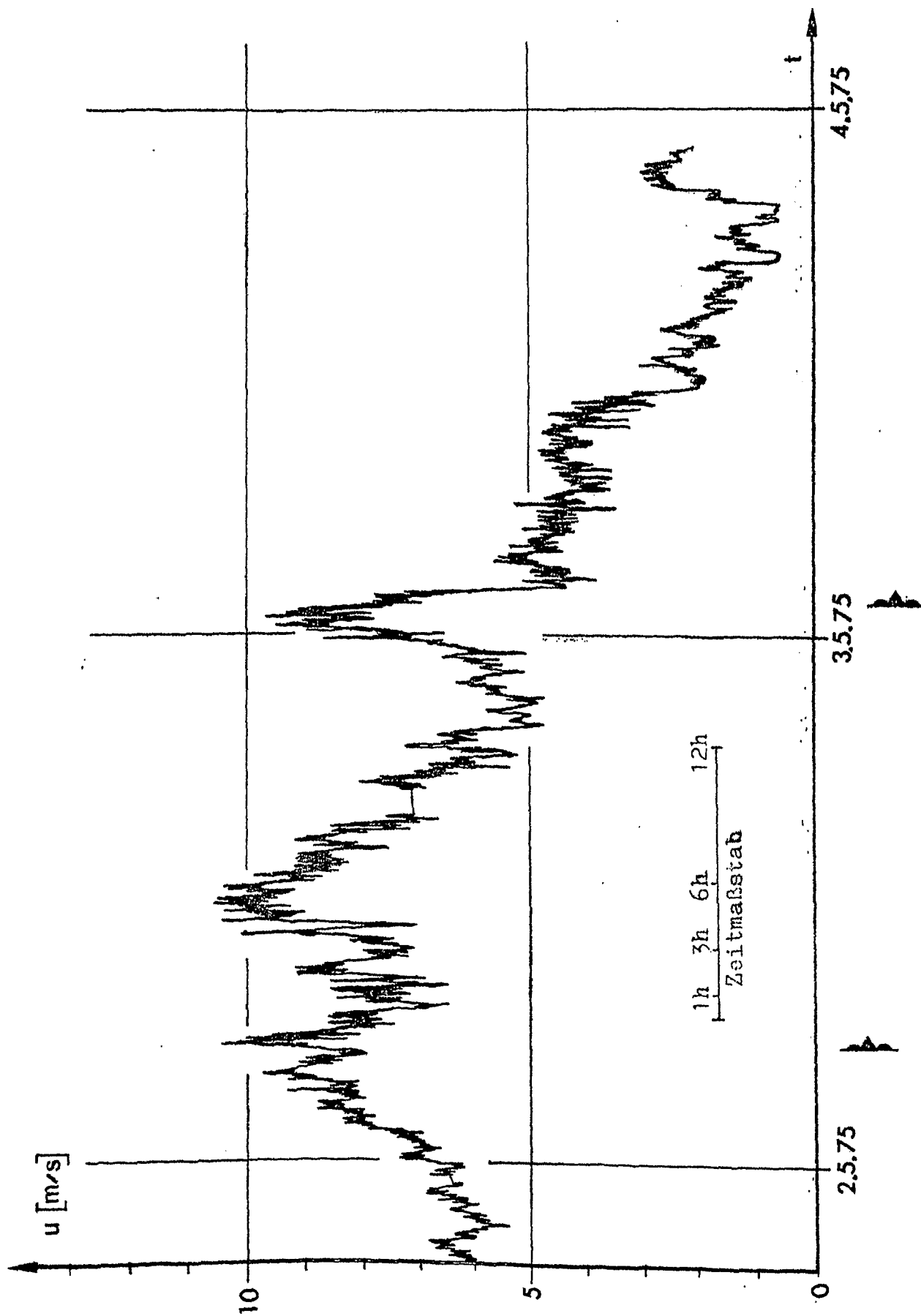


Abb. 6.3: Windregistrierung Baltic S 6, Ostsee, 1.5.75 bis 3.5.75

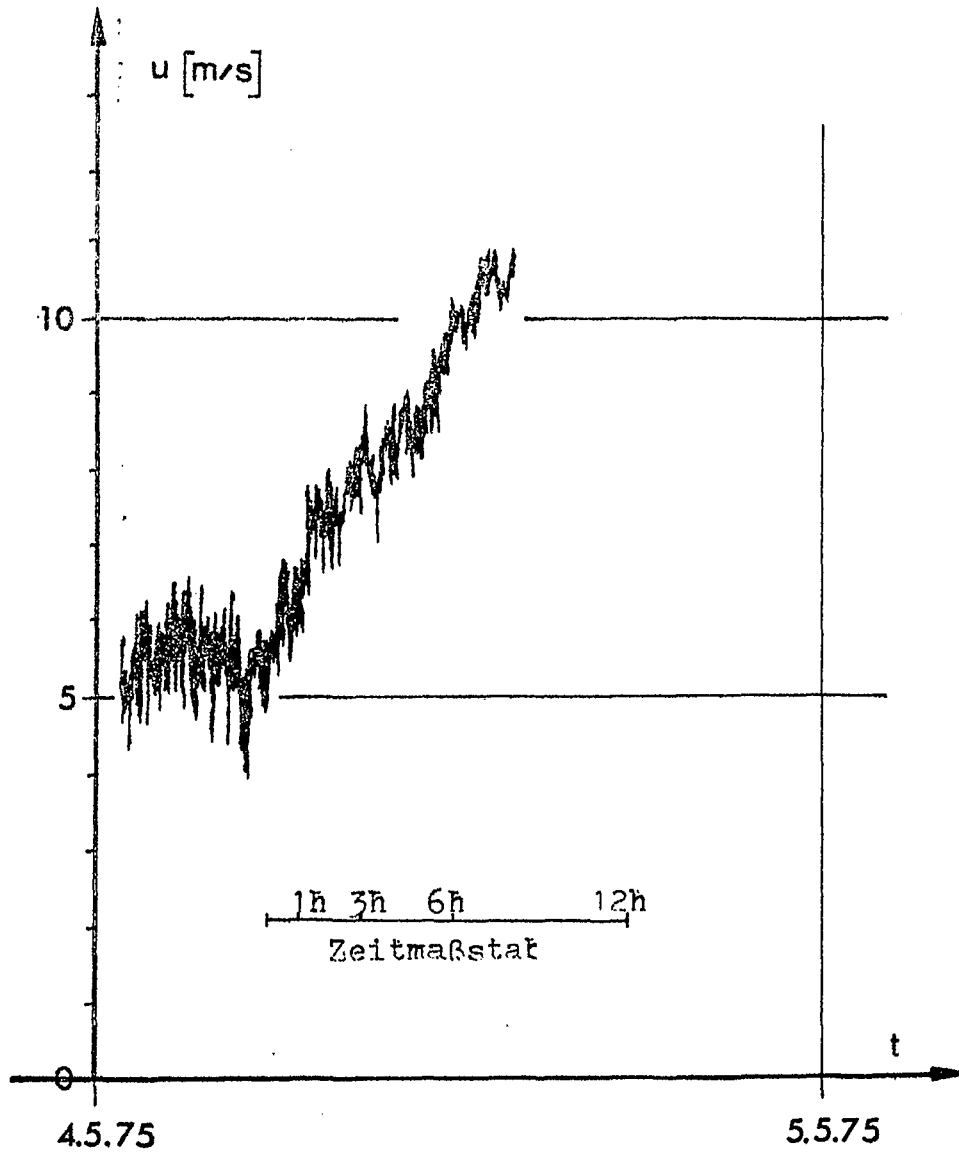


Abb. 6.4: Windregistrierung Elic S 8, Ostsee, 4.5.75

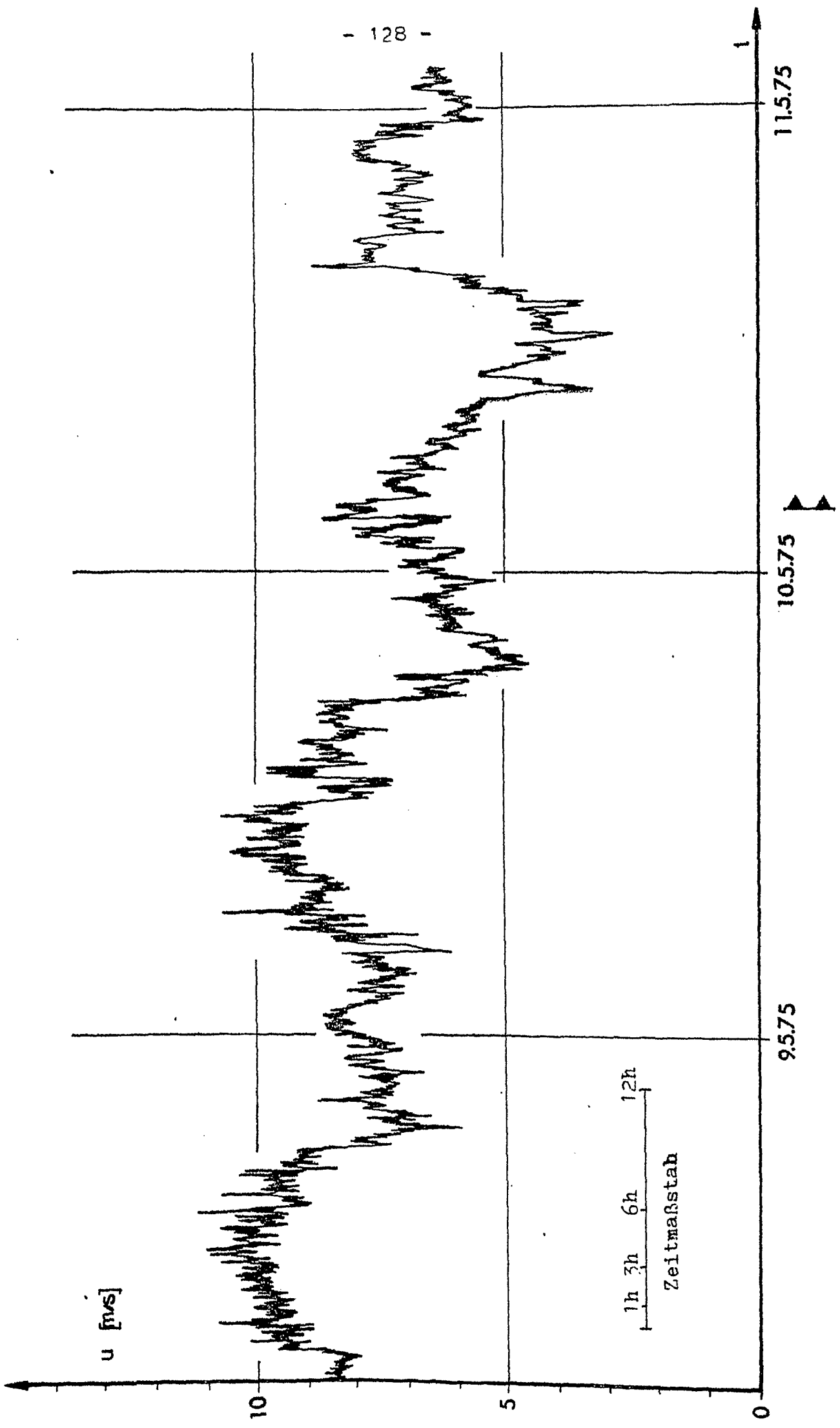


