

DEUTSCHER WETTERDIENST

Seewetteramt

Einzelveröffentlichungen

Nr. 43

Die Bestimmung des Tiefwasserseegangs
aus seinen skalar-spektralen Komponenten
bei bekannten Windverhältnissen

von

Dr. Jürgen Piest



Hamburg
1964

EINZELVERÖFFENTLICHUNGEN des Seewetteramtes

- Nr. 1 (1953): Höhe, Länge und Steilheit der Meereswellen im Nordatlantik (H. U. Roll) (vergriffen)
- Nr. 2 (1952, Nachdruck 1953): Die Nebelverhältnisse der Untereibe im Jahrzehnt 1939-1948 (G. Hartenstein und H. Markgraf)
- Nr. 3 (1954): Die Nebelverhältnisse im Küstengebiet der Weser- und Emsmündung (P. Bintig und H. Markgraf)
- Nr. 4 (1954): Klimatologie der Nordwesteuropäischen Gewässer
Teil 1: Temperatur des Oberflächenwassers und Temperatur-Differenz Luft—Wasser (H. J. Bullig und P. Bintig)
Teil 2: Windverhältnisse (H. Markgraf und P. Bintig)
- Nr. 5 (1954): Atlas der Monatswerte von Wassertemperatur, Wind und Bewölkung auf dem Seeweg Europa—Südamerika (H. J. Bullig)
- Nr. 6 (1954): Die Größe der Meereswellen in Abhängigkeit von der Windstärke (H. U. Roll) (vergriffen)
- Nr. 7 (1955): Die vorherrschenden Winde auf dem Atlantischen Ozean im Januar und Juli nach Beobachtungen deutscher Schiffe aus dem Zeitraum 1925—1939 (H. Markgraf)
- Nr. 8 (1956): Die Meereswellen in der südlichen Nordsee (H. U. Roll)
- Nr. 9 (1956): Laderaum-Meteorologie. Vorträge auf der Arbeitstagung am 20. Juni 1956 in Hamburg (vergriffen)
- Nr. 10 (1956): Klimatologie der Nordwesteuropäischen Gewässer
Teil 3: Lufttemperatur, Bewölkung, Niederschlag, Nebel.
Tabellen-Anhang zu den Teilen 1 bis 3 (H. Markgraf u. P. Bintig)
- Nr. 11 (1956): Beiträge zur Klimakunde Südwest-Arabiens. Das Klima von Sana. Das Klima von Jemen (C. Rathjens sen., C. Rathjens jun., E. Samlenski und G. Kerner)
- Nr. 12 (1957): Sturmwetterlagen bei Island 1950—1954 (H. O. Mertins)
- Nr. 13 (1957): Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1953
- Nr. 14 (1957): Nebel in der Deutschen Bucht
A: Das Nebelvorkommen bei den Feuerschiffen (P. Bintig)
B: Synoptisch-aerologische Untersuchungen verbreiteter Dauernebel der südlichen Nordsee (H. Markgraf)
- Nr. 15 (1957): Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1954
- Nr. 16 (1958): Zur Niederschlagsmessung auf See: Ergebnisse von Vergleichsmessungen auf Feuerschiffen und benachbarten Inseln (H. U. Roll)
- Nr. 17 (1958): Statistik der Meereswellen in der Nordsee (O. Petri)
- Nr. 18 (1958): Die winderzeugten Meereswellen. Teil 1: Beobachtungen des Seeganges und Ermittlung der Windsee aus den Windverhältnissen (H. Walden).
Heft 1: Text; Heft 2: Abbildungen
- Nr. 19 (1958): Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1955
- Nr. 20 (1959): Statistisch-synoptische Untersuchung über das Verhalten von Tiefdruckgebieten im Bereich von Grönland (H. Walden)
- Nr. 21 (1959): Zur Theorie der Verdunstung der natürlichen Erdoberfläche (W. Brogmus)
- Nr. 22 (1959): Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1956
- Nr. 23 (1959): Hamburger Wetterdaten für das Bauwesen (R. Reidat)
- Nr. 24 (1960): 1. Über die Entwicklung von Beschleunigungsschreibern für Seegangsmessungen. — 2. Ein einfaches Verfahren für den kraftschlüssigen Antrieb von Registriertrommeln, insbesondere zur Verhütung von Schriebstörungen bei meteorologischen Registrierungen auf Schiffen (A. Lang)
- Nr. 25 (1960): Die vorherrschenden Winde auf dem Atlantischen Ozean im April und Oktober (H. Markgraf)
- Nr. 26 (1960): Der Seegang bei den Feuerschiffen „Flensburg“, „Kiel“ und „Fehmarnbelt“ (H. Walden)
- Nr. 27 (1960): Ergebnisse der 3. laderaum-meteorologischen Forschungsfahrt auf TS „Düsseldorf“ an die Westküste Südamerikas, 1958 (E. Höller)
- Nr. 28 (1960): Beiträge zur Meteorologie Mittelamerikas (insbesondere El Salvadors) (W. H. Portig)
- Nr. 29 (1961): Klimatologie des Mittelmeeres. Teil 1. Windkarten (H. Markgraf)
- Nr. 30 (1961): Vergleichsmessungen des Seeganges mit verschiedenen Meßgeräten und ihre Auswertung (H. Walden u. J. Piest)
- Nr. 31 (1961): Die Luft- u. Wassertemperaturen auf den Fischfangplätzen bei Island (H. U. Roll)
- Nr. 32 (1961): Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1957
- Nr. 33 (1962): Einige Methoden und Probleme aus dem Bereich der Maritimen Klimatologie (H. Markgraf)

DEUTSCHER WETTERDIENST
Seewetteramt

Einzelveröffentlichungen
Nr. 43

Die Bestimmung des Tiefwasserseegangs
aus seinen skalar-spektralen Komponenten
bei bekannten Windverhältnissen

von
Dr. Jürgen Piest

Wetteramt München
Handbücherei Nr. 3495



Hamburg
1964

Die vorliegende Arbeit wurde als Dissertation von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Christian-Albrecht-Universität Kiel angenommen.

Vorwort

Herrn Prof. Dr. G. D i e t r i c h dankt der Verfasser für eine Reihe wesentlicher Anregungen bei der Abfassung dieser Schrift.

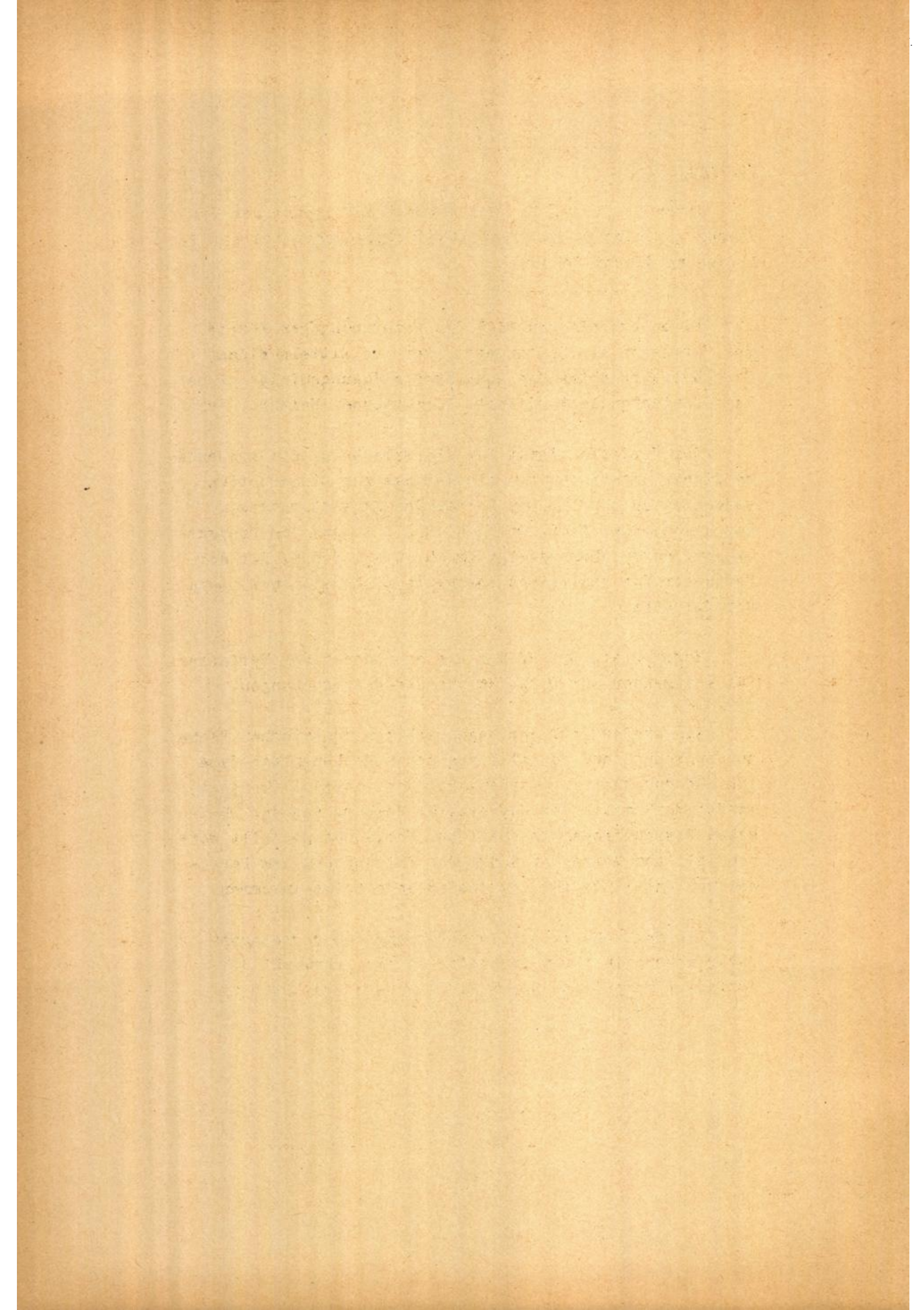
Einen erheblichen Teil der Untersuchungen führte der Verfasser als Zeitangestellter aus Mitteln eines Forschungsprojektes des Bundesverteidigungsministeriums beim Deutschen Wetterdienst, Seewetteramt Hamburg, durch.

Der Verfasser dankt für die Erlaubnis, die Ergebnisse dieser Untersuchungen als Vorlage zur Dissertation verwenden zu dürfen. Dem Leiter des Seewetteramtes, Herrn Reg.-Dir. Prof. Dr. H.U. R o l l und dem Projektträger, Herrn Oberreg.-Rat Dr. H. W a l d e n, ist der Verfasser für zahlreiche anregende Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. W. H a n s e n dankt der Verfasser für Anregungen zur Durchführung der Untersuchungen.

Ein großer Teil der beschriebenen numerischen Rechnungen konnte auf der elektronischen Rechenanlage Type IBM 650 durchgeführt werden, die dem Institut für Angewandte Mathematik der Universität Hamburg von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt worden ist. Der Verfasser dankt der Leitung und dem Personal des Instituts für das freundliche Entgegenkommen.

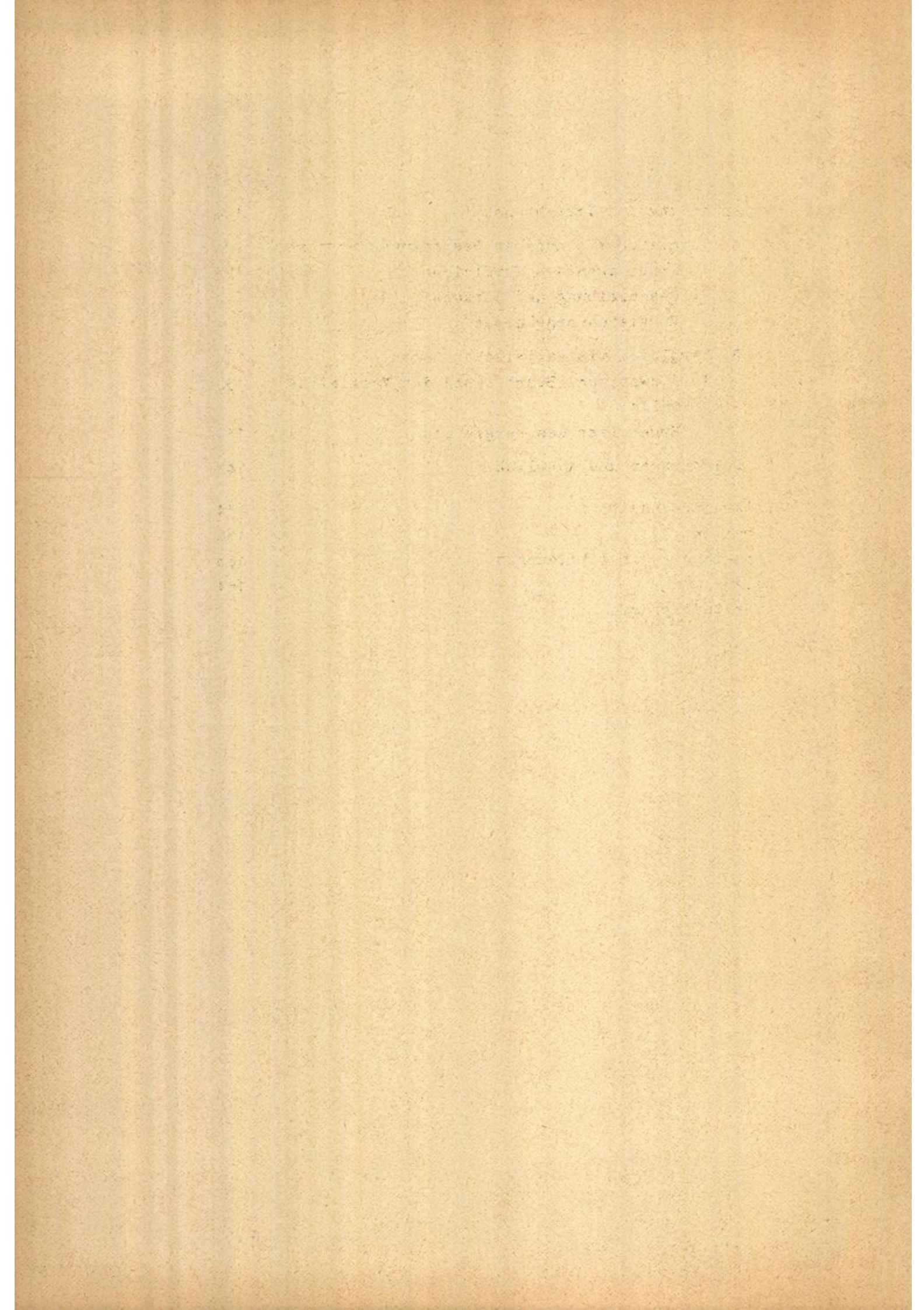
Die Möglichkeit zur Durchführung der vorgelegten Untersuchung in ihrem frühesten Stadium verdankt der Verfasser wesentlich Herrn J. D u e t s c h, Hamburg.