Abb. 6.5: Windregistrierung Baltic S 10, Ostsee, 8.5.75 bis 11.5.75

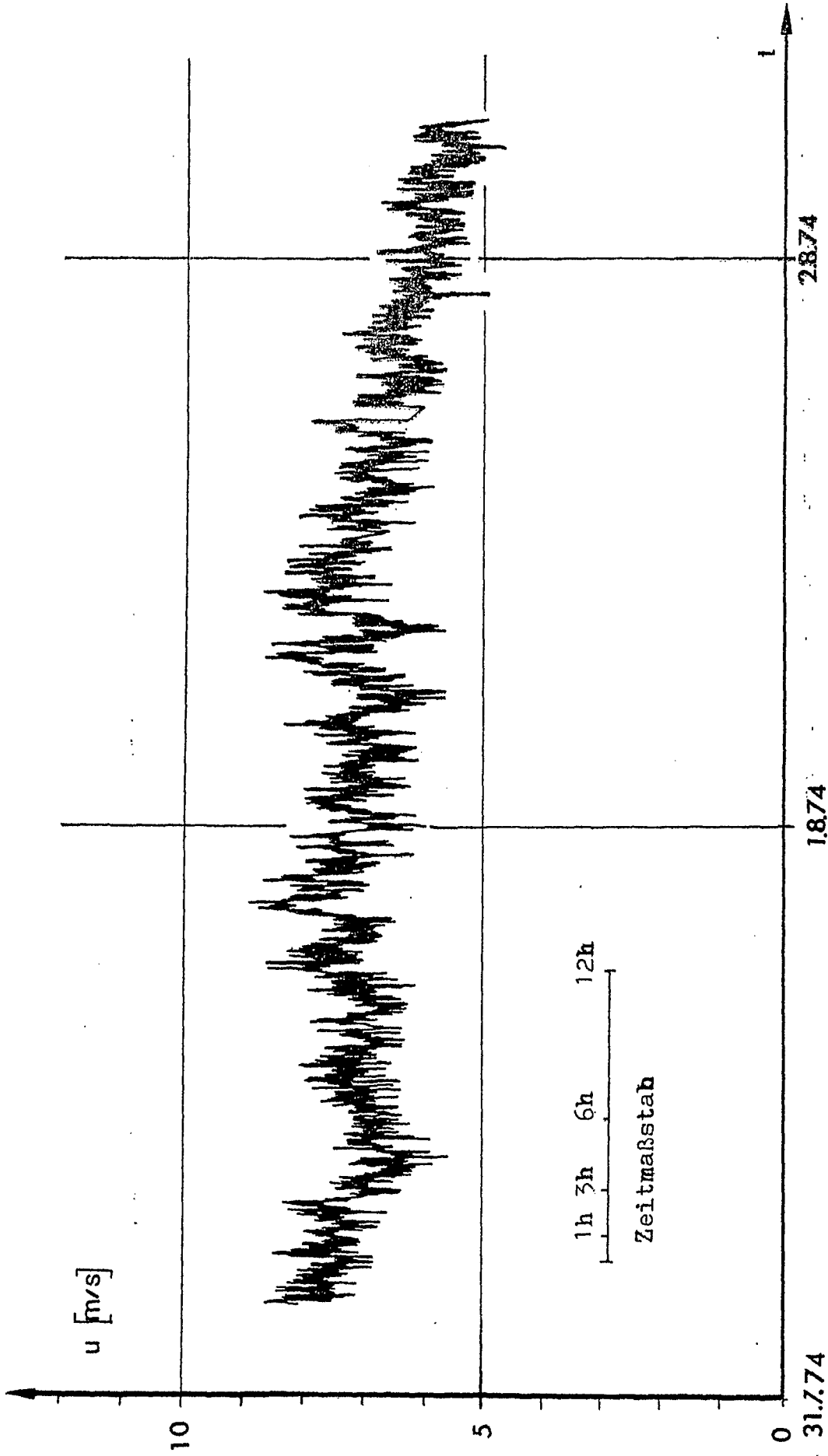


Abb. 6.6.6.1: Erster feil der Windregistrierung Gate, tropischer Atlantik, Südostpassat, 31.7.74 bis 2.8.74

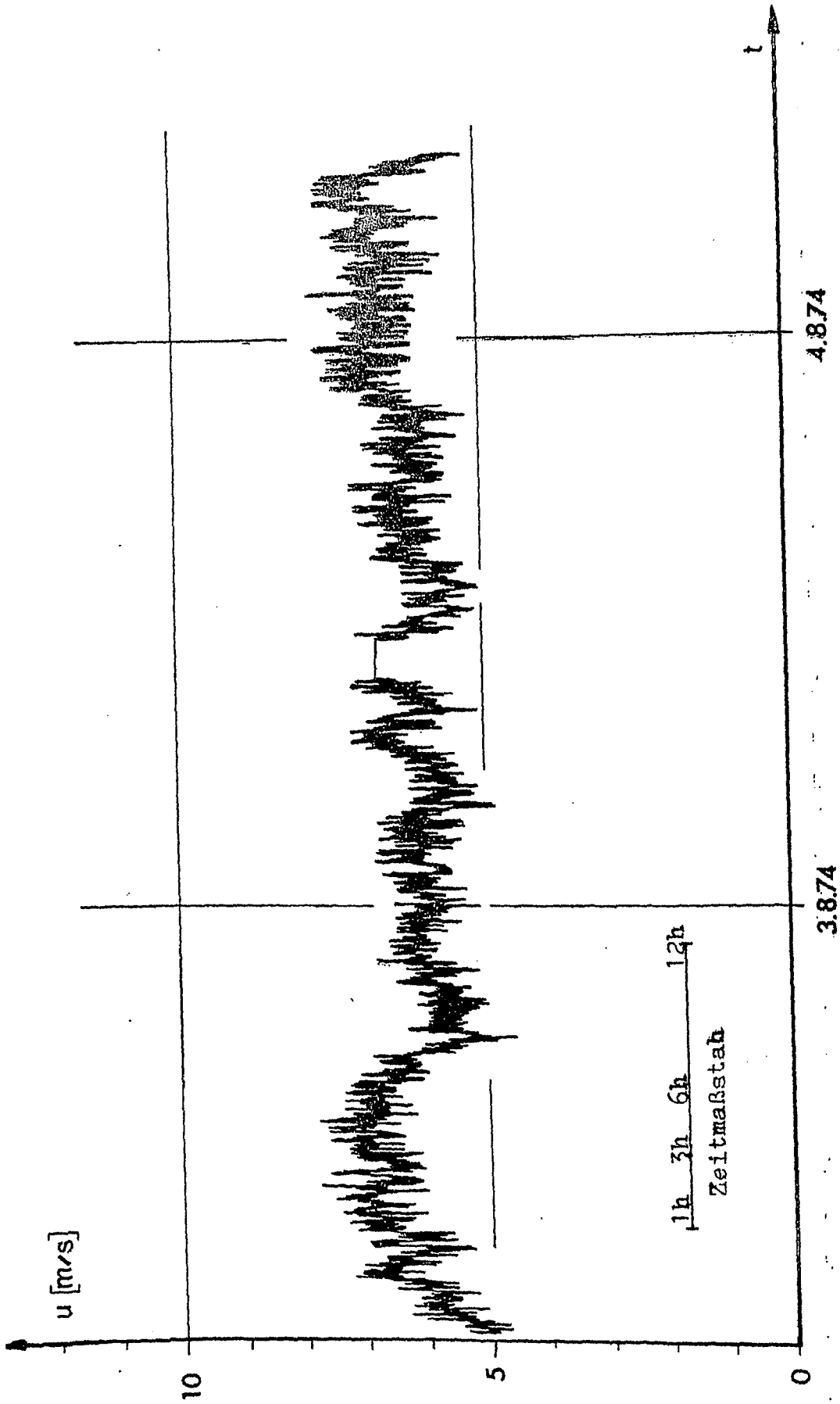


Abb. 6.6.2: Zweiter Teil der Windregistrierung Gate, tropischer Atlantik, Südostpassat, 2.8.74 bis 4.8.74