<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
Vorwort	3
Zusammenfassung	9
Verzeichnis der verwendeten Symbole	10
I Einleitung und Problemstellung	17
II Die Entwicklung der Seegangsforschung	19
A Theorie der periodischen Welle	19
1. Zur linearen Wellentheorie	20
2. Nichtlineare Lösungsansätze	22
3. Energiebetrachtungen	24
B Winderzeugter Seegang als periodische Wellenbewegung	25
1. Problem der Energieübertragung	25
2. Anfachung der Initialwellen	29
3. Wellenwachstum und Wellenzerfall	32
4. Nichtspektrale Verfahren zur Seegangsbestimmung	33
5. Bestimmungsverfahren von SVERDRUP u. MUNK	35
6. NEUMANNs Wellentheorie	39
C Seegang als stochastische Erscheinung	42
1. Das wahre Aussehen der Meeresoberfläche und die Definition des Spektrums	42
2. Messung und Auswertung	44
3. Beziehungen zwischen dem Spektrum und den sichtbaren Wellen	47
4. Physikalische Seegangstheorien auf spektraler Basis	50
5. Spektrale Bestimmungsverfahren	53
6. Verfahren von G. NEUMANN	53
7. Bestimmungsmethoden nach J. DARBYSHIRE, nach R. GELCI, H. CAZALÉ u. J. VASSAL und nach C.L. BRETSCHNEIDER	58
8. Untersuchungen über die Form des Spektrums	60
9. Vergleichende Untersuchungen	61

	Seite
III Konstruktion eines Verfahrens zur Bestimmung des Windseespektrums	65
A Prinzipien zum Entwurf eines Bestimmungs- verfahrens	65
1. Theoretische Beschreibung der Entwick- lung des Spektrums	65
2. Mögliche Übergänge zu anschaulicheren Vorstellungen über die Seegangsentwick- lung	68
B Grundzüge des Verfahrens	74
1. Seegangsbestimmung bei konstanter Windgeschwindigkeit	75
2. Bedeutung von Wirkdauer und Wirklänge	80
3. Diagramme für variable Windgeschwindigkeit	82
4. Bestimmung der sichtbaren Wellen	95
5. Ableitung des Windfeldes aus synoptischen Daten	96
C Berechnung der Diagramme aus nichtspektralen Seegangsdaten	101
1. Auswahl der empirischen Unterlagen	101
2. Der Fall $U = \text{const.}$	103
3. Verwendete Grundbeziehungen	103
4. Die durchgeführte Ausgleichsrechnung	105
5. Bestimmung der Spektralgrundform	107
6. Durchführung der Rechnung für nicht- ausgereifte Windsee	113
7. Durchführung der Rechnung für variable Windgeschwindigkeit	114
8. Bestimmung der kennzeichnenden Wellen- periode aus der Spektralverteilung	120

	Seite
IV Anwendung des Verfahrens	124
A Vergleich mit anderen Bestimmungsverfahren	124
1. Grundlagen des Vergleichs	124
2. Beschreibung und Diskussion der Vergleichsergebnisse	130
B Vergleich mit empirischen Daten	132
1. Auswahl und Bearbeitung der Vergleichs- fälle	132
2. Ergebnisse des Vergleichs	138
V Folgerungen und Ausblick	142
Literaturverzeichnis	144
Tabellen	158
Verzeichnis der Abbildungen	160
Lebenslauf	164
Arbeitsdiagramme	



Zusammenfassung

In der folgenden Niederschrift wird zunächst (Abschnitt II) ein geschichtlicher Überblick über die Entwicklung der Seegangsforschung gegeben. Dabei werden hauptsächlich solche Untersuchungen behandelt, die für die Entwicklung eines Verfahrens zur Vorhersage des Tiefwasserseegangs direkt oder mittelbar von Bedeutung sind. Die Sammlung der dabei zitierten Veröffentlichungen kann nicht als vollständig gelten. Insbesondere konnte ein großer Teil der seit 1961 erschienenen Publikationen über Seegangsuntersuchungen nicht mehr erfaßt oder nur kurz erwähnt werden.

Im Hauptteil der Abhandlung (Abschnitt III) wird das Problem der Konstruktion eines Verfahrens zur Bestimmung des Seegangs auf tiefem Wasser eingehend erörtert. Dabei wird das skalar-spektrale Konzept der Seegangstheorie benutzt; auf die Bestimmung der Richtungsverteilung des Seegangs wird verzichtet. Unter Ansatz bestimmter Hypothesen wird ein konkretes Verfahren ausgearbeitet. Die Ansätze ermöglichen die Berechnung der zur Seegangsbestimmung benötigten Diagramme aus nichtspektralen Seegangsdaten.

Abschließend (Abschnitt IV) wird das neue Verfahren mit anderen, veröffentlichten Bestimmungsmethoden verglichen und durch praktische Anwendung und Vergleich mit empirischen Daten geprüft. Für Windsee im ozeanischen Bereich sind die Ergebnisse zufriedenstellend, soweit der den Seegang erzeugende Wind nur geringe raum-zeitliche Richtungsänderungen aufweist. Die Beobachtungen in der südlichen Nordsee zeigen jedoch, daß bei Wassertiefen unter 30 m der Einfluß des Meeresbodens auf die Energiebilanz des Seegangs nicht mehr vernachlässigt werden darf.

Verzeichnis der verwendeten Symbole

a	Amplitude einer harmonischen Welle
A	komplexe Spektralgröße
\bar{a}	Extremwertordinate
c	Phasengeschwindigkeit
\bar{c}	Proportionalitätsfaktor in der Beziehung zwischen $\bar{T}_{1/3}$ und \bar{T}
c_b	Konstante bei der Beziehung in der Windgeschwindigkeit und tangentialer Schubspannung
c_{B1}	Konstante in der Grundform für das BURLING-Spektrum
c_{B2}	
c_g	Energiegeschwindigkeit
c_{min}	Phasengeschwindigkeit der Grenzwellenlänge
c_{N1}	Konstante in der NEUMANNschen Spektralgrundform
c_{N2}	
c_{R1}	Konstante in der ROLL-FISCHERschen Spektralgrundform
c_{R2}	
c_1	Proportionalitätsfaktor in der Beziehung zwischen $\bar{T}_{1/3}$ und \bar{T}_1
c_2	Proportionalitätsfaktor in der Beziehung zwischen $\bar{T}_{1/3}$ und \bar{T}_2
E	Gesamtintensität
\bar{E}	Mittlere Wellenenergie pro Oberflächeneinheit bei harmonischer Wellenbewegung
E_D	Intensität nach J. DARBYSHIRE
E_f	f-bezogene (skalare) Intensitätsdichte
E_{fo}	Anfangsintensität, tritt in den GELCI-CASALÉ-VASSALSchen Formeln für die Seegangsbestimmung auf
E_g	Gesamtintensität ausgereifter Windsee

E_P	Intensität nach W. J. PIERSON
E_T	T-bezogene (skalare) Intensitätsdichte
E_T'	Ableitung der Größe E_T nach T
E_{Tc}	Ordinate der Spektrumskurve für $U=const$
E_{T0}	Intensitäts-Anfangswert, bei dem die Entwicklung eines Energiepaketes unter einer bestimmten konstanten Windgeschwindigkeit beginnt
E_0	Gesamtintensität des Seegangs zum Zeitpunkt t_1
E_ω	ω -bezogene (skalare) Intensitätsdichte
$E_{\omega\alpha}$	ω -bezogene winkelspektrale Intensitätsdichte
f	Frequenz
f^*	Funktion, beschreibt spektrale Intensitätsveränderungen im Seegang
\bar{f}	$= 1/\bar{T}_2$
\bar{F}	mittlerer Energiefluß
F_d	durch Druckkräfte bewirkter mittlerer Energiefluß durch die Meeresoberfläche
F_t	durch Reibungskräfte bewirkter mittlerer Energiefluß durch die Meeresoberfläche
f_0	Zwischengröße in den DARBYSHIREschen Formeln für die Seegangsbestimmung
f_1	Funktion, beschreibt spektrale Intensitätsveränderungen durch Windeinfluß
f_2	Funktion, beschreibt spektrale Intensitätsveränderungen durch Energiedissipation
f_3	Funktion, beschreibt die Intensitätsentwicklung bestimmter Seegangskomponenten bzw. Energiepakete
f_4	Funktion, beschreibt die Periodenentwicklung bestimmter Energiepakete
f_5	Funktion, beschreibt den Zusammenhang zwischen t , U und T für $U=const$
f_6	Funktion, beschreibt den Zusammenhang zwischen t , U und x für $U=const$

f_7	Funktion, beschreibt den Zusammenhang zwischen t , U und E_T für $U=\text{const}$
f_8	Funktion, beschreibt den Zusammenhang zwischen t , U und T für variables U
f_9	Funktion, beschreibt den Zusammenhang zwischen t , U und x für variables U
f_{10}	Funktion, beschreibt den Zusammenhang zwischen t , U und E_T für variables U
g	Schwerebeschleunigung
H	Wellenhöhe
\tilde{H}	Höhe einer sichtbaren Einzelwelle (Schwankung)
\bar{H}	mittlere Höhe sichtbarer Wellen
$\tilde{H}_{1/3}$	kennzeichnende Wellenhöhe
$\tilde{H}_{1/3b}$	beobachtete Werte $\tilde{H}_{1/3}$ in den Hindcasting-Untersuchungen
$\tilde{H}_{1/3g}$	kennzeichnende Wellenhöhe ausgereifter Windsee
$\tilde{H}_{1/3r}$	berechnete Werte $\tilde{H}_{1/3}$ in den Hindcasting-Untersuchungen
i	imaginäre Einheit
k	Wellenzahl
k^*	konstanter Faktor in der Beziehung zwischen U und der Gesamtintensität ausgereifter Windsee
L	Wellenlänge
L_{\min}	Wellenlänge der Grenzwelle
m_v	v -tes Spektralmoment
m_o^*	Konstante bei der Berechnung der Formel für das BURLING-Spektrum
m_{oB}	nulltes Spektralmoment bei Zugrundelegen des BURLING-Spektrums
m_{oN}	nulltes Spektralmoment bei Zugrundelegen des NEUMANN-Spektrums
p	Druck
P	Punkt im Weg-Zeit-Diagramm, an dem der Seegang bestimmt werden soll
r	Korrelationskoeffizient, tritt in den BRETSCHNEIDERSchen Formeln für die Seegangsbestimmung auf

Re	Symbol für "Realteil"
t	Zeit, speziell: Windwirkungsdauer. Als Index: partielle Ableitung nach t
T	Wellenperiode
t*	Zeit, als Integrationsparameter verwendet
\tilde{T}	"Periode" einer sichtbaren Einzelwelle (Schwankung)
\bar{T}	mittlere Periode sichtbarer Wellen
t _g	Windwirkungsdauer, die zum Ausreifen der Windsee erforderlich ist
T _i	längste Periode im (als abbrechend angesetzten) Spektrum
T _{io}	Periodenwert T _i des Seegangs zum Zeitpunkt t ₁
T _{ig}	längste Periode in der ausgereiften Windsee
T _L	längste Periode von praktischer Bedeutung im Seegang
t _n	diskrete Werte der Windwirkungsdauer t
T _P	Periodenwert T, den ein Energiepaket bei Erreichen des Bestimmungspunktes P aufweist
T ₀	Perioden-Anfangswert, bei dem die Entwicklung eines Energiepaketes unter einer bestimmten konstanten Windgeschwindigkeit beginnt
t ₁	Zeitpunkt, zu dem die Windgeschwindigkeit im Windfeld von einem ursprünglichen Wert auf einen größeren springt
\bar{T}_1	Periodenmittelwerte, die aus der Spektralfunktion berechnet werden
\bar{T}_2	
t ₂	Zeitpunkt, zu dem im Falle variabler Windgeschwindigkeit die Eigenschaften der Windsee untersucht werden (spezieller Fall des Windsprungs zum Zeitpunkt t ₁)
$\tilde{T}_{1/3}$	kennzeichnende Wellenperiode
$\tilde{T}_{1/3b}$	beobachtete Werte $\tilde{T}_{1/3}$ in den Hindcasting-Untersuchungen
$\tilde{T}_{1/3g}$	kennzeichnende Wellenperiode ausgereifter Windsee
$\tilde{T}_{1/3r}$	berechnete Werte $\tilde{T}_{1/3}$ in den Hindcasting-Untersuchungen

U	Windgeschwindigkeit
U_b	beobachtete Windgeschwindigkeit
U_m	diskrete Werte der Windgeschwindigkeit U
U_{min}	zur Wellenanfachung erforderliche Minimalwindgeschwindigkeit
U_z	Zwischenwindgeschwindigkeit bei der Intensitätsbestimmung bei variablem U; zum Zeitpunkt t_2 liegen die Intensitäten aller Energiepakete auf der Spektralkurve für $U_z = \text{const}$
U_α	Windgeschwindigkeit, korrigiert hinsichtlich der Abweichung der beobachteten Windrichtung von der Hauptwindrichtung
U_v	Ursprung der Periodenentwicklungskurve des Energiepaketes, das den Punkt P mit der Periode $T = v[\text{sec}]$ erreicht
\bar{u}_0	räumliches Mittel der Horizontalkomponente der Oberflächengeschwindigkeit des Wassers
x	Horizontalkoordinate, speziell: Windstreichlänge (Fetchlänge). Als Index: partielle Ableitung nach x
x_B	Variable bei der Berechnung der Konstanten der Spektralgrundform; proportional zu T
x_{Bi}	Wert x_B , der der Periode T_i entspricht
x_{Big}	Wert x_{Bi} für die ausgereifte Windsee
x_g	Wellenlaufstrecke, die zum Ausreifen der Windsee erforderlich ist
x_N	Variable bei der Berechnung der Konstanten der Spektralgrundform; proportional zu T
x_{Ni}	Wert x_N , der der Periode T_i entspricht
x_{Nig}	Wert x_{Ni} für ausgereifte Windsee
y	Zwischengröße in den DARBYSHIREschen Formeln für die Seegangsbestimmung
z	Vertikalkoordinate. Als Index partielle Ableitung nach z

- κ Energiegeschwindigkeitsvektor
- ξ Symbol für Energiepaket
- ξ_v Energiepaket, das mit der Periode $T = v$ den Bestimmungspunkt erreicht
- k Wellenzahlvektor
- k' Wellenzahlvektor, beschreibt eine Seegangskomponente, der Intensität durch nichtlineare Wechselwirkungen entzogen wird
- r Ortsvektor
- α Winkel, beschreibt die Laufrichtung einer harmonischen Welle
- α^* Konstante in der (allgemeinen) BURLINGSchen Spektralgrundform
- β^* Wellenalter
- β } Konstante in der (allgemeinen) BURLINGSchen
- γ } Spektralgrundform
- δ^* Wellensteilheit
- ΔE_T Vertikalabstand eines untersuchten Punktes im Intensitätsentwicklungsdiagramm von der Spektrumskurve für $U = \text{const}$
- Δt Zeitintervall bei numerischer Berechnung der Spektrumsentwicklung
- ΔT Periodendifferenz spektral benachbarter Energiepakete
- ΔU Zuschlag zur Windgeschwindigkeit, erforderlich bei labiler atmosphärischer Schichtung
- ΔT Differenz Lufttemperatur minus Wassertemperatur
- ε Spektralparameter
- η Auslenkung der Meeresoberfläche, gemessen vom Ruhniveau
- ϑ Phasenkonstante
- α konstanter Faktor in der Beziehung zwischen Wellenperiode und Energiegeschwindigkeit
- λ Variable λ_i , als Integrationsparameter verwendet
- λ_i Zwischengröße in den BRETSCHNEIDERSchen Formeln für die Seegangsbestimmung
- ϱ Dichte des Wassers

τ	tangentiale Schubspannung
τ_d	dynamische tangentiale Schubspannung
τ_r	Reibungsanteil der tangentialen Schubspannung
φ	Geschwindigkeitspotential
φ^*	Funktion, beschreibt nichtlineare Wechselwirkungen im Seegang
φ_1	Funktionen in den BRETSCHNEIDERSchen Formeln für die Seegangsbestimmung
φ_2	
ω	Kreisfrequenz einer harmonischen Welle

I Einleitung und Problemstellung

Die Seegangsforschung hat in den Jahren nach dem II. Weltkrieg eine wesentlich verstärkte Entwicklung erfahren. Dabei hat die spektrale Betrachtungsweise des Seeganges laufend an Bedeutung gewonnen. Betrachtet man speziell die heute existierenden Verfahren zur Bestimmung des Seeganges aus den Windverhältnissen, so stellt man fest, daß sich neben modernen spektralen Verfahren immer noch solche Verfahren behaupten, die wesentlich nichtspektraler Art sind. Diese Verfahren erscheinen oft besonders vorteilhaft durch die Art der zur Seegangsbestimmung angewendeten Methoden.