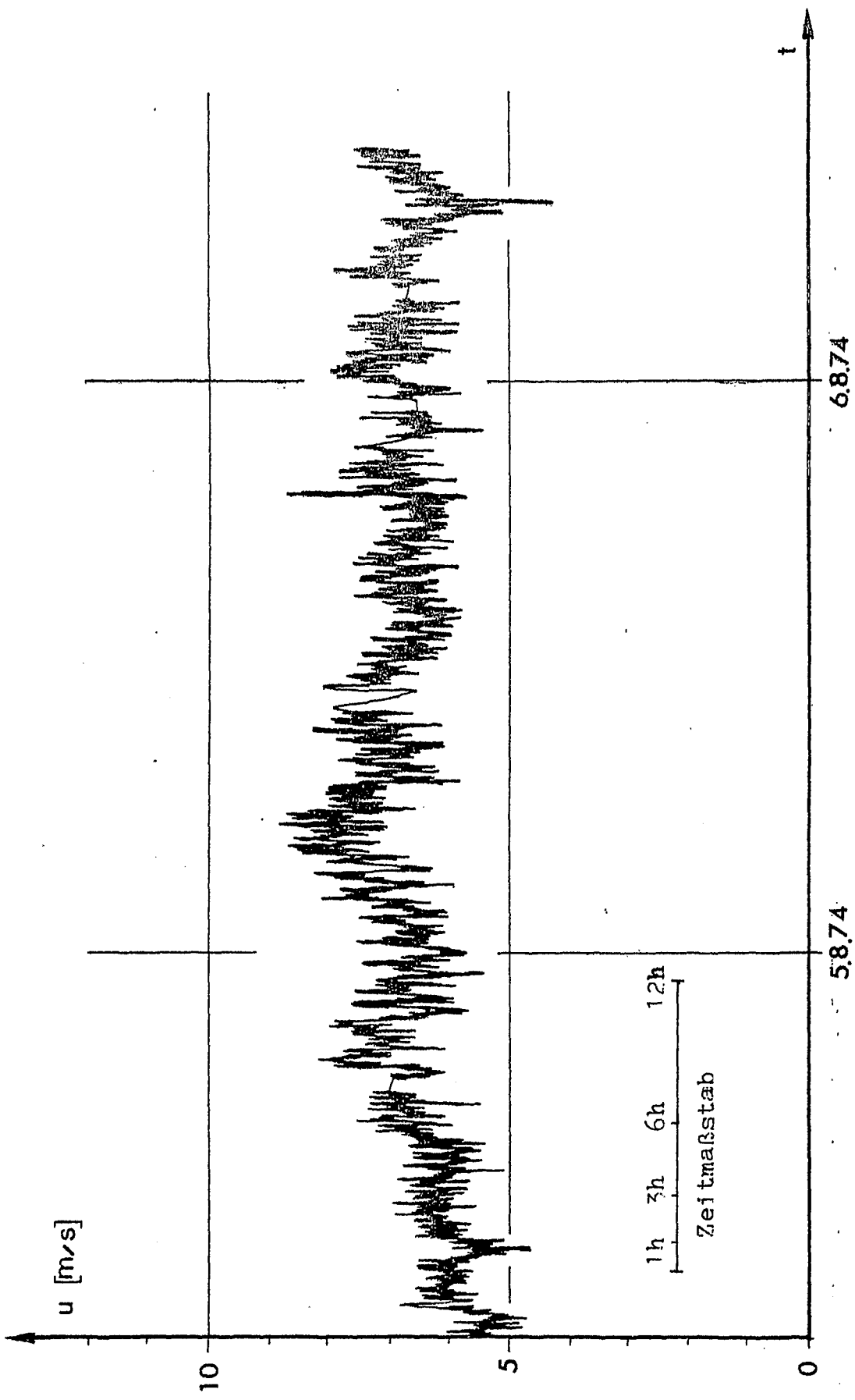


Abb. 6.6.3: Dritter Teil der Windregistrierung Gate, tropischer Atlantik, Südostpassat, 4.8.74 bis 6.8.74

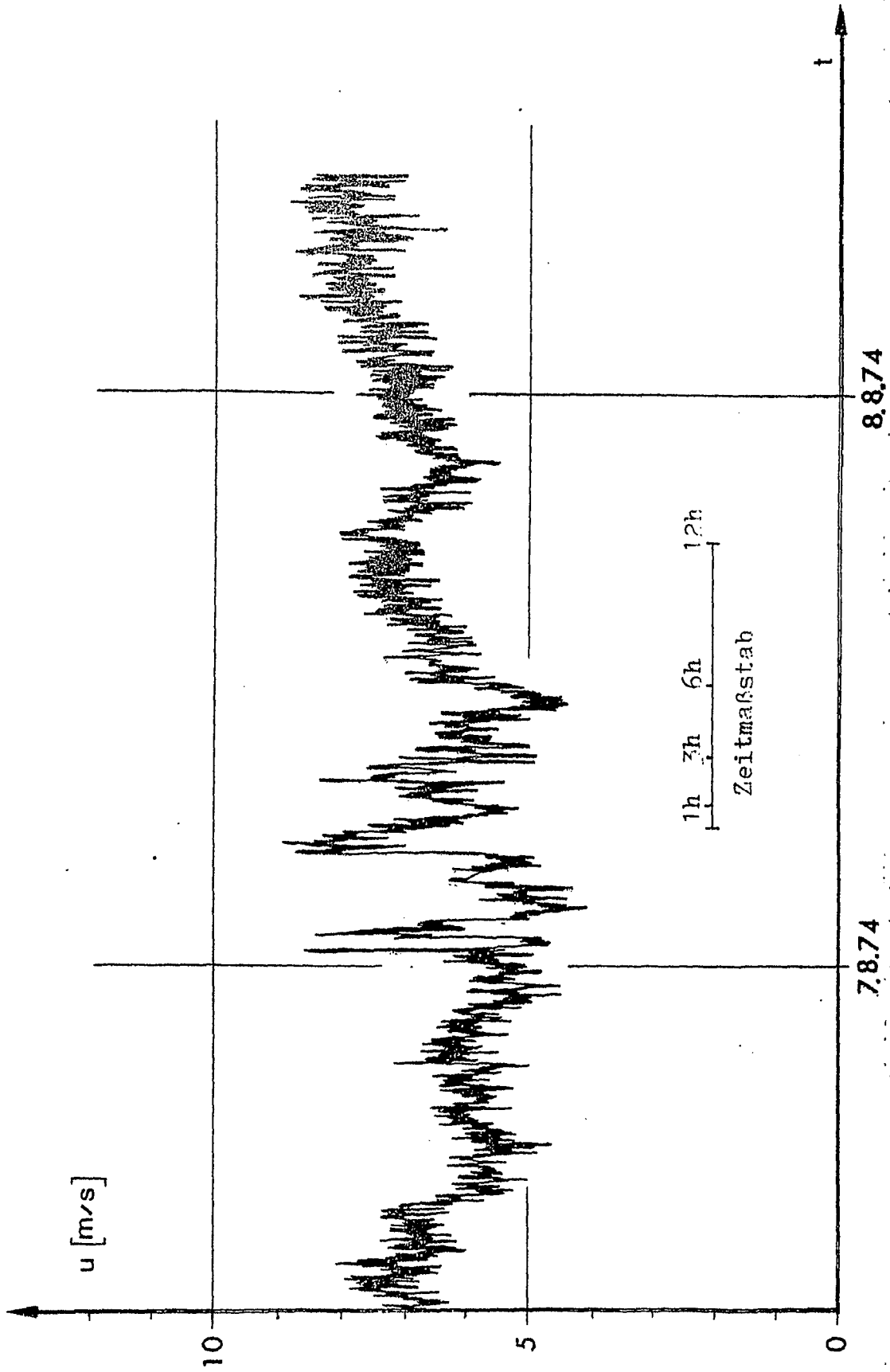


Abb. 6.6.4: Vierter Teil der Windregistrierung Gate, tropischer Atlantik, Südostpassat, 6.8.74 bis 8.8.74

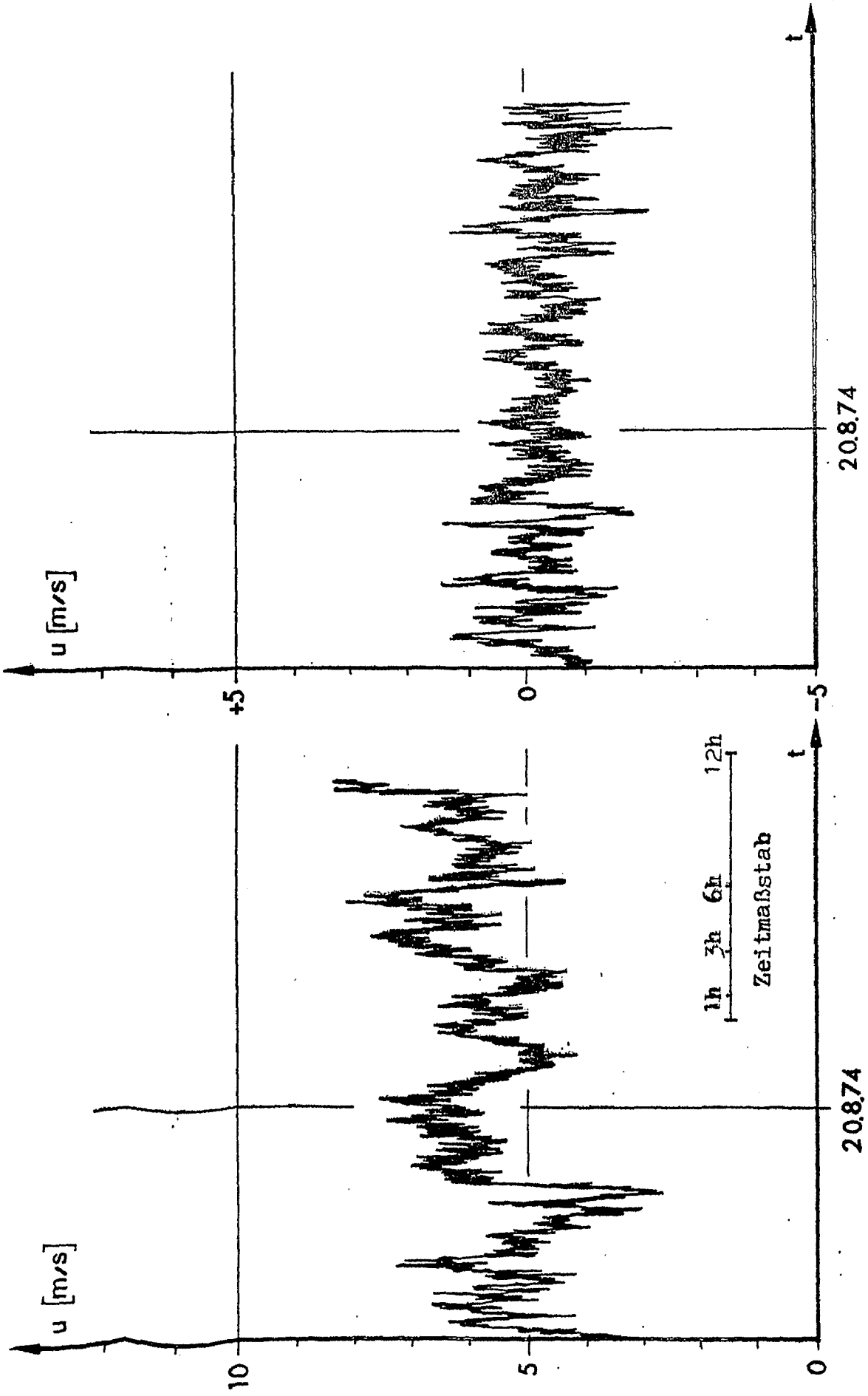


Abb. 6.7: Windregistrierung Gate Vergleichsstation, tropischer Atlantik, Innertropische Konvergenzzone, 19.8.74 bis 20.8.74; rechts: ungefilterte Windmessung, links: mit einem Hochpassfilter (Abb. 3.5) gefilterte Messreihe (alle Frequenzen niedriger als 0,3 cph ($T = 3$ h) werden unterdrückt)

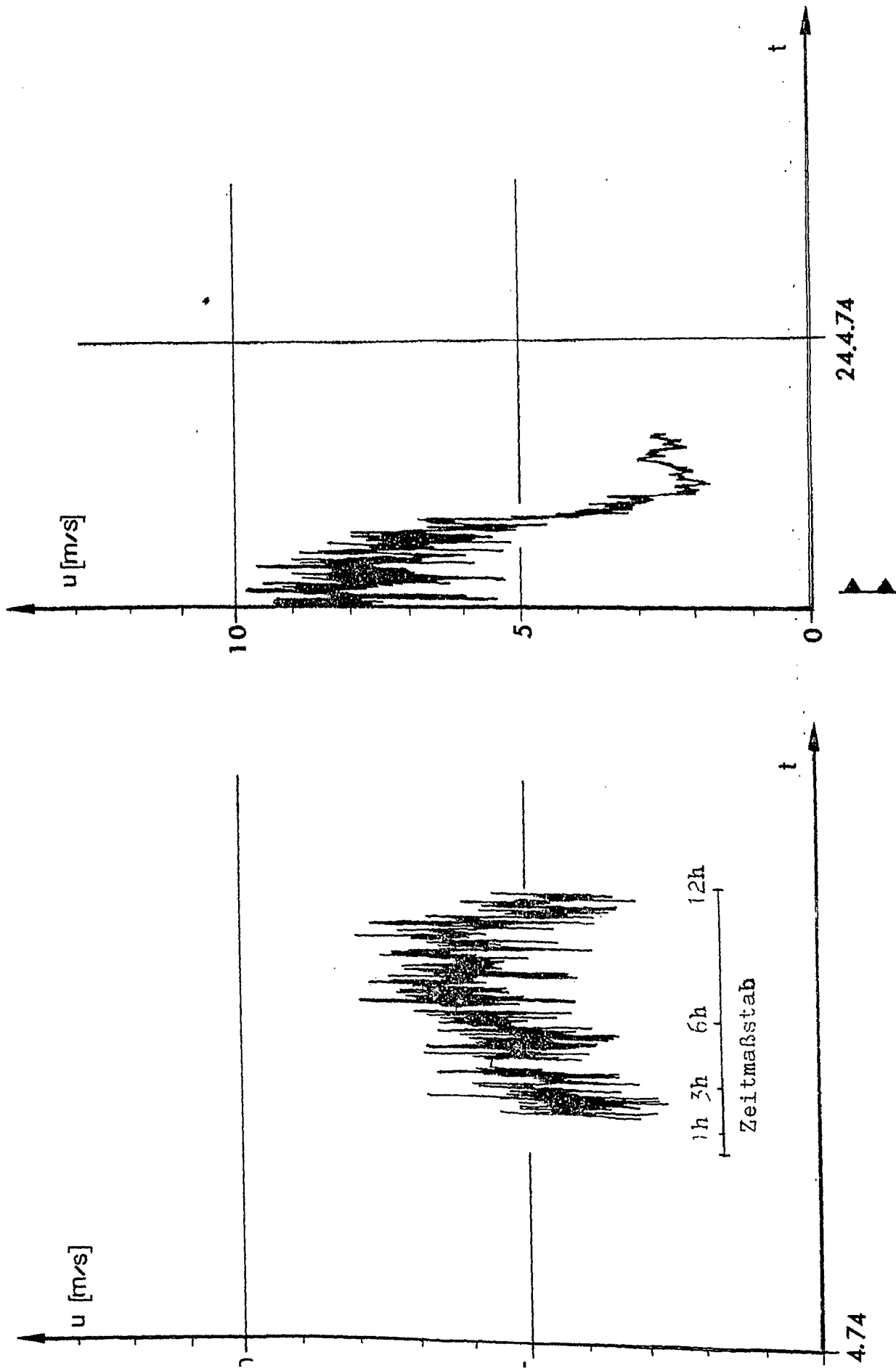


Abb. 6.9 (rechts): Windregistrierung Greiv S 4, Meppen, Emsland, Getreidefeld (23.4.74)

Abb. 6.8 (links): Windregistrierung Greiv S 3, Meppen, Emsland, Getreidefeld (22.4.74)