Es sind mehrfach Versuche unternommen worden, die Methoden spektraler und nichtspektraler Bestimmungsverfahren miteinander zu verbinden. Der Verfasser stellt sich die Aufgabe, unter allgemein gehaltenen Voraussetzungen nach Möglichkeiten zu solchen Verbindungen zu suchen und diese in bestimmter Form der praktischen Anwendung nutzbar zu machen. Wie sich bei den durchgeführten Untersuchungen herausstellte, scheint es möglich zu sein, auf diese Weise bestimmte hydrodynamische Gesetzmäßigkeiten, die bisher in der praktischen Anwendung kaum erfaßbar waren, in begrenztem Maße zu berücksichtigen.

Das im Rahmen dieser Untersuchungen konstruierte Verfahren zur Seegangsbestimmung ist zur Anwendung für tiefes Wasser angelegt. Es berücksichtigt nicht die Richtungsverteilung des Seeganges, sondern ergibt bei seiner Anwendung das "skalare" Seegangsspektrum.

Bei dem Entwurf der Grundkonzeption war es ein besonderes Anliegen des Verfassers, ein Verfahren zu schaffen, das es erlaubt, den Seegang auf einfache Weise durch Auswertung von Diagrammen und leichten Rechnungen zu bestimmen. Dabei war es unumgänglich, mehrere Arbeitshypothesen aufzustellen, deren Bedeutung und Gültig-

keitsbereich eingehend erörtert werden. Da bis zum Sommer 1961 zuverlässige Messungen ozeanischer Seegangsspektren nicht vorlagen, sah sich der Verfasser genötigt, die zur Seegangsbestimmung erforderlichen Diagramme aus nichtspektralen Seegangsdaten abzuleiten. Es bedurfte einiger zusätzlicher Hypothesen, um diese Berechnung zu ermöglichen.

Schließlich waren besondere Überlegungen erforderlich, um das hier vorgelegte Verfahren mit anderen, veröffentlichten Bestimmungsmethoden vergleichen zu können.

II Die Entwicklung der Seegangsforschung

IIA Theorie der periodischen Welle

Die Untersuchung der periodischen Oberflächenwellen ist Gegenstand der "klassischen Wellentheorie". Beim Studium der zu diesem Problemkreis gehörenden Literatur erkennt man, daß zwei Gesichtspunkte wesentlich die wissenschaftliche Arbeit geleitet haben; nämlich die Forderung nach einem realistischen Oberflächenmodell und nach einer möglichst einfachen mathematischen Beschreibung. In der vielzitierten Arbeit von F. GERSTNER [1802] wird ein trochoidales Oberflächenprofil erhalten; diese Wellenform mit relativ steilen Kämmen und flachen Tälern ist von der Beobachtung her für alle nicht zu flachen periodischen Oberflächenwellen als charakteristisch bekannt. Jedoch ist die zugehörige Wellenbewegung nicht wirbelfrei. Außer der unabhängig von F. GERSTNER veröffentlichten Untersuchung von RANKINE [1863] gibt es kaum weitere Arbeiten über dieses Wellenmodell. Zusammengefaßte Beschreibungen finden sich in H. LAMB [1931] und in H. THORADE [1931].

Fast alle weiterführenden Untersuchungen basieren auf dem EULERSchen Gleichungssystem und auf der Existenz eines Geschwindigkeitspotentials, d.h. auf der Annahme wirbelfreier Bewegung. Das Gleichungssystem, welches unter diesen Voraussetzungen das Problem beschreibt, findet man z.B. in H. LAMB [1931], H. THORADE [1931] und J.J. STOKER [1957], welche auch die Ableitungen der Grundgleichungen behandeln, sowie in W.J. PIERSON jr. [1952], H.U. ROLL [1957], G. DIETRICH [1957] und B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958]. In einem zweidimensionalen Koordinatensystem mit horizontaler x- und vertikaler nach aufwärts orientierter z-Achse ergibt sich für tiefes Wasser:

$$(2. 1) \quad \varphi_{xx} + \varphi_{zz} = 0 \quad \text{"Potentialgleichung"}$$

$$(2. 2) \quad \varphi_t + \frac{1}{2} (\varphi_x^2 + \varphi_z^2) + \frac{p}{\rho} + gz = 0 \quad \text{"BERNOULLI'sche Gleichung"}$$

$$(2.3) \quad [\varphi_z]_{z=\eta} - \eta_x [\varphi_x]_{z=\eta} - \eta_t = 0 \quad \text{"kinematische Oberflächenbedingung"}$$

$$(2.4) \quad \varphi_z, \varphi_x \longrightarrow 0 \quad \text{für} \quad z \longrightarrow -\infty$$

$$(2.5) \quad \left[\varphi_t + \frac{1}{2} \cdot (\varphi_x^2 + \varphi_z^2) + \frac{p}{\rho} \right]_{z=\eta} + g\eta = 0$$

"dynamische Oberflächenbedingung"

Dabei bedeuten:

φ	Geschwindigkeitspotential
t	Zeit
p	Druck
ρ	Dichte des Mediums
g	Schwerebeschleunigung
η	z -Koordinate der freien Oberfläche
$x, z, t,$	als Indizes bedeuten partielle Ableitungen nach den betreffenden Variablen

Die Lösung des Gleichungssystems wird besonders erschwert durch seine Nichtlinearität und durch die Implizität in η . Es sind zahlreiche Lösungsansätze untersucht worden, welche zu approximativen Lösungen führen. In diesem Abschnitt werden die "freien Schwingungen" diskutiert, welche definiert sind durch die Zusatzbedingung:

$$(2.6) \quad [p]_{z=\eta} = 0$$

1. Zur linearen Wellentheorie

Die bekannteste, und wegen ihrer weitreichenden praktischen Konsequenzen bedeutendste Lösungsform erhält man durch die lineare Approximation der Gleichungen. Die zugehörige Theorie wurde in den Jahren 1820 bis 1850 entwickelt, u.a. von J.R. MERIAN [1828] und G. GREEN [1839]. An moder-

nen Darstellungen seien die im Vorabsatz erwähnten Arbeiten sowie W.J. PIERSON jr. [1955] genannt. Das linearisierte Gleichungssystem lautet:

$$(2.7) \quad \varphi_{xx} + \varphi_{zz} = 0$$

$$(2.8) \quad \varphi_t + \frac{D}{\rho} + gz = 0$$

$$(2.9) \quad \varphi_z, \varphi_x \longrightarrow 0 \quad \text{für } z \longrightarrow -\infty$$

$$(2.10) \quad g\eta + [\varphi_t]_{z=0} = 0$$

$$(2.11) \quad [g\varphi_z + \varphi_{tt}]_{z=0} = 0$$

Als Lösung erhält man die bekannte fortschreitende harmonische Welle:

$$(2.12) \quad \eta = a \cos(kx - \omega t + \vartheta)$$

$$(2.13) \quad \varphi = \frac{ag}{\omega} \cdot e^{kz} \cdot \sin(kx - \omega t + \vartheta)$$

$$(2.14) \quad \omega^2 = gk$$

$$(2.15) \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$(2.16) \quad L = \frac{2\pi}{k} = \frac{g}{2\pi} T^2$$

$$(2.17) \quad c = \frac{L}{T} = \frac{g}{2\pi} T$$

Dabei bedeuten:

a	Wellenamplitude
k	Wellenzahl
ω	Kreisfrequenz
ϑ	Phasenkonstante
T	Wellenperiode
L	Wellenlänge
c	Phasengeschwindigkeit

Beschreibt man die Lösung in einem dreidimensionalen Koordinatensystem mit horizontaler x-, y- und vertikaler z-Achse, so erhält man statt Gl. (2. 12):

$$(2. 18) \quad \eta = a \cos [k \cdot (x \cos (\alpha) + y \sin (\alpha)) - \omega t + \vartheta]$$

Die Wellenlaufrichtung bildet mit der x-Achse den Winkel α . Gl. (2. 13) wird entsprechend modifiziert.

Die Lösung Gl. (2. 12) enthält drei willkürliche voneinander unabhängige Konstanten k , a und ϑ . Wie J.J. STOKER [1957] gezeigt hat, ist jede Lösung des Gleichungssystems Gln. (2. 7) bis (2. 11) als Linearkombination von Lösungen der Form Gln. (2. 12) bis (2. 17) darstellbar. Dieses Ergebnis ist für alle modernen Seegangstheorien von großer Bedeutung, da es für die in späteren Abschnitten zu besprechende spektrale Betrachtungsweise des Seegangs eine Rechtfertigung darstellt.

2. Nichtlineare Lösungsansätze

Zur Gewinnung nichtlinearer Lösungen werden zumeist bestimmte Lösungsansätze in die Gln. (2. 1) bis (2. 5) eingesetzt und die sich ergebenden Ausdrücke in Reihen entwickelt. Als Entwicklungsparameter wird bei der Untersuchung periodischer Wellen das Produkt ak verwendet, welches ein Maß für die Steilheit (Verhältnis Höhe zu Länge) der Wellen darstellt. Bei der Untersuchung nicht-periodischer Wellen - dazu gehören u.a. alle spektralen Betrachtungen - wird meist die Amplitude a verwendet.

Der bekannteste nichtlineare Lösungsansatz wurde bereits von G.G. STOKES [1847] angegeben. Er wird heute noch bei fast allen Untersuchungen über periodische Wellen benutzt. Wellen dieses Typs werden als "STOKESsche Wellen" bezeichnet. Der Beweis der Konvergenz der sich für η ergebenden Reihenentwicklung wurde von T. LEVI-CIVITA [1925] erbracht. Neuere Darstellungen findet man bei H. LAMB [1931], welcher das Problem stationär behandelt, sowie bei H. THORADE [1931] und B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958]. Es ergibt sich das

bekanntes Wellenprofil mit relativ steilen Kämmen und flachen Tälern; die Phasengeschwindigkeit c ist größer als nach Gl. (2. 17).

Ein anderes Lösungsprinzip wurde von J.J. STOKER [1957] vorgeschlagen. Hier werden für die zu berechnenden Lösungsfunktionen φ , η bestimmte Reihenentwicklungen gewählt; durch Einsetzen in das Gleichungssystem Gln. (2. 1) bis (2. 5) ergeben sich Beziehungen zwischen den Koeffizienten dieser Reihen. Dies Verfahren eignet sich besonders für den Fall, daß die Wellenamplitude a als Entwicklungsparameter benutzt wird. L.J. TICK [1958] benutzte das STOKERSche Verfahren zur Entwicklung einer nichtlinearen Spektraltheorie des Seegangs. Die nichtlineare Seegangstheorie gestattet die Erfassung der empirischen Tatsache, daß Schwerewellen eine bestimmte maximale Steilheit nicht überschreiten können. G.G. STOKES [1880] zeigte durch eine Untersuchung der Strömungskonfiguration in Kammnähe, daß der Öffnungswinkel am Kamm einer Welle 120 Grad nicht unterschreiten kann. Darstellungen neueren Datums findet man in H. LAMB [1931] sowie in H. THORADE [1931], der zwei verschiedenartige Beweise bringt, und in B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958]. J.H. MICHELL [1893] hat das steilste mögliche Wellenmodell approximativ berechnet und findet für das Verhältnis von Wellenhöhe zu Wellenlänge den Wert 0,142 und gegenüber gleich langen sehr hohen Wellen eine Zunahme der Phasengeschwindigkeit von etwa 20%. Der angegebene Grenzwert für die Steilheit stimmt gut überein mit den Ergebnissen von Wellenkanal-Experimenten.

Aus der nichtlinearen Theorie ergibt sich eine Drift des Mediums in Richtung der Wellenfortpflanzung. Diese Erscheinung wurde bereits von G.G. STOKES [1880] untersucht. Eine neuere Darstellung findet man in H. LAMB [1931]; vgl. dazu eine frühere Untersuchung des Verfassers (J. Piest [1961]). B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] hat ein Beispiel durchgerechnet. Für eine Welle von rund 200 m Länge und 10 m Höhe (Originalangaben in Fuß) findet

man danach eine Oberflächendrift von 19,2 sm pro Tag. Die Driftgeschwindigkeit nimmt mit der Tiefe rasch ab.

3. Energiebetrachtungen

Von besonderer Bedeutung für alle Seegangsuntersuchungen ist die Erfassung der in der Wellenbewegung enthaltenen mechanischen Energie. Die Definition der kinetischen und der potentiellen Energie und der daraus abgeleiteten Energiegrößen ist in der internationalen Literatur uneinheitlich. Die kinetische Energie ist eine Eigenschaft jedes Flüssigkeitsteilchens. Ihr Wert ist abhängig von der Geschwindigkeit des zur Berechnung benutzten Koordinatensystems. Die potentielle Energie ist nur definierbar als Gesamteigenschaft eines Oberflächenbereiches, in dem die Auslenkung der Oberfläche gegenüber dem Ruhniveau im Mittel verschwindet. Die vielfach verwendete Größe: "potentielle Energie pro Oberflächeneinheit" hat daher nur formelle Bedeutung. Abhandlungen über die Energie periodischer Wellen finden sich in H. LAMB [1931], J.J. STOKER [1957] und B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958]. Unter "Energiefluß" sei diejenige Energiemenge verstanden, welche pro Flächen- und Zeiteinheit durch eine bestimmte Fläche hindurchströmt. Wie J.J. STOKER [1957] hervorhebt, ist diese Größe physikalisch einwandfrei zu definieren. Es werde eine harmonische Welle (Gln. (2. 12) bis (2. 17)) betrachtet. \bar{E} sei die Energie pro Oberflächeneinheit, berechnet aus dem Mittel der Gesamtenergie (Summe von kinetischer und potentieller Energie) über eine Wellenlänge. \bar{F} sei der Mittelwert über eine Wellenperiode des Energieflusses durch eine Ebene senkrecht zur Wellenfortpflanzungsrichtung. Berechnet man diese beiden Größen, so erhält man folgende Beziehung:

$$(2. 19) \quad \bar{F} = c_g \cdot \bar{E}$$

$$(2. 20) \quad c_g = \frac{c}{2}$$

c_g wird als Energiegeschwindigkeit bezeichnet. Sie ist der Größe nach identisch mit der sog. Gruppengeschwindigkeit.

In der internationalen Literatur besteht keine Einigkeit darüber, ob der Begriff der Wanderungsgeschwindigkeit der Energie physikalisch definierbar ist. J.J. STOKER [1957] äußert sich in dieser Hinsicht negativ. Es wird jedoch hier die Ansicht vertreten, daß dem Begriff der Energiegeschwindigkeit konkrete physikalische Bedeutung zukommt. Bei der Verlagerung eines Wellenzuges mit endlich vielen Schwingungen kommt es an der Vorderseite des Zuges zur Ausbildung einer sog. "Wellenfront", welche mit der Geschwindigkeit c_g vorrückt. Mehrere Autoren haben diese Tatsache auch theoretisch nachgewiesen. In diesem Zusammenhang sei hingewiesen auf die Betrachtungen in H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947], auf deren Ergebnisse sich auch H.U. ROLL [1957] bezieht; sowie auf die strengen Untersuchungen von W.J. PIERSON jr. [1952], [1955]. Die dort gewonnenen Erkenntnisse lassen sich ohne Zweifel in folgender Weise verallgemeinern:

Ein Wellenfeld, d.h. ein Oberflächenbereich des Mediums, in dessen Innern eine rein periodische progressive Wellenbewegung auftritt, pflanzt sich mit der Geschwindigkeit c_g in Wellenlaufrichtung fort. - Auf diese Aussage gründet sich eine der Grundannahmen für die Untersuchungen des Abschnittes III.

II B. Winderzeugter Seegang als periodische Wellenbewegung

1. Problem der Energieübertragung

In diesem Abschnitt werden die Untersuchungen über die Wechselwirkungen Atmosphäre-Hydrosphäre besprochen, soweit sie auf der Annahme periodischer Wellenbewegung beruhen. Die in der Meeresoberfläche auftretenden Vorgänge sind deswegen so schwierig zu erfassen, weil die umgesetzte Energie sich auf drei hydrosphärische Vorgänge

verteilen kann, nämlich auf die Meeresströmungen, die Wellenbewegung, und die hydrosphärische Turbulenz. Die in der Meeresoberfläche auftretenden Kräfte unterteilt man in Druck- und Reibungskräfte; es ist bis heute nicht entschieden, ob es sich hierbei um zwei vollständig verschiedene Kraftwirkungen oder wenigstens teilweise um Erscheinungsformen ein und desselben dynamischen Vorganges handelt. Die hier zu besprechenden Untersuchungen teilen sich in zwei Gruppen: in dem einen Teil wird die Wellenbewegung als wirbelfrei angesetzt; in Konsequenz dieser Annahme werden nur die Druckkräfte als für die Energiebilanz bedeutungsvoll betrachtet. Von den Vertretern der anderen Gruppe wird angenommen, daß die gesamte der Hydrosphäre zugeführte Energiemenge der Wellenbewegung zugute kommt; dies bedeutet allerdings, daß die Bewegung als nicht wirbelfrei betrachtet wird.

Zunächst seien diejenigen Arbeiten besprochen, in denen nur die Druckkräfte in Rechnung gestellt werden. Es existieren eine Reihe rein theoretischer Untersuchungen, bei denen die linearisierte Form des Gleichungssystems Gl. (2. 1) bis (2. 5) mit lediglich der einen Abänderung behandelt wird, daß Gl. (2. 6) nicht gilt. J.J. STOKER [1957] setzt eine progressive harmonische Druckwelle an; es ergibt sich eine erzwungene progressive Wellenbewegung der Meeresoberfläche. In dem Fall, daß Druckwelle und Schwerewelle die gleiche Verlagerungsgeschwindigkeit haben, tritt Resonanz auf; die Amplitude der Schwerewelle wächst mit der Zeit an. - B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] behandelt ebenfalls das Resonanzphänomen und stellt fest, daß nur der mit der Schwerewelle in Phase befindliche Anteil der Druckwelle für die Energieübertragung von Bedeutung ist. Anschließend wird die Bestimmung der Amplitude des phasengleichen Anteils der Druckwelle diskutiert; dabei wird u.a. die Untersuchung von H. JEFFREYS [1925/26] zitiert.

Die Untersuchungen, welche die Bestimmung der Druckkräfte in Abhängigkeit vom Wind zum Ziel haben, leiden größtenteils unter der Schwierigkeit, die Windstärke objek-

tiv zu bestimmen (vgl. dazu J.R.D. FRANCIS [1959]). Die Windgeschwindigkeit U_L ist in hohem Maße höhenvariabel. Die Höhenverteilung ist abhängig von der vertikalen Schichtung der Luftmasse; eine Analyse der Fehlermöglichkeiten, welche sich bei Vernachlässigung der Schichtungsabhängigkeit ergeben, findet sich in K. BROCKS [1955 a].

Für den durch die Druckkräfte bewirkten mittleren Energiefluß F_d durch die Meeresoberfläche erhält man:

$$(2. 21) \quad F_d = c \tau_d$$

τ_d wird als "dynamische tangentielle Schubspannung" bezeichnet; es stellt den Mittelwert der Horizontalkomponente der Oberflächendruckkraft dar.

Wegen der meßtechnischen Schwierigkeiten wurden Druckmessungen bisher nur an Wellenmodellen im Labor durchgeführt. H. MOTZFELD [1937] untersuchte mehrere Modelle im Windkanal. Er erhielt τ_d proportional zu U^2 . Ein besonders hoher Wert τ_d ergab sich für ein Modell mit spitzen Kämmen. J.Th. THIJSSSE [1952] erzeugte Wasserwellen im Windkanal und formte nach der Photographie einer solchen Welle ein Modell, welches er von Wasser überströmen ließ. Die gefundenen Werte τ_d stimmen größenordnungsmäßig mit denen der vorher zitierten Untersuchung überein.

Für den durch die Reibung bewirkten Energiefluß F_t erhält man:

$$(2. 22) \quad F_t = \tau \bar{u}_0$$

\bar{u}_0 ist der - aus der Theorie bekannte - räumliche Mittelwert der Oberflächen-Horizontalgeschwindigkeit des wellenbewegten Wassers; τ ist die "tangentielle (Gesamt-) Schubspannung".

Die Größe τ ist bestimmbar aus der Neigung der Wasseroberfläche unter dem Einfluß des Windes; vgl. dazu V.W. EKMAN [1923]. Experimentelle Untersuchungen im Windkanal unternahm J.R.D. FRANCIS [1951] sowie J.W. JOHNSON u. E.K. RICE [1952]. τ ergab sich als proportional zu U^2 . Die in einem offenen Gewässer durchgeführten Versuche von W.G. VAN DORN [1953] sind besonders interessant insofern, als der zitierte Autor die Oberflächenspannung durch Bestreuen der Wasseroberfläche mit einem Seifenmittel verringerte. Die Wellenbildung wurde durch diese Maßnahme erheblich herabgesetzt; zwischen τ und U ergab sich die gleiche Beziehung wie in den vorher zitierten Untersuchungen. Wurde kein Detergentium verwendet, so ergab sich in dieser Beziehung ein zum Ausdruck $(U - c_b)^2$ proportionales Zusatzglied. B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] betrachtet diesen Term als den Druckanteil der Gesamtschubspannung und c_b als die Verlagerungsgeschwindigkeit der für das Zustandekommen der dynamischen Schubspannung bedeutsamen Wellen. - Eine Reihe früherer Untersuchungen, welche auf Beobachtungen größerer Seen und des Bottnischen Meerbusens beruhen, wurden von G. NEUMANN [1948] zusammengefaßt. Der Autor kommt zu dem Ergebnis, daß τ proportional zu $U^{3/2}$ ist. Die Richtigkeit dieses Ergebnisses wird in einer Reihe neuerer Arbeiten (z.B. H.U. ROLL [1958]) angezweifelt. Es wird angenommen, daß insbesondere bei kleinen Windgeschwindigkeiten nichtadiabatische Luftschichtungen die Ergebnisse beeinflußt haben.

Ein weiteres, viel benutztes Verfahren ist die Bestimmung der tangentialen Schubspannung aus dem vertikalen Windprofil mit Hilfe der PRANDTLschen Formel (vgl. z.B. J.R.D. FRANCIS [1951]). Kritische Bemerkungen zur Anwendung dieser Beziehung auf die Luftströmung über dem Meer findet man z.B. in G. NEUMANN [1948]. H. MOTZFELD [1937] benutzt bei der Auswertung seiner Versuchsergebnisse die PRANDTLsche Formel, um aus dem mittleren Druckabfall längs des Windkanals den Reibungsanteil τ_r der tangentialen Schubspannung zu bestimmen.

Über die Bestimmung von τ aus Windprofilmessungen über dem offenen Meer sind eine Reihe von Veröffentlichungen erschienen. Erwähnt seien die Arbeiten von H.U. ROLL [1953/54], H. CHARNOCK [1955], J.S. HAY [1955] und E.L. DEACON, P.A. SHEPPARD u. E.K. WEBB [1956]. Ein verwandtes Problem ist dasjenige der vertikalen Wasserdampfschichtung über dem Meer. Von hier aus sind Schlüsse möglich über das vertikale Windprofil und über die tangentielle Schubspannung. Diese Zusammenhänge wurden untersucht von K. BROCKS [1955 b]. Zusammenfassungen der Ergebnisse von z.T. in den Vorabsätzen bereits zitierten Untersuchungen findet man in H.U. ROLL [1958] und J.R.D. FRANCIS [1959].

2. Anfachung der Initialwellen

Die Anfachung kleiner Störungen der Meeresoberfläche ist Gegenstand einer Reihe von Untersuchungen. Die erste Veröffentlichung dieser Art stammt von v. HELMHOLTZ [1868]. U wird konstant angesetzt; an Kräften wird außer dem Druck nur die Schwere in Rechnung gestellt. Realistische Ergebnisse erhielt erst W. THOMSON (LORD KELVIN) [1871] durch Berücksichtigung der Oberflächenspannung. Moderne Darstellungen der Rechnung finden sich z.B. in H. LAMB [1931] und H. THORADE [1931]. Als zur Wellenerzeugung notwendige Minimal-Windgeschwindigkeit ergibt sich $U_{\min} = 646 \text{ [cm sec}^{-1}\text{]}$. Die von dieser Windgeschwindigkeit angefachten Wellen sind sog. "Grenzwellen" der Minimal-Verlagerungsgeschwindigkeit $c_{\min} = 23,2 \text{ [cm sec}^{-1}\text{]}$; ihre Wellenlänge ist $L_{\min} = 1,73 \text{ [cm]}$.

Der gefundene Wert U_{\min} ist, verglichen mit empirischen Ergebnissen, erheblich zu groß. Es muß daher nach physikalischen Gegebenheiten gesucht werden, die in der Rechnung bisher nicht berücksichtigt wurden. Folgende Möglichkeiten seien genannt:

- a) Die Ausbildung von Grenzschichten mit höhenvariabler Grundströmung in den grenzflächennahen Bereichen der beiden Medien.
- b) Auftreten turbulenter Bewegungen in der Luftströmung bereits in dem Augenblick, in dem die Luftmasse die Grenzfläche anzuströmen beginnt; dadurch Einwirken von Druckkräften auf die bis dahin ungestörte Grenzfläche.
- c) Auftreten von Reibungskräften in beiden Medien und insbesondere in der Grenzfläche.

Zu den Punkten b und c finden sich Untersuchungen bereits in H. LAMB [1931]. Die Verteilung der anfachenden Kräfte auf der wellenbewegten Oberfläche wird diskutiert.

H. JEFFREYS [1925/26] vertritt den Standpunkt, daß die Wirkung der in der Grenzfläche auftretenden Reibung primär in der Aufrechterhaltung einer unterschiedlichen Druckverteilung auf den Vorder- und Rückseiten der Wellen besteht ("Sheltering-Effekt"). H. MOTZFELD [1937] setzt die JEFFREYSsche Theorie zu seinen Meßergebnissen in Beziehung und kommt zu dem Schluß, daß sie nur als Teilaspekt des Gesamtphänomens der Wellenanfachung angesehen werden kann.

W. WUEST [1949] greift die HELMHOLTZ-THOMSONsche Theorie auf; er führt die molekulare Reibung und für eine atmosphärische Grenzschicht von 2 m Höhe ein variables Geschwindigkeitsprofil ein. Der sich ergebende Wert $U_{Lmin} = 0,7 [m \text{ sec}^{-1}]$ (oberhalb der Grenzschicht) stimmt mit den Beobachtungen gut überein. J.W. MILES [1957] berechnet ein reibungsfreies Modell mit variablem Windprofil. Er erhält U_{Lmin} - Werte zwischen 0,8 und 1,0 $[m \text{ sec}^{-1}]$; jedoch sind die angefachten Initialwellen mit Längen zwischen 40 und 50 cm, verglichen mit Beobachtungen, wesentlich zu lang.

H. MOTZFELD [1937] leitet aus einer Energiebilanzrechnung Aussagen über die Initialwellen ab. Er erhält jedoch keinen Wert U_{Lmin} . Wie H.U. ROLL [1957] bemerkt, ist dies wie bei dem HELMHOLTZschen Ansatz eine Folge der Vernachlässigung der Oberflächenspannung. G. NEUMANN [1949] führt eine

ganz ähnlich geartete Rechnung unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung durch. Er erhält $U_{Lmin} = 0,7 \text{ [m sec}^{-1}\text{]}$. Damit ergibt sich eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den Ergebnissen von W. WUEST [1949], welche aus der dynamischen Betrachtung des gleichen Modells erhalten wurden.