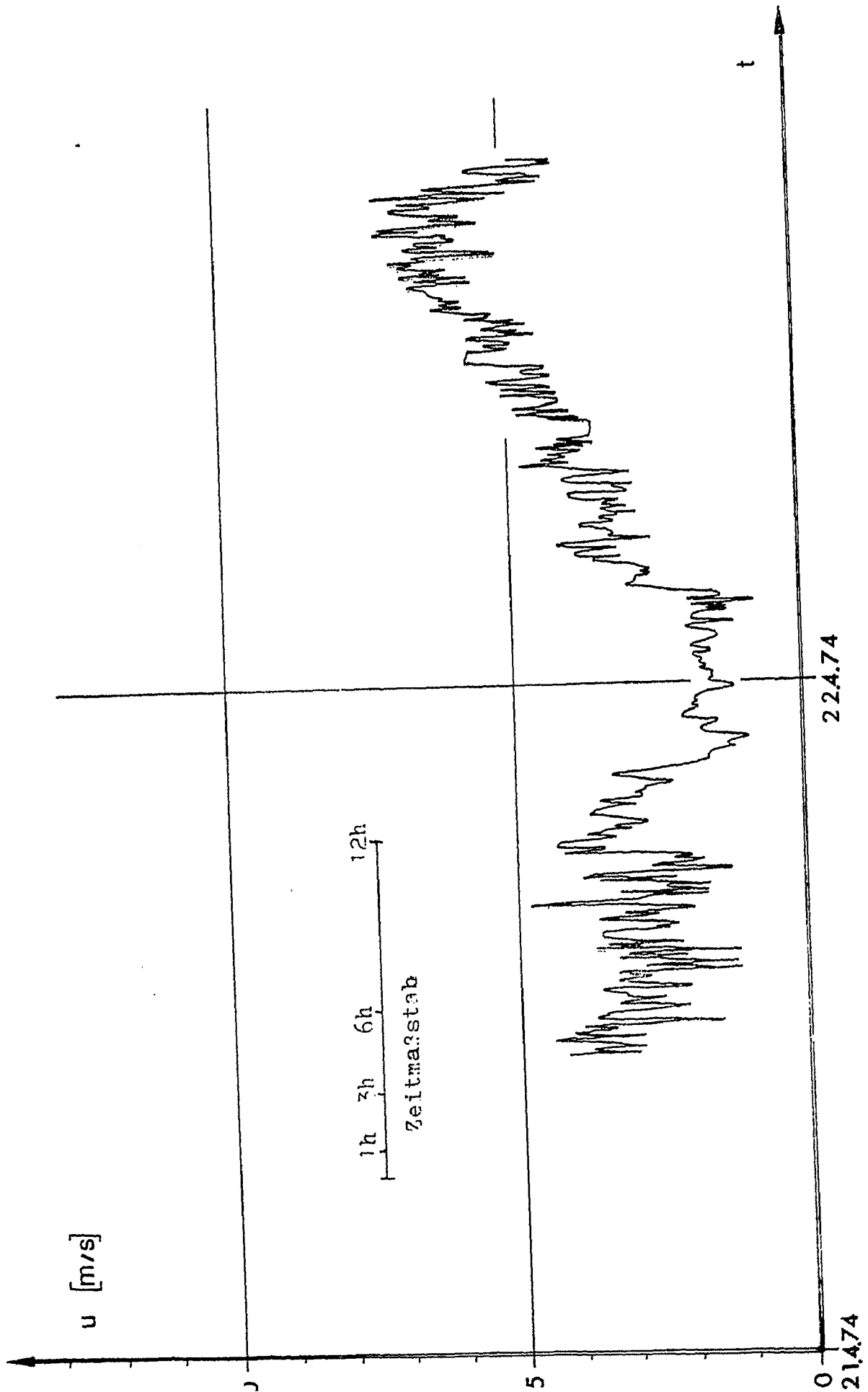


Abb. 6.8a: Windregistrierung Greiv S I (vierminütiges Mittelungsintervall), Meppen, Emsland, Getreidefeld, 21.4.74 bis 22.4.74

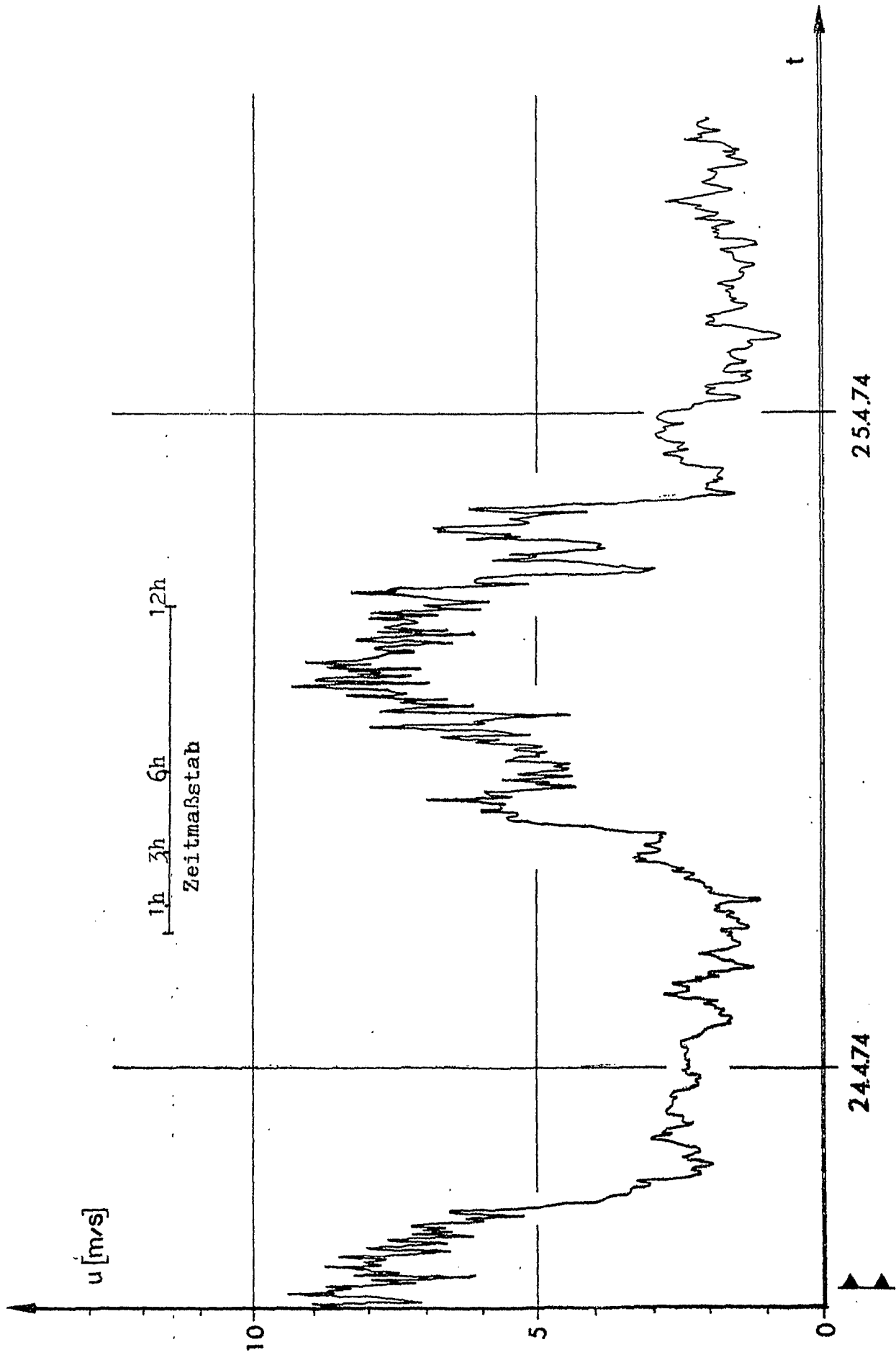


Abb. 6.9a: Windregistrierung Greiv S II (vierminütiges Mittelungsintervall), Meppen, Emsland, Getreidefeld, 23.4.74 bis 25.4.74