Den geschilderten Bemühungen auf theoretischem Wege eine Aussage über U_{Lmin} zu erhalten, stehen eine Reihe von Versuchen gegenüber, U_{Lmin} aus Beobachtungen direkt zu bestimmen. Es sei verwiesen auf die zusammenfassenden Darstellungen in H.U. ROLL [1957] und B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958]. Es ergaben sich Werte U_{Lmin} zwischen 2 und 3 $\text{[m sec}^{-1}\text{]}$, wenn die Beobachtungen in Windkanälen durchgeführt wurden, und zwischen 0,6 und 1,2 $\text{[m sec}^{-1}\text{]}$, wenn es sich um Beobachtungen auf größeren natürlichen Wasserbecken handelte. H.U. ROLL [1951] beobachtete die Entstehung von Windwellen auf einem flachen, im Wattenmeer der Deutschen Bucht bei Niedrigwasser verbliebenen Teich. Wie er feststellte, ging die Wellenbildung nicht unmittelbar am Luvrand des Wasserbeckens vor sich; vielmehr verblieb am Luvrand ein annähernd wellenfreier Streifen, dessen Länge (in Windrichtung) mit abnehmender Windgeschwindigkeit wuchs. Sie betrug bei $U = 4 \text{ [m sec}^{-1}\text{]}$ etwa 0,9 m, bei $U = 1 \text{ [m sec}^{-1}\text{]}$ etwa 40 m. Diese Erscheinung erklärt auf sehr einfache Weise die Tatsache, daß in Windkanälen (deren Länge meist unter 10 m beträgt) bei $U < 2 \text{ [m sec}^{-1}\text{]}$ keine Wellenbildung auftritt. Der zitierte Autor diskutiert die Entstehung kleiner Windwellen auf einer ursprünglich vollständig ruhigen Wasseroberfläche; er betrachtet diese Initialwellen als Bug- und Heckwellen von Druckstörungen, die mit dem Winde über die Wasseroberfläche wandern.

Außer den in diesem Abschnitt erörterten Arbeiten sind Untersuchungen über die Anfachung von Initialwellen erschienen, welche auf spektraler Betrachtungsweise beruhen; über diese Veröffentlichungen wird in Abschn. ID berichtet.

3. Wellenwachstum und Wellenzerfall

Über das Anwachsen des Seeganges unter dem Einfluß anfachender Winde sowie über die Verlagerung und Veränderung der Wellen in Gebieten mit schwachen oder nicht gleichgerichteten Winden existieren zahlreiche Veröffentlichungen. In einer Reihe von Arbeiten wird zunächst die Entwicklung des Seegangs theoretisch dargestellt; in der Regel wird diese Theorie dann zu praktischen Verfahren zur Bestimmung der Seegangseigenschaften aus den Windverhältnissen weiterentwickelt. Andere Publikationen bringen rein empirische Formeln oder Diagramme zur Seegangsbestimmung.

Es erscheint zweckmäßig, die Vielzahl der Untersuchungen zunächst nach dem Gesichtspunkt zu ordnen, ob der Beschreibung die Vorstellung rein periodischer Wellenbewegung zugrunde liegt, oder ob das Konzept des Seegangsspektrums benutzt wird. Die spektrale Theorie des Seegangs wird in Abschn. II C eingehend besprochen. An dieser Stelle wird über die nicht-spektralen Bestimmungsverfahren referiert.

Bei Annahme rein periodischer Wellenbewegung sind die den Seegang charakterisierenden Maßzahlen die Wellenhöhe H , die Wellenperiode T und die Wellenlänge L . Diese Größen werden aus den Windverhältnissen bestimmt. - Nach allgemein vertretener Ansicht sind für die Entwicklung des Seegangs außer der Windgeschwindigkeit U die Strecke x , welche die Wellen unter Windeinfluß durchwandern, und die Dauer t des Windeinflusses wesentlich. G. DIETRICH [1957] hat für diese Größen die deutschen Namen "Wirklänge" und "Wirkdauer" geprägt. In der deutschsprachigen Literatur werden daneben für t die Bezeichnungen "Andauer", "Windwirkungsdauer" und für x der Ausdruck "Wellenlaufstrecke" sowie das aus dem anglo-amerikanischen Sprachgebrauch übernommene Synonym "fetch" benutzt.

Der nachfolgende Abschnitt 4 bringt eine kurze, zusammenfassende Darstellung der dem Verfasser bekannten Bestimmungsverfahren. Zwei besonders bedeutsame Verfahren werden

in den Abschnitten 5 und 6 eingehender beschrieben.

4. Nichtspektrale Verfahren zur Seegangsbestimmung

Die ersten veröffentlichten Beziehungen zwischen Wellenhöhe H und Windgeschwindigkeit U stammen von Th. STEVENSON [1851] , V. CORNISH [1910] und E. ZIMMERMANN [1920] . Da Fetch x und Andauer t in diesen Formeln nicht auftreten, muß man annehmen, daß es sich um Beschreibungen der ausgereiften Windsee handelt. Eine in D.A. MOLITOR [1935] angegebene Formel beschreibt das Höhenwachstum in Abhängigkeit von U und x . Bereits C. BÖRGEN [1890] schlägt eine Formel vor, in der U , x und t auftreten; der Ausdruck enthält mehrere noch nicht bestimmte Konstante. Die genannte Formel findet sich in N.N. DJOUNKOWSKI u. P.K. BOJITCH [1959] wieder; sie wird eingehend diskutiert von H. WALDEN [1959 b] . Die Konstanten sind anscheinend von V.M. MAKKAWIEFF bestimmt worden.- Zusammenfassungen älterer Arbeiten finden sich in H. THORADE [1931] und J.R.D. FRANCIS [1959] .

P. BRACELIN [1952] gibt in Fortführung einer Arbeit von C.T. SUTHONS [1945] Diagramme zur Bestimmung der Wellenperiode T und -höhe H in Abhängigkeit von U , x und t . Die Angaben gelten zunächst nur für festliegendes Windfeld; es werden anschließend bestimmte Regeln angegeben für die Seegangsbestimmung bei variablem U . Wie die Diagramme erkennen lassen, wird angenommen, daß auch für sehr große Werte x und t kein Zustand ausgereifter Windsee eintritt. Es werden Vorschriften für die Bestimmung von Dünung gegeben, welche durch Gebiete mit schwachem oder nicht gleichgerichtetem Wind wandert; dabei wird angenommen, daß die Windkomponenten senkrecht zur Wellenlaufrichtung die Dünung nicht beeinflussen. Während der Wanderung der Dünungswellen nimmt ihre Höhe ab, jedoch wächst die Periode.

REVILLON u. GELCI [1952] befassen sich mit der Vorhersage von Dünungswellen vor Casablanca. Dabei wird eine Formel zur Berechnung der Wellenhöhe in der Windsee angegeben, welche U und t , jedoch nicht x enthält. Die Periode der Windsee wird nicht berechnet. Die Energie-Wanderungsgeschwindigkeit der aus dem Windfeld herauslaufenden Dünungswelle wird unabhängig von der Periode mit 25 kn angesetzt.

Die Mehrzahl der zuvor genannten Bestimmungsmethoden besitzt heute nur historische Bedeutung. Dagegen findet das Verfahren von H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] in fortentwickelter Form gegenwärtig verbreitete Anwendung. Außer dieser Bestimmungsmethode haben sich die Untersuchungen von G. NEUMANN [1950], [1952 a], [1952 b] wegen der besonderen Art ihrer theoretischen Konzeption für die moderne Seegangsforschung als bedeutungsvoll erwiesen. - Diese Arbeiten sollen daher in den folgenden Abschnitten eingehender behandelt werden. In diesem Zusammenhang sei auch auf die Darstellungen in G. DIETRICH [1957], H.U. ROLL [1957] und B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] hingewiesen.

In der UdSSR sind im Laufe des letzten Jahrzehnts eine Reihe von Arbeiten über Seegangsbestimmung veröffentlicht worden. Man muß annehmen, daß diese Verfahren dort auch verbreitete Anwendung finden. Im nichtrussischen Sprachbereich scheinen Studium und Anwendung der russischen Arbeiten, wohl wegen Sprachschwierigkeiten, sehr begrenzt zu sein. - J.M. KRYLOV [1956], [1958] betrachtet die "Perioden" und Höhen sowie die Wellenlängen und die Kammlängen der im Seegang sichtbaren Einzelwellen als statistisch verteilt und faßt H , T als Mittelwerte solcher Verteilungen auf; anschließend untersucht er die Entwicklung eines periodischen Seegangs mit der Periode T und der Höhe H . Die Untersuchung ist derjenigen von SVERDRUP-MUNK-BRETSCHNEIDER (s. Abschn. 5) analog und auch formal ähnlich. Die Ergebnisse der Rechnung werden in Form von Nomoogrammen dargestellt. G.W. RZEPLINSKIJ u. V.G. MERCALOV [1960] schlagen eine verbesserte Form dieser Darstellungen vor. Die neue Darstellung eignet sich vor allem für die Konstruktion von Seegangskarten. - Eine ganz ähnlich geartete Seegangs-

theorie ist von W.W. SCHULEJKIN [1960] entwickelt worden; vgl. dazu den Kommentar von H. WALDEN [1960 b] .
- L.F. TITOV [1955] gibt ohne theoretische Ableitung eine Bestimmungsvorschrift für die Windsee in Abhängigkeit von U , x und t .

H. WALDEN hat mehrfach Bestimmungsverfahren durch praktische Anwendung miteinander verglichen. H. WALDEN [1953/54] prüft eine Reihe in den Vorabsätzen zitierter Verfahren an Hand von hindcasting-Untersuchungen mit Hilfe der Wellenbeobachtungen atlantischer Wetterschiffe. Das Verfahren von P. BRACELIN [1952] zeigt die beste Übereinstimmung mit den empirischen Daten. - In weiteren Untersuchungen des gleichen Autors (H. WALDEN [1959 b] , [1961 b]) werden auch spektrale Bestimmungsverfahren geprüft. Über diese Arbeiten wird in Abschn. II C 6 referiert.

5. Bestimmungsverfahren von SVERDRUP u. MUNK

Das bedeutsamste unter den heute bekannten nicht-spektralen Bestimmungsverfahren basiert auf der Seegangstheorie von H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] . In dieser Untersuchung wird die Vorstellung vertreten, daß der Seegang als sinusförmige Wellenbewegung betrachtet werden kann, deren Periode und Höhe mit Raum und Zeit langsam variabel sind. Die Formeln der klassischen Wellentheorie werden als gültig angesehen. Die Möglichkeit unterschiedlicher Wellenlaufrichtung wird nicht in Betracht gezogen.

Zur Beschreibung des Wellenwachstums wird der Energiehaushalt untersucht. Sowohl Druck- als auch Reibungsschubkräfte werden als für die Energieumsetzung bedeutsam in Rechnung gestellt. Für die Druckkraft werden der von H. JEFFREYS [1925/26] vorgeschlagene Ansatz sowie Meßergebnisse von Th. STANTON [1937] verwendet. Für $U > c$ wird angenommen, daß die Druckkraft dämpfend wirkt. Zur Bestimmung von τ werden die Ergebnisse mehrerer verschiedenartiger Untersuchungen verwendet. Kommentare und

kritische Bemerkungen zu dieser Rechnung finden sich in B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] sowie in S.A. SCHAAF u. F.M. SAUER [1950] .

Die weitere Untersuchung des Energiehaushaltes erfolgt getrennt für "Andauerbegrenzung" und "Fetchbegrenzung" des Seeganges. Der erste Fall tritt ein, wenn ein Wind gleichmäßig an allen Stellen eines sehr weiträumigen Meeresgebietes einsetzt. Dann wird, abgesehen von einem relativ schmalen Streifen am Luvrand des Windfeldes, die Wellenausbildung räumlich keine Unterschiede aufweisen. - In Nähe des Luvrandes herrscht Fetchbegrenzung. Hier wird das Entwicklungsstadium der Wellen im wesentlichen durch den Abstand vom Luvrand bestimmt, d.h. es treten keine zeitlichen Unterschiede des Seegangs auf.

Es werden zwei neue Variablen eingeführt:

die "Wellensteilheit" $\delta^* = H/L$ und

das Wellenalter $\beta^* = c/U$.

Werte für δ^* und β^* werden aus vielen veröffentlichten Beobachtungen berechnet; durch graphische Darstellung dieser Daten wird plausibel gemacht, daß δ^* eine Funktion allein von β^* ist. Es wird versucht, diese Funktion auf theoretischem Wege abzuleiten. Dazu wird eine Hypothese aufgestellt über die Art, in welcher die Energiezuführung sich auf die Veränderung von Wellenhöhe und Wellenperiode auswirkt. K. YOSHIDA [1951] bezweifelt die Richtigkeit dieser Hypothese und schlägt eine Alternativlösung vor.

Zur Beschreibung der Seegangseigenschaften werden dimensionslose Parameter gewählt. In den Beziehungen zwischen den Parametern tritt U nicht explizit auf, so daß eine graphische Darstellung möglich wird. Die in die Darstellungen eingetragenen Beobachtungswerte deuten eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und empirischem Befund an. J.R.D. FRANCIS [1959] weist jedoch darauf hin, daß der Eindruck geringer Streuung durch die verwendete logarithmische Skaleneinteilung bedingt ist.

Zwischen der Wirklänge x und der Wirkdauer t wird die folgende differentielle Beziehung angesetzt:

$$(2. 23) \quad \frac{dx}{dt} = \frac{c}{2}$$

H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] wenden diesen Zusammenhang an, um zu entscheiden, ob ein zu untersuchender Seegang andauer- oder fetchbegrenzt ist. C.L. BRETSCHNEIDER [1952 b] zieht aus der Beziehung Gl. (2. 23) weitere Konsequenzen. Er betrachtet den Seegang in einem Windfeld als eine Reihe von Wellenfeldern, welche unter Windeinfluß mit der variablen Energiegeschwindigkeit hintereinander wandern. Nach dieser Vorstellung kann man jeder Wellenlaufstrecke x im Windfeld eine "individuelle" Windwirkungsdauer t zuordnen, und es wird möglich, andauer- und fetchbegrenzte Seegangszustände aufeinander zu beziehen.

Die Wanderung der Wellen durch windschwaches Gebiet (Dünung) wird ebenfalls untersucht. Unter Beibehaltung der gemachten Annahmen über die Energieaufteilung ergibt sich ein weiteres Wachstum der Periode und eine Abnahme der Wellenhöhe.

Zu den von H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] erarbeiteten Seegangsbestimmungs-Diagrammen sind mehrfach Verbesserungen vorgeschlagen worden. C.L. BRETSCHNEIDER [1952a], [1952 b], [1958] und B.W. WILSON [1955] haben weitere Beobachtungsergebnisse zusammengetragen und auf empirischer Basis Verbesserungen für den Verlauf der Kurven angegeben. C.L. BRETSCHNEIDER [1952 b] stellt im Rahmen der SVERDRUP-MUNKschen Bestimmungsmethode erstmalig in Rechnung, daß die Größen H und T als Mittelwerte eines - in Wahrheit auftretenden - Wellengemisches aufgefaßt werden müssen. Zur Definition dieser Mittelwerte wird eine Wellenregistrierung in "markante" Einzelwellen unterteilt. - In den zitierten BRETSCHNEIDERSchen Veröffentlichungen werden wiederholt neue Diagramme zur Dünungsbestimmung vorgeschlagen.

Nach vielfach vertretener Ansicht wächst der Seegang unter Windeinfluß nicht über beliebig große Zeiträume ständig an, sondern es stellt sich schließlich ein stationärer Zustand ein, das sog. "Stadium der ausgereiften Windsee". Vermutungen hinsichtlich eines solchen Endzustandes finden sich bereits in H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] . C.L. BRETSCHNEIDER [1958] gibt Grenzwerte der den Seegang beschreibenden Parameter für diesen Endzustand an:

$$(2. 24) \frac{gT}{2\pi U} = 1,95; \quad \frac{gH}{U^2} = 0,282; \quad \frac{gX}{U^2} = 6 \cdot 10^5$$

Das SVERDRUP-MUNKsche Bestimmungsverfahren ist durch praktisch durchgeführte Seegangsbestimmungen und Vergleiche mit dem aufgetretenen Seegang wiederholt geprüft worden; s. z.B. J.D. ISAACS u. Th. SAVILLE jr. [1949] , W.J. PIERSON jr. [1951] , J.W. JOHNSON [1950] sowie die Zusammenfassung in H.U. ROLL [1957] . Die Übereinstimmung hinsichtlich der Wellenhöhe ist durchweg gut: die berechneten Perioden sind rund 20% kleiner als die gemessenen.

Die SVERDRUP-MUNKsche Bestimmungsmethode ist zunächst nur anwendbar für festliegende Windfelder mit konstanter Windstärke. B.W. WILSON [1955] erweiterte den Anwendungsbereich des Verfahrens auf allgemeine Windfeldkonfigurationen, indem er die BRETSCHNEIDERSche Vorstellung der individuellen Wellenfelder konsequent ausbaute. Die angestellten Überlegungen führten zur Konstruktion des "WILSONschen Dreifelderdiagramms". Zur Bestimmung des Seeganges wird das Windfeld durch eine durch den Beobachtungspunkt verlaufende gerade Linie ersetzt (sog. "linearer Fetch"). Die Windfeldkonfiguration wird in einem "Längen-Zeit-(x-t-)Diagramm" graphisch dargestellt. Einem festliegenden Windfeld mit konstanter Windgeschwindigkeit entspricht im x-t-Diagramm ein Rechteck; einem variablen Fetch ein unregelmäßig begrenztes Gebiet. Hinsichtlich des Bestimmungsvorganges im einzelnen sei auf die zitierte Veröffentlichung verwiesen. - B.W. WILSON [1961] entwickelte seine graphische Methode zu einem numerischen Rechenverfahren. - Die WILSONsche Methode ist von großer prinzipieller Bedeutung für die Entwicklung von Seegangs-

bestimmungsverfahren und hat auf die Arbeiten zahlreicher Fachleute außerordentlich befruchtend gewirkt. Das WILSONsche oder daraus entwickelte Verfahren werden in den folgenden Kapiteln noch mehrmals Gegenstand der Betrachtung sein.

Das Problem der Richtungsverteilung des Seegangs ist mehrfach in gesonderten Untersuchungen aufgegriffen worden. R.S. ARTHUR [1949] erweiterte die SVERDRUP-MUNKschen Ansätze für den Fall, daß die Wellenlaufrichtung einen Winkel mit der Windrichtung bildet. Es ergaben sich, in Abhängigkeit von Winkel, Fetchlänge und Windgeschwindigkeit, bestimmte Verminderungen der Wellenhöhe und -periode gegenüber den mit dem Winde laufenden Wellen. Vergleiche der Theorie mit gemessenem Seegang zeigen gute Übereinstimmung. Th. SAVILLE jr. [1954] untersucht den Einfluß der Breite des Windfeldes auf die Seegangsentwicklung und erklärt diese Beeinflussung, indem er den Seegang als Überlagerung von Wellen deutet, die in verschiedener Richtung wandern. Versuchsweise wurden mehrere verschiedene Gesetze für die Abhängigkeit der Seegangsentwicklung vom Winkel zwischen Wind- und Wellenrichtung angesetzt; es ergeben sich, in Abhängigkeit von der gewählten Gesetzmäßigkeit, verschiedene sog. Wirksamkeitsfaktoren, mit deren Hilfe der Einfluß der Fetchbreite einkalkuliert werden kann.

6. NEUMANNs Wellentheorie

Wie im Vorabschnitt erläutert, hat das SVERDRUP-MUNKsche Bestimmungsverfahren in der Vergangenheit immer wieder zu außerordentlich fruchtbaren Weiterentwicklungen Anlaß gegeben. Die nichtspektrale Methode zur Seegangsbestimmung, die von G. NEUMANN [1950], [1952 a], [1952b] vorgelegt wurde und auf der von ihm aufgestellten physikalischen Seegangstheorie beruht, ist dagegen in der Praxis kaum angewendet worden, da sie sehr bald zu einem spektralen Verfahren weiterentwickelt wurde. Die Theorie selbst ist von besonderem wissenschaftlichen Interesse

insofern, als sie eine Art Bindeglied zwischen den modernen spektralen und den älteren nichtspektralen Theorien darstellt.

G. NEUMANN [1950] weist darauf hin, daß die Tatsache einander widersprechender Angaben der verschiedenen Beobachter des Seegangs nur dadurch erklärt werden kann, daß die Seegangsbewegung keine rein periodische Schwingung darstellt, sondern durch die Überlagerung mehrerer Schwingungen zustande kommt. Aus zahlreichen aus der Literatur zusammengestellten Beobachtungsdaten schließt der genannte Autor, daß im Seegang vor allem zwei markante Wellenzüge auftreten: eine steile, häufig überbrechende "See" mit einer Phasengeschwindigkeit $c < U$ und eine relativ flache "lange Welle" mit $c \geq U$. Im Periodenbereich unterhalb der Periode der "See" tritt zudem ein nahezu kontinuierliches "Spektrum" von Wellenbewegungen auf.

Ausgehend von einer Reihe empirischer Daten wird versucht, die Eigenschaften der ausgereiften Windsee zu bestimmen. Dazu wird die in H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] abgeleitete Beziehung δ^* (β^*) verwendet. Der β^* -Wert der ausgereiften "langen Welle" wird aus bestimmten dort erzielten Ergebnissen abgeleitet. Zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeit der ausgereiften "See" wird eine dynamische Betrachtung angestellt. Es wird angenommen, daß in der Oberfläche nur Druckkräfte wirksam sind; die auftretenden Reibungskräfte werden als Wirkung von Druckkräften auf kurze überlagerte Wellen aufgefaßt. Zur Berechnung von τ_d wird der JEFFREYSsche Ansatz benutzt. Die berechnete Formel für τ_d wird mit einer in G. NEUMANN [1948] abgeleiteten anderen Beziehung für τ_d verglichen und daraus der β^* -Wert für die ausgereifte "See" bestimmt.

Zur weiteren empirischen Stützung der Theorie stellte G. NEUMANN [1952 a] eine große Zahl von Seegangsbeobachtungen an. Es wurden "Perioden" und Höhen von Einzelwellen gemessen bzw. geschätzt. Aufgrund dieser Daten wird festgestellt, daß außer den beiden bereits beschriebenen markanten Einzelwellen noch eine sog. "Zwischenwelle" im Seegang exi-

stiert, deren Phasengeschwindigkeit gleich der Windgeschwindigkeit ist. G. NEUMANN [1952 b] entnimmt den Beobachtungsdaten, daß bei der Anfachung der Windsee die auftretenden Wellen von kleinen zu größeren Perioden fortschreitend nacheinander entstehen. Dabei treten alle Wellen sofort mit ihrer endgültigen Höhe auf; mit Ausnahme der Zwischenwelle, welche von kleinen Anfangshöhen allmählich zu ihrer vollen Höhe angefacht wird. Quantitative Aussagen über die Anfachung der Windsee werden durch eine Energiebilanzrechnung erhalten. An wirksamen Kräften werden Druck und Oberflächenreibung sowie die turbulente Reibung im Medium in Rechnung gestellt. Für die Oberflächenreibung, die weiterhin als Summierung von Druckeffekten aufzufassen ist, wird der Ansatz von S.A. SCHAAF u. F.M. SAUER [1950] benutzt; für die turbulente Reibung eine Formel von H. LAMB [1931]. Die Bilanzrechnung wird in analoger Weise zu H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947] durchgeführt. Die Ergebnisse werden mit Hilfe der gleichen dimensionslosen Parameter dargestellt. Es ergibt sich jedoch nur für das Anfangsstadium der Windsee eine von U nicht explizit abhängige Kurve. Die eingetragenen Beobachtungswerte liegen für das Anfangsstadium geschlossen in Nähe der theoretischen Kurve; im Bereich der ausgereiften Windsee streuen sie jedoch beträchtlich. G. NEUMANN [1952 b] deutet diese Erscheinung so, daß die verschiedenen Beobachter im letzteren Fall teils die "See", teils die "Zwischenwelle" oder die "lange Welle" beobachtet haben.

II C. Seegang als stochastische Erscheinung

1. Das wirkliche Aussehen der Meeresoberfläche und die Definition des Spektrums

In den Jahren nach dem zweiten Weltkrieg hat die Seegangsforschung eine starke Entwicklung erfahren. Das Bedürfnis nach einer realistischen Beschreibung der Meeresoberfläche wurde während dieses Zeitraums mehr und mehr offenbar. Bei vielen Seegangsforschern setzte sich die Erkenntnis durch, daß die bisher zur Beschreibung des Seegangs benutzten Merkmale, wie z.B. Höhe, Periode und Wellenlänge, nur als Mittelwerte in einem unregelmäßigen Vorgang angesehen werden können. Die Anwendung der "klassischen" Formeln für sinusförmige Wellenbewegung auf diese Größen führt offenbar zu unrichtigen Ergebnissen.

Es war naheliegend, die wahre Form der Meeresoberfläche als Überlagerung einer Anzahl harmonischer Wellen mit unterschiedlichen Perioden und Laufrichtungen anzusehen. J.J. STOKER [1957] wies nach (vgl. Abschn. II A), daß diese Vorstellung im Rahmen der linearen Seegangstheorie grundsätzlich zur realistischen Beschreibung des Seegangs verwendet werden kann.

In einer der ersten Untersuchungen dieser Art zerlegten N.F. BARBER u. F. URSELL [1948] Seegangsregistrierungen unter Benutzung technischer Hilfsmittel in ihre sinusoidalen Komponenten. Das Verfahren arbeitete nach dem Prinzip der Fourierreihe. Die sich ergebenden außerordentlich starken Intensitätsschwankungen von Oberwellen benachbarter Ordnungszahlen führten die Verfasser zu dem Schluß, daß bei der Analyse des Seegangs statistische Methoden angewendet werden müssen.

- Theoretische Untersuchungen, in denen die Form, Verlagerung und Veränderung bestimmter Wellenfelder mit Hilfe von Fourier-Integralen beschrieben wird, finden sich in W.J. PIERSON jr. [1952]. Der zitierte Autor stellt jedoch fest, daß die Fourier-Integral-Methode den meisten Seegangsproblemen nicht angepaßt ist. Auch hier wird die Ansicht vertreten, daß der

Vorgang rein statistisch betrachtet werden muß. Dies ist um so mehr erforderlich, als man meist nicht an einer vollständigen mathematischen Beschreibung der Meeresoberfläche, sondern nur an der Berechnung bestimmter Häufigkeitsverteilungen interessiert ist.

Die grundsätzlichen statistischen Methoden, welche man später zur Beschreibung der Meeresoberfläche verwendete, wurden in den ersten Nachkriegsjahren entwickelt. Genannt seien das grundlegende Werk von S.O. RICE [1944/45] sowie die Untersuchungen von P. LÉVY [1948], J.W. TUKEY [1949] und N. WIENER [1949]. Ausführliche Beschreibungen, die besonders zu Seeganguntersuchungen verwendet wurden, finden sich in J.W. TUKEY u. R.W. HAMMING [1949], H. PRESS u. J.W. TUKEY [1956], und R.B. BLACKMAN u. J.W. TUKEY [1958].

W.J. PIERSON jr. [1952], [1955] befaßt sich mit der Anwendung der statistischen Methoden zur Seeganguntersuchung. Nach seinen Ausführungen kann man bei Vernachlässigung der Wellenrichtung die Auslenkung der Meeresoberfläche η als Funktion der Horizontalkoordinate x und der Zeit t wie folgt beschreiben:

$$(2. 25) \quad \eta = \int_0^{\infty} \cos \left(\frac{\omega^2}{g} x - \omega t + \vartheta \right) \sqrt{E_{\omega}(\omega)} d\omega$$

E_{ω} ist die "Spektralfunktion", hier genauer als "kreisfrequenzspektrale Intensitätsdichte, Def. nach W.J. PIERSON jr.", bezeichnet. Zwischen der kreisfrequenzspektralen Intensitätsdichte, der frequenzspektralen Intensitätsdichte E_f und der periodenspektralen Intensitätsdichte E_T besteht die Beziehung:

$$(2. 26) \quad 2\pi E_{\omega} = E_f = \frac{1}{T^2} \cdot E_T$$

Mißt man die Auslenkung η in [cm], so ist die Dimension der Größen E_{ω} , E_f [cm²sec], diejenige von E_T [cm²sec⁻¹]. ϑ ist eine Zufallsvariable, die für jedes ω einen anderen

Wert hat. ϕ variiert zwischen den Werten 0 und 2π ; die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens innerhalb dieses Bereiches ist konstant. Die rechte Seite von Gl. (2. 25) ist kein Integral im RIEMANNschen Sinne. Es beschreibt eine ganze Klasse von möglichen Funktionen η . Gl. (2. 25) ist die direkte spektrale Erweiterung von Gl. (2. 12), unter Berücksichtigung von Gl. (2. 14). - Will man die Richtungsverteilung des Seeganges berücksichtigen, so hat man folgende dreidimensionale Beschreibungsweise zu verwenden:

$$(2. 27) \quad \eta = \int_{-\pi}^{+\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{\omega^2}{g}(x \cos \alpha + y \sin \alpha) - \omega t + \phi\right) \sqrt{E_{\omega\alpha}(\omega, \alpha)} d\omega d\alpha$$

$E_{\omega}(\omega, \alpha)$ ist das Richtungsspektrum. Gl. (2. 27) ist die spektrale Erweiterung von Gl. (2. 18). Mit der Definition des Richtungsspektrums befassen sich u.a. W.J. PIERSON jr. [1952], [1955] und M.St. DENIS u. W.J. PIERSON jr. [1953]; letztere Autoren vor allem in Hinblick auf die Untersuchung von Schiffsbewegungen.

In modernen Untersuchungen (z.B. O.M. PHILLIPS [1957]) findet sich statt Gl. (2. 25) die Formulierung:

$$(2. 28) \quad \eta = \operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} \exp \left(i \left(\frac{\omega^2}{g} x + \omega t \right) \right) dA(\omega) \right]$$

Hierbei handelt es sich um ein sog. "STIELTJES-Integral". $A(\omega)$ ist eine komplexe stochastische Größe, aus der E_{ω} zu berechnen ist. Die Integrale Gln. (2. 25), (2. 28) sind ineinander überführbar.