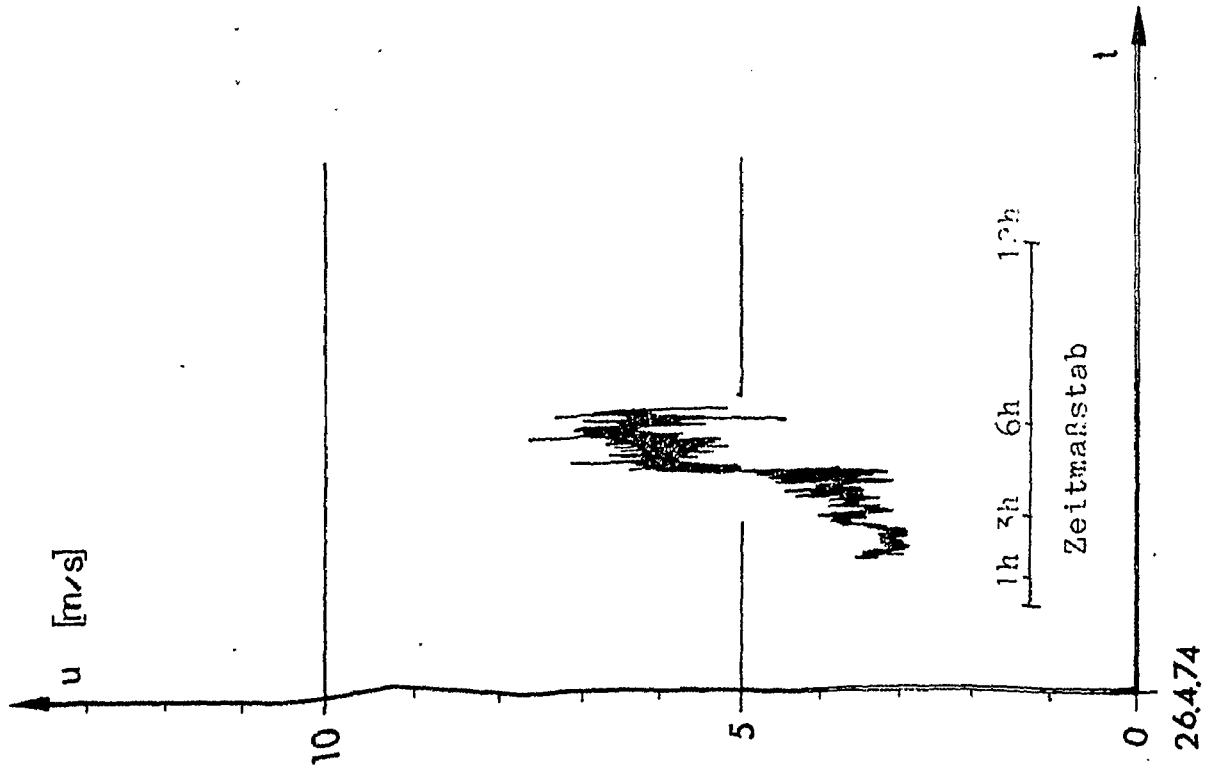
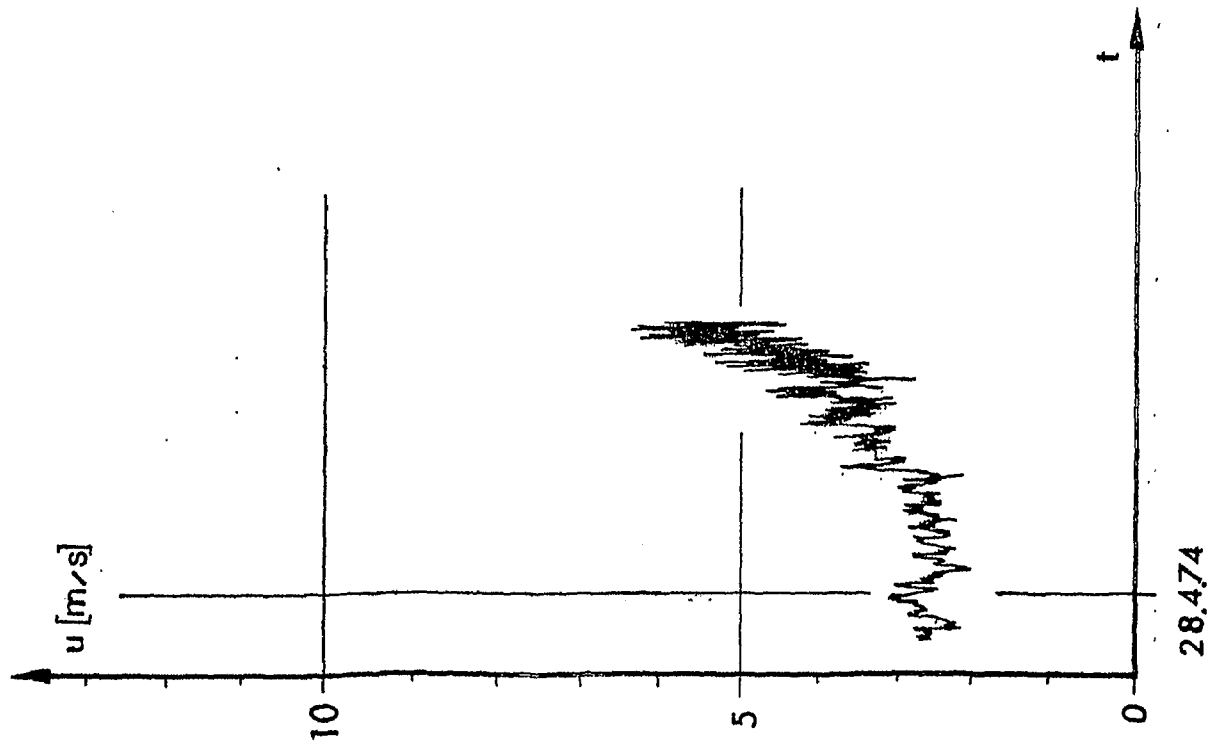