2. Messung und Auswertung

Solange die Seegangsbeschreibung in der Angabe von Wellenhöhe und Periode bestand, waren Beobachtungen sichtbarer Einzelwellen für empirisch fundierte Untersuchungen ausreichend. Für Spektralbetrachtungen sind Seegangsregistrierungen erforderlich. Das Problem der "skalaren" (d.h. die Wellenrichtung nicht berücksichtigenden) Seegangsmessung soll hier nicht erörtert werden. Eine Übersicht von Meßver-

fahren, die 35 verschiedene Methoden unterscheidet, findet sich in H.U. ROLL [1957]. Bei spektralen Untersuchungen wird neben der Messung die Auswertung praktisch und theoretisch zu einem erheblichen Problem. Man unterscheidet heute zwischen digital und analog durchzuführenden Analyseverfahren. Mit der digitalen Autokorrelationsanalyse befassen sich vor allem J.W. TUKEY u. R.W. HAMMING [1949] sowie W.J. PIERSON jr. u. W. MARKS [1952]. Untersuchungen über Analog-Analysen finden sich u.a. in N.F. BARBER, F. URSELL, J. DARBYSHIRE u. M.J. TUCKER [1946], N.F. BARBER u. F. URSELL [1948], M.J. TUCKER [1955], [1957] und W.J. PIERSON jr. [1954 a]. R.B. BLACKMAN u. J.W. TUKEY [1958] behandeln beide Arten von Analysen. Die bei der statistischen Auswertung von Seegangsregistrierungen auftretenden Fehlermöglichkeiten werden in einer Reihe z.T. bereits zitierter Veröffentlichungen behandelt. Eine Zusammenfassung und kritische Diskussion dieser Untersuchungen findet man in B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958].

Meßmethoden zur exakten Bestimmung des Richtungsspektrums sind meist sehr aufwendig. Es wurden daher wiederholt Überlegungen angestellt, wie man mit Hilfe einfacherer Meßverfahren zu brauchbaren Approximationen des wahren Richtungsspektrums kommen kann. Bei diesen Vereinfachungen bilden meist Meß- und Auswerteverfahren eine Einheit, und das spezielle Meßprogramm wird vielfach durch die theoretischen Überlegungen festgelegt. W. MARKS [1954] entwickelte eine Theorie zur Auswertung von Stereophotographien zur Bestimmung des Richtungsspektrums. N.F. BARBER [1954] schlägt Punktmessungen an zwei Stellen mit variablem Abstand vor und zeigt, daß man daraus ebenfalls das Richtungsspektrum bestimmen kann.

C. COX u. W.H. MUNK [1954 a, b] werteten Stereophotographien des "Glitzerns" der Meeresoberfläche statistisch aus. Sie bestimmten einige Parameter, welche im engen Zusammenhang mit dem Richtungsspektrum stehen. Sie konnten die theoretische Annahme bestätigen, daß der Seegang ein

GAUSSscher Prozeß ist; die gefundene skalare Spektralform fanden sie in Übereinstimmung mit der Spektralgrundform von G. NEUMANN [1953], jedoch nicht mit derjenigen von J. DARBYSHIRE [1952]. B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] schließt aus verschiedenen Details, daß bei mehreren der ausgewerteten Seegangsfotographien Fremdsee (Dünung) vorhanden gewesen sein muß, welche die Ergebnisse verfälscht hat. Außerdem stellt er fest, daß durch die gewählte Meßmethode vor allem der kurzwellige Teil des Spektrums bestimmt werden kann, und daß eine Extrapolation auf die Form des Gesamtspektrums nicht zulässig ist.

D.E. CARTWRIGHT [1956] bestimmte das Richtungsspektrum mit Hilfe des DOPPLER-Effektes. Er wertete die Registrierungen eines schiffsfesten Meßgerätes aus, welche, während das Schiff ein regelmäßiges Polygon abfuhr, gewonnen wurden. Mit Hilfe dieses Verfahrens läßt sich das Richtungsspektrum exakt bestimmen; jedoch dauert die Messung sehr lange, da auf jeder Seite des Polygons eine genügend lange Registrierung erforderlich ist.

M.St. DENIS [1957] schlägt zur Bestimmung des Richtungsspektrums Messungen an einem Netz von festen Punkten vor.

J. CHASE und andere [1957] berichten über die Auswertung von Stereophotographien, die vom Flugzeug aus aufgenommen wurden (Projekt SWOP). Es wurde eine strenge Auswertung mit großem Rechenaufwand durchgeführt. Die theoretische Fundierung stammt von W.J. PIERSON jr. (in gleicher Publikation). Das erhaltene Richtungsspektrum wurde zu einem Skalarspektrum aufsummiert und mit dem Spektrum einer gleichzeitig mit Hilfe eines wave-pool aufgenommenen Registrierung verglichen. Die auftretenden Unterschiede sind beträchtlich. B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] weist darauf hin, daß statistische Unterschiede erwartet werden müssen; denn die theoretische Annahme des "stationären Prozesses" sei problematisch. -

A. SCHUMACHER [1950], [1952] führte bereits vor dem zweiten Weltkrieg vom fahrenden Schiff aus stereogrammetrische Wellenmessungen durch. Die Auswertung dieser Messungen erfolgte auf nichtspektraler Grundlage.

M.S. LONGUET-HIGGINS, D.E. CARTWRIGHT u. N.D. SMITH [1961] erhielten eine Approximation des Richtungsspektrums aus den Registrierungen einer Boje, die auf der Meeresoberfläche treibt und außer der Vertikalbeschleunigung die auftretenden Oberflächenneigungen mißt. Diese Bestimmungsweise ist besonders bedeutsam in Anbetracht des verhältnismäßig wenig aufwendigen Meßverfahrens. D.E. CARTWRIGHT [1961] verwendet das soeben geschilderte Verfahren zur Eichung eines schiffsfesten Seegangsmessers.

3. Beziehungen zwischen dem Spektrum und den sichtbaren Wellen

Neben der Spektralverteilung sind die Häufigkeitsverteilungen der sichtbaren Einzelwellen im Seegang Gegenstand vieler Untersuchungen. Ein wesentliches Problem besteht bereits in der Auswahl geeigneter Merkmale zur Beschreibung dieser Verteilung. Die Begriffe "sichtbare Wellenhöhe" und "sichtbare Wellenperiode" wurden erst im Laufe der Zeit präzisiert. Einige gebräuchliche Definitionen seien im folgenden genannt. Sie beziehen sich ausnahmslos auf die Wellenbewegung als Funktion der Zeit an einem festen Punkt der Meeresoberfläche. Nur in wenigen Fällen ist später eine Ausweitung der Definition auf ein räumlich verteiltes Wellensystem versucht worden.

Die Auslenkung der Meeresoberfläche an einer Extremstelle (Wellenkamm oder Wellental), gemessen vom Ruhniveau aus, wird als "Extremordinate" \tilde{a} bezeichnet. Nach der Theorie der GAUSSschen Prozesse müssen die Verteilungen der Maxima und der Minima miteinander identisch sein. - Die Auslenkungsdifferenz zwischen einem Wellenberg und dem vorausgehenden oder dem nachfolgenden Wellental wird als Schwankungshöhe \tilde{H} bezeichnet, der doppelte Wert des zugehörigen zeitlichen Unterschiedes als Schwankungsperiode \tilde{T} . Meist wird die untersuchte Schwankungsfunktion in solche Schwankungen eingeteilt, bei denen zwischen dem Maximum und dem Minimum das Ruhniveau durchschritten wird. Man

spricht dann von zero-crossing-Schwankungen. Mit $\tilde{H}_{1/3}$ und $\tilde{T}_{1/3}$ werden die durchschnittliche Höhe bzw. durchschnittliche Periode derjenigen zero-crossing-Schwankungen verstanden, die in der nach Höhen geordneten Gesamtheit der Schwankungen das obere Drittel ausmachen. Nach allgemein vertretener Ansicht sind $\tilde{H}_{1/3}$ und $\tilde{T}_{1/3}$ diejenigen Werte, welche ein geübter Beobachter als "Mittelwerte" des Seegangs schätzt (zu diesen Definitionen vgl. z.B. H. WALDEN u. J. PIEST [1961]).

M.S. LONGUET-HIGGINS [1952] untersuchte die Verhältnisse für "schmales Spektrum". Dieser Sachverhalt ist nach seiner Definition dadurch definiert, daß die zu untersuchende Schwankungsfunktion eine zufällig modulierte Sinusschwingung darstellt. In diesem Fall kann man $\tilde{H} = 2 \cdot \tilde{\alpha}$ setzen; die Verteilungen dieser beiden Größen sind daher aufeinander beziehbar. Alle auftretenden Schwankungen sind zero-crossing-Schwankungen. Der zitierte Autor findet als Verteilung der Schwankungshöhen die RAYLEIGH-Verteilung. Daraus wird u.a. folgende Beziehung abgeleitet:

$$(2. 29) \quad \tilde{H}_{1/3} = \sqrt{8 E}$$

E ist die "Gesamtintensität" im Seegang (Dimension [cm²]); es gilt:

$$(2. 30) \quad E = m_0 = \int_0^\infty E_\omega d\omega = \int_0^\infty E_f df = \int_0^\infty E_T dT$$

Allgemein bezeichnet m_ν das " ν -te Moment" des Spektrums. Die Beziehung zwischen m_ν und E_T ist folgende:

$$(2. 31) \quad m_\nu = \int_0^\infty \frac{E_T}{T^\nu} dT$$

D.E. Cartwright u. M.S. LONGUET-HIGGINS [1956] untersuchten die Verteilung der Extremordinaten für Schwankungsfunktionen mit beliebigen Spektren. Sie stellten fest, daß alle betrachteten Größen wesentlich abhängig sind von dem sog. "Spektralparameter ε ":

$$(2. 32) \quad \varepsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}}$$

Für das in der zuvor zitierten Veröffentlichung behandelte "schmale" Spektrum ergibt sich $\varepsilon = 0$; der Grenzwert für ein sehr breites Spektrum ist $\varepsilon = 1$.

Untersuchungen über die Verteilung der zero-crossing-Schwankungen für den allgemeinen Fall existieren bisher kaum. Eine viel verwendete Beziehung zwischen der Spektralverteilung und der durchschnittlichen Periode T der zero-crossing-Schwankungen findet sich in S.O. RICE [1944/45]. Danach gilt:

$$(2. 33) \quad \tilde{T} = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}}$$

In der gleichen Veröffentlichung wird über Versuche berichtet, die Verteilung der Perioden der zero-crossing-Schwankungen zu bestimmen. Diese theoretischen Untersuchungen sind bis heute nicht weitergeführt worden. Zur Bestimmung der zweidimensionalen (\tilde{H} - \tilde{T}) Verteilung der zero-crossing-Schwankungen existieren bis heute nur wenige Ansätze (z.B. H. BARTSCH [1958], [1959], R.A. WOODING [1955]).

Empirische Untersuchungen zur Bestimmung der Verteilung der sichtbaren Wellen finden sich u.a. in H. WALDEN u. G. FARMER [1957] (Wellenhöhen und Perioden) sowie in H. WALDEN u. H.U. GERDES [1958] (Wellenperioden). Die Beziehung zwischen der Wellenhöhe und der Gesamtintensität nach M.S. LONGUET-HIGGINS [1952] (Gl. (2. 29)) wurde im wesentlichen auch für Registrierungen mit beliebigen Spektren bestätigt. Die empirische Bestimmung einer Beziehung zwischen Spektralverteilung und kennzeichnender Wellenperiode $\tilde{T}_{1/3}$ stößt wegen der starken Streuung der Beobachtungswerte auf große Schwierigkeiten. R.A. WOODING [1955] gibt eine einfache Formel an:

$$(2. 33a) \quad \tilde{T}_{1/3} = \frac{m_0}{m_1}$$

Meist wird folgender Zusammenhang angenommen:

$$(2. 34) \quad \tilde{T}_{1/3} = \bar{c} \tilde{T}$$

\bar{c} wird als Konstante angesehen; es werden Werte zwischen 1,14 und 1,23 angegeben. - Der Verfasser (J. PIEST [1963 a]) zog zur empirischen Untersuchung der Gl. (2. 34) 27 beim Leuchtturm Mellum-Plate in der Deutschen Bucht aufgenommene Seegangsregistrierungen heran. Bei 7 dieser Registrierungen handelt es sich um Messungen, die an einem festen, im Meer stehenden Meßpfahl durchgeführt wurden, bei den restlichen um integrierte Beschleunigungsregistrierungen. Mit Hilfe dieses Materials wurden für \bar{c} sogar Werte zwischen 1,05 und 1,40 gefunden. Der Verfasser untersuchte die Abhängigkeit der Größe \bar{c} von dem Spektralparameter ϵ und fand die Beziehung:

$$(2. 35) \quad \tilde{T}_{1/3} = (1 + 0,443 \epsilon^{2,86}) \tilde{T}$$

Die Streuung der empirischen Werte um die durch Gl. (2. 35) gegebene, gegenüber Gl. (2. 34) verbesserte Mittelkurve ist allerdings immer noch erheblich.

4. Physikalische Seegangstheorien auf spektraler Basis

Bei den im folgenden zu schildernden Seegangsuntersuchungen muß unterschieden werden zwischen rein beschreibenden Arbeiten, die meist auf empirischen Grundlagen aufbauen, und solchen, die versuchen, die Entwicklung des Seegangsspektrums physikalisch zu erklären. Zunächst seien die Veröffentlichungen letzterer Art behandelt.

Es sind mehrfach Untersuchungen durchgeführt worden mit dem Ziel, die Entstehung des Seegangs durch Wind auf spektraler Basis zu erklären. C. ECKART [1953] nimmt als seegangs-erregende Faktoren atmosphärische Druckstörungen an; räumlicher Durchmesser, Lebensdauer und Stärke dieser Störungen werden einheitlich angesetzt, und es wird angenommen, daß die Störungen über die Meeresoberfläche statistisch verteilt sind

und mit der mittleren Windgeschwindigkeit U wandern. Die theoretische Durchrechnung ergibt ein Richtungsspektrum des Seeganges. Es zeigt sich jedoch, daß man, um realistische Ergebnisse zu erzielen, die Intensität der Druckstörungen etwa zehnmal so stark ansetzen müßte, als dies nach heutigen Kenntnissen der atmosphärischen Druckschwankungen realistisch ist. B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] führt dies ungünstige Ergebnis darauf zurück, daß die Theorie linear gerechnet wird und keine Korrelation zwischen der Verteilung der Druckstörungen und derjenigen der Meereswellen angesetzt worden ist.

O.M. PHILLIPS [1957] beschreibt auch die atmosphärische Druckverteilung durch ein Spektrum. Obwohl ebenso wie bei der zuvor zitierten Untersuchung die lineare Seegangstheorie verwendet und keine Korrelation zwischen atmosphärischen und hydrosphärischen Schwankungen angesetzt wird, ergibt sich dennoch eine gute Übereinstimmung mit empirischen Daten. Wie die Rechnung zeigt, wächst die Intensität des Seeganges (abgesehen vom Initialstadium) proportional zur Zeit t . Im Zusammenhang mit der theoretischen Untersuchung wird die Ansicht vertreten, daß jede Windgeschwindigkeit ≥ 23 [cm sec⁻¹] Wellen erzeugen kann, vorausgesetzt, daß die atmosphärische Strömung Turbulenzquanten genügend kleiner Ordnung enthält. - B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] warnt davor, von der guten Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten her darauf zu schließen, daß die skizzierte Theorie vollständig und realistisch sei. Er weist darauf hin, daß die Nichtlinearität der Vorgänge vernachlässigt, die Energiedissipation nicht berücksichtigt und keine Phasenkorrelationen angesetzt worden sind.

- O.M. PHILLIPS [1958] folgert aus einer Dimensionsbetrachtung, daß für den Zustand ausgereifter Windsee die frequenzbezogene Spektralfunktion im kurzwelligen Bereich proportional zu f^{-5} (f = Frequenz) sein muß.

W.H. MUNK [1955] setzt die bereits in Abschn. II B behandelte dynamische Schubspannung τ in Beziehung zum Seegangsspektrum. Der Grundansatz für τ ist dem von H. JEFFREYS [1925/26] ähnlich; jedoch wird statt der

Wellengeschwindigkeit die sog. "Facetten-Geschwindigkeit" eingeführt, d.i. die Horizontalkomponente der Verlagerungsgeschwindigkeit eines kleinen Teils der Meeresoberfläche. Die Facetten-Geschwindigkeit und damit die Größe τ werden zum Richtungsspektrum in Relation gesetzt. Es ergibt sich, daß τ hauptsächlich vom kurzwelligen Teil des Spektrums abhängt. Zur Bestätigung seiner Theorie weist der Autor auf den Effekt der Verölung einer wellenbewegten Meeresoberfläche und auf die in Abschn. II B diskutierten Versuche von W.G. VAN DORN [1953] hin.

Die bisher diskutierten Arbeiten über die Wechselwirkung zwischen Wind und Seegang beruhen sämtlich auf der linearen Seegangstheorie. Diesen Veröffentlichungen stehen eine Reihe von Untersuchungen über die Veränderung des Seegangsspektrums aufgrund nichtlinearer hydrodynamischer Gesetzmäßigkeiten gegenüber.

K. HASSELMANN [1960 a] formuliert in sehr allgemeiner Art das Problem der raum-zeitlichen Entwicklung und Veränderung des Seegangsspektrums unter Einschluß nichtlinearer Effekte. Er argumentiert, daß eine theoretische Lösung des Problems z.Zt. nicht möglich ist, da die Prinzipien der Energieübertragung noch nicht vollständig bekannt sind.

In den letzten Jahren sind mehrere Arbeiten über die nichtlinearen Wechselwirkungen im Seegang erschienen. Die Wirkung des Windes wird in diesen Untersuchungen meist nicht betrachtet. Erwähnt seien die Veröffentlichung von W.J. PIERSON jr. [1961 a], die sich mit Initialwellen befaßt, sowie die Untersuchungen von L.J. TICK [1958], W.J. PIERSON jr. [1959 a], [1961], K. HASSELMANN [1960 b] und O.M. PHILLIPS [1960]. Den zitierten Arbeiten kann man das für die Praxis wichtige Ergebnis entnehmen, daß durch Interferenz verschiedener Komponenten des Seeganges durchaus neue Komponenten entstehen können, die nicht nur in der Frequenz, sondern auch in der Laufrichtung sich von den ursprünglichen, im Windfeld entstandenen Komponenten unterscheiden. Eine quantitative Abschätzung der Intensität die-

ser durch nichtlineare Wechselwirkung zustande gekommenen Seeganganteile ist jedoch nach übereinstimmend vertretener Ansicht z. Zt. nicht möglich.

5. Spektrale Bestimmungsverfahren

In der Nachkriegszeit sind eine Reihe von Verfahren entwickelt worden, die es erlauben, aus vorgegebenen Daten über die Konfiguration des Windfeldes den Seegang auf spektraler Basis zu bestimmen. Es handelt sich in der Hauptsache um vier Methoden, die auf z.T. wesentlich voneinander verschiedenen Grundkonzeptionen über die Anfachung des Seegangs beruhen; sie werden in den nachfolgenden Abschnitten 6 und 7 unter besonderer Berücksichtigung der über die raum-zeitliche Entstehung der einzelnen Seegangskomponenten entwickelten Vorstellungen sowie der bei der Ausarbeitung des Verfahrens verwendeten empirischen Unterlagen besprochen.

Außerdem sind Abhandlungen erschienen, in denen Vorschläge für die analytische Form des Spektrums gemacht, aber kein Bestimmungsverfahren angegeben wird; über diese Untersuchungen wird in Abschn. 8 referiert. Abschn. 9 berichtet schließlich von Veröffentlichungen, die sich mit der Tatsache der Existenz und Anwendung vierer erheblich voneinander verschiedener spektraler Bestimmungsverfahren befassen.

6. Verfahren von G. NEUMANN

G. NEUMANN [1953] entwickelt auf der Grundlage seiner in Abschn. II C besprochenen empirischen Untersuchungen eine spektrale Seegangstheorie. Zur Bestimmung des Spektrums für die ausgereifte Windsee wird über die Beziehung zwischen der Verteilung der sichtbaren Wellen und der Spektralverteilung im Seegang folgende Hypothese gemacht: Aus der Gesamtheit der dem zitierten Verfasser zur Verfügung stehenden Beobachtungen sichtbarer Einzelwellen

wird eine Auszählung nach den Merkmalen Wellenhöhe und Wellenperiode durchgeführt. Die für jede Periodenklasse erhaltene größte Wellenhöhe wird zu den Perioden-Klassenmittelwerten in Beziehung gesetzt. Es wird angenommen, daß die auf diese Weise erhaltene Funktion der Periode T zur periodenbezogenen Spektralverteilung E_T proportional ist. Der zitierte Autor findet als analytische Form, die der erhaltenen empirischen Funktion mit ausreichender Genauigkeit entspricht, den folgenden Ausdruck:

$$(2. 36) \quad E_T = c_{N1} T^4 \exp \left[- \left(c_{N2} \frac{T}{U} \right)^2 \right]$$

Die Komponente c_{N2} wird aus der genannten empirischen Funktion bestimmt; es ergibt sich:

$$(2. 37) \quad c_{N2} = 4,29 \quad [\text{kn sec}^{-1}]$$

Der Proportionalitätsfaktor c_{N1} wird bestimmt, indem aus Gl. (2. 36) nach Gl. (2. 29) die kennzeichnende Wellenhöhe berechnet und mit Beobachtungswerten verglichen wird:

$$(2. 38) \quad c_{N1} = 4,89 \quad [\text{cm}^2 \text{ sec}^{-5}]$$

Die beschriebene Ableitung der Spektralverteilung hat zu zahlreichen kritischen Kommentaren Anlaß gegeben. H.U. ROLL u. G. FISCHER [1956] halten es für willkürlich, daß die genannte, aus der Häufigkeitsverteilung der sichtbaren Wellen erhaltene empirische Funktion gleich derjenigen Spektralverteilung gesetzt wird, welche auf T bezogen ist. Die zitierten Autoren halten die Periode T und die Frequenz f für Größen, die ungeeignet dafür sind, als Bezugsvariable für eine Spektralverteilung verwendet zu werden, weil die Periode bzw. Frequenz des Maximums einer bestimmten Spektralverteilung abhängig davon ist, welche der beiden Größen als Bezugsvariable gewählt wurde. Es wird argumentiert, daß aus diesem Grunde in G. NEUMANN [1953] eine der Größen $\ln(T)$ oder $\ln(f)$ als Bezugsvariable gewählt werden müßte. - Bezieht man die in der zitierten Veröffentlichung auf diese Weise erhaltene Spektralverteilung anschließend wieder auf die Periode, so erhält man:

$$(2. 39) \quad E_T = c_{R1} T^3 \exp \left[- \left(c_{R2} \frac{T}{U} \right)^2 \right]$$

Diese Spektralverteilung wird in der internationalen Literatur als "ROLL-FISCHER-Spektrum" bezeichnet, zur Unterscheidung vom "NEUMANN-Spektrum" (Gl. (2. 36)). -

H. WALDEN [1956 c] stellt durch Vergleich mit eigenen Untersuchungen fest, daß die Konstante c_{N1} von G. NEUMANN [1953] zu hoch bestimmt worden ist. Er unternimmt den Versuch, aus den Daten von G. NEUMANN [1953] einen kleineren Wert abzuleiten. - Weitere kritische Bemerkungen zur Ableitung des NEUMANN-Spektrums finden sich in H. WALDEN u. J. PIEST [1957], [1958]. Dort wird insbesondere festgestellt, daß die von G. NEUMANN [1953] verwendete "größte Wellenhöhe" in einer jeden T-Klasse der Auszählung der sichtbaren Wellen statistisch nicht genau definiert ist.

G. NEUMANN [1953] macht für das Stadium der Anfachung der Windsee die Hypothese, daß die einzelnen Komponenten des Seeganges in der Reihenfolge wachsender Perioden nacheinander entstehen. Dabei weist jede Komponente bei ihrer Entstehung sofort die volle ihr zugeordnete spektrale Intensitätsdichte auf, die nach Gl. (2. 36) zu berechnen ist. Das Spektrum nicht-ausgereifter Windsee bricht daher im langwelligen Teil bei einer bestimmten Periode T_i , die vom Reifestadium abhängig ist, senkrecht nach null ab. In W.J. PIERSON jr., G. NEUMANN u. R.W. JAMES [1953] wird festgestellt, daß die soeben formulierte Festlegung nur als Arbeitshypothese aufzufassen und nicht streng zu verstehen ist. Tatsächlich müsse man das Spektrum im Periodenbereich des Abbrechens abrunden. Diese Maßnahme wirkt sich dahingehend aus, daß T_L , die längste Periode von praktischer Bedeutung im Spektrum, meist größer als T_i ist.

Die Grenzperiode T_i bestimmt sich in konkreten Fällen aus der gegebenen Windwirkungsdauer und der Wirkungsstrecke des Windes (dem Fetch). Sind Fetch und Andauer genügend groß, so tritt schließlich ausgereifte See auf.

Nach G. NEUMANN [1953] ist dieser Zustand praktisch erreicht, wenn die Gesamtintensität des betreffenden Seegangs 95% derjenigen Gesamtintensität beträgt, welche der im strengen Sinne ausgereiften Windsee zukommt. Nach der Hypothese nacheinander entstehender Wellenkomponenten ergibt sich aufgrund dieser Definition folgende Beziehung:

$$(2. 40) \quad \int_0^{T_{ig}} E_T dT = 0,95 \int_0^{\infty} E_T dT$$

T_{ig} ist der Wert der Integrationsgrenzperiode T_i für praktisch ausgereifte Windsee. - Im allgemeinen Fall der nicht-ausgereiften Windsee ist T_i eine Funktion von U , x (für Fetchbegrenzung) bzw. von U , t (für Andauerbegrenzung). Nach den Diagrammen von G. NEUMANN [1953] erhält man, wenn man für festes x bzw. t die Integrationsgrenzperiode T_i als allein von U abhängende Funktion betrachtet, unter Umständen für zunehmende Werte U abnehmende Werte T_i . Wie H. WALDEN

[1955/56 a] bemerkt, erscheint diese Gesetzmäßigkeit, die man wegen der engen Zusammenhänge zwischen T_i einerseits und T_L , $\tilde{T}_{1/3}$ andererseits auch für die letzteren beiden Periodengrößen erhält, in hohem Maße unrealistisch.

Die von G. NEUMANN [1953] abgeleitete Beziehung zwischen der Spektralverteilung und der Verteilung der sichtbaren Wellen wurde von W.J. PIERSON jr. [1954 b], [1955] bei der Beschreibung einer allgemeinen Spektraltheorie übernommen. W.J. PIERSON jr., G. NEUMANN u. R.W. JAMES [1953] verfaßten ein Vorhersage-Handbuch, in dem die NEUMANNsche Spektralform durch die Annahme, daß die Intensität in der Windsee richtungsmäßig nach dem \cos^2 -Gesetz verteilt ist, zu einem Richtungsspektrum erweitert wird. Bei der Bestimmung der Dünung wird die Winkeldispersion berücksichtigt. Im Rahmen der Bestimmung der Windsee werden bestimmte Ansätze für wanderndes Windfeld gemacht.

H. WALDEN [1954 a], [1955], [1955/56 b], [1956 b], [1959 a] führte in einer Reihe von Schritten eine Weiterentwicklung des Bestimmungsverfahrens von G. NEUMANN durch.

Es wird die Entwicklung der Windsee für zunehmende und abnehmende Windgeschwindigkeit behandelt. Die Untersuchung für diese Fälle geschieht auf nichtspektraler Basis. Außerdem wird das wandernde Windfeld untersucht, wobei die spektrale Konzeption von G. NEUMANN [1953] zugrunde gelegt wird. H. WALDEN [1954 b], [1956 a] und J. PIEST [1956] untersuchten die Dünung aus festliegenden und wandernden Windfeldern auf der Basis der NEUMANNschen Spektraltheorie. H. WALDEN [1953/54] prüft in einer bereits zitierten Untersuchung (vgl. Abschn. II B) eine Reihe von Bestimmungsverfahren mit Hilfe empirischer Beobachtungsdaten. Er findet, daß die Wellenhöhenangaben von P. BRACELIN [1952] und die Periodenangaben von G. NEUMANN [1953] den empirischen Ergebnissen am nächsten kommen. H. WALDEN [1955/56 a] konstruiert nach dieser Feststellung ein neues Diagramm zur Bestimmung der Windsee. Dem Diagramm sind die nichtspektralen Seegangsdaten $\tilde{H}_{1/3}$ und $\tilde{T}_{1/3}$ zu entnehmen. Außerdem enthält es Angaben über den praktisch bedeutsamen Spektralbereich im Seegang. H. WALDEN u. H.U. GERDES [1958] vergleichen die Angaben des WALDENschen Seegangsdiagrammes mit empirischen Beobachtungen der Wellenperiode. Die beobachteten Werte sind vor allem für kleine Fetch- und Andauerwerte größer.

H. WALDEN [1958] faßt alle seine bisherigen Untersuchungen zu einem Handbuch der Windseebestimmung zusammen. Die Diagramme aus H. WALDEN [1955/56 a], korregiert nach H. WALDEN u. H.U. GERDES [1958], werden übernommen. Zur Windseebestimmung wird das Konzept des Dreifelderdiagrammes nach B.W. WILSON [1955] verwendet. Die Kurven für $\tilde{H}_{1/3}$ und $\tilde{T}_{1/3}$ werden