Abb. 6.10 (links): Windregistrierung
Greiv S 6, Meppen,
Emsland, Rapsfeld

Abb. 6.11 (rechts): Windregistrierung
Greiv S 7, Meppen,
Emsland, Rapsfeld

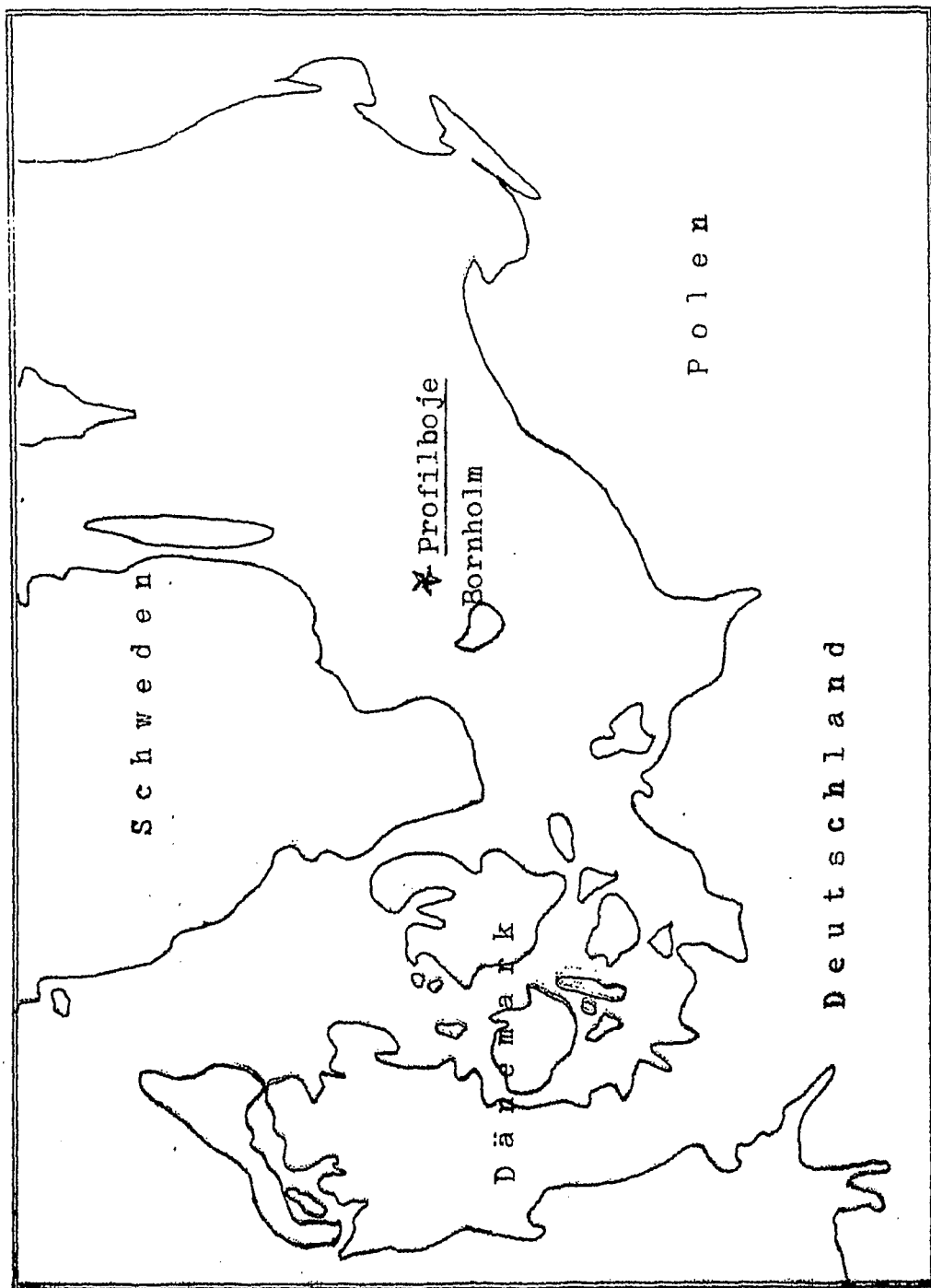


Abb. 6.12: Lage der Meßboje während Baltic 75 (nach BEHREND, 1976)

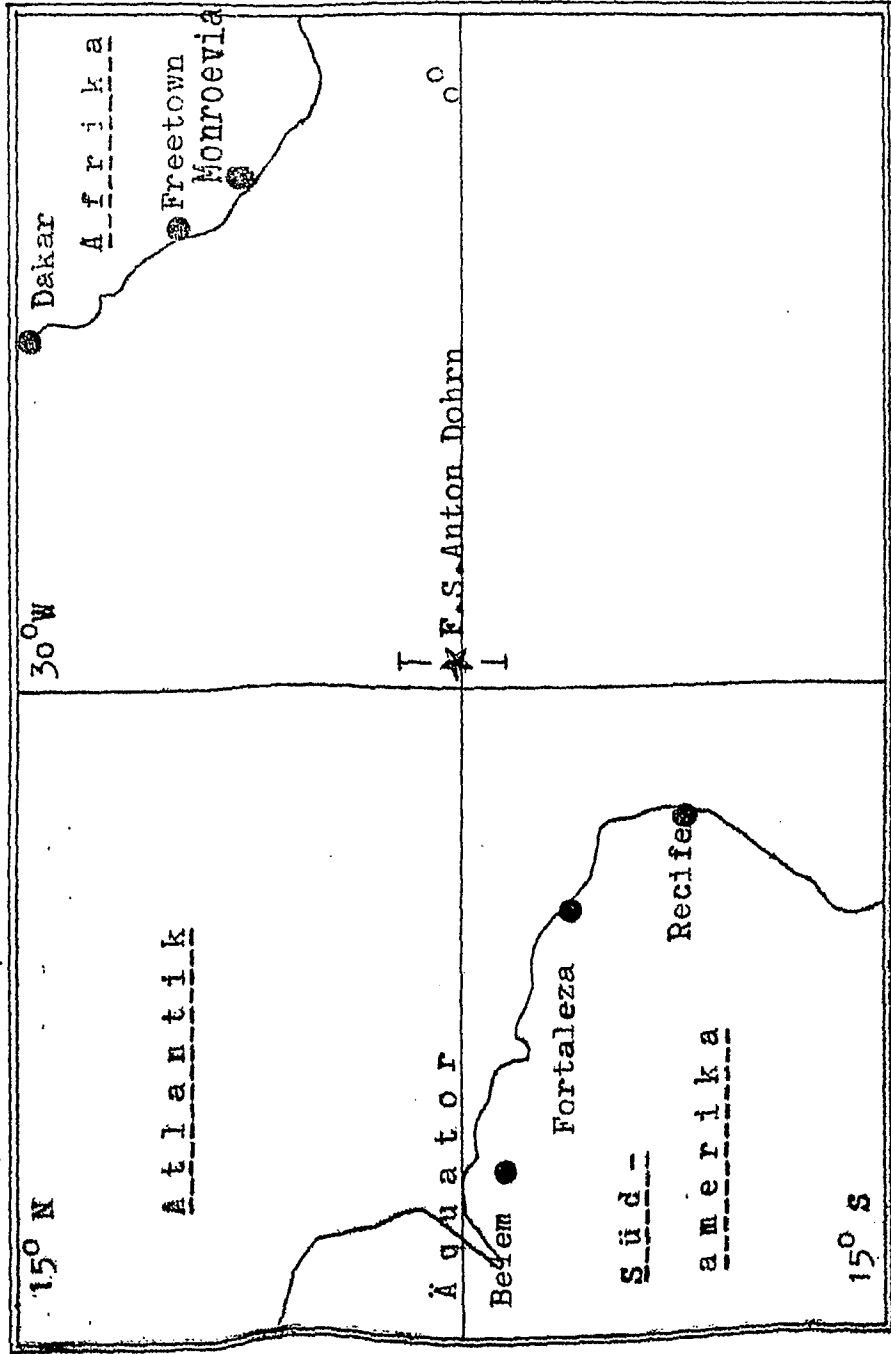


Abb. 6.13: Lage der Meßboje und des Forschungsschiffes Anton Dohrn während der Gate-Expedition 1974 (nach KRAUS, 1975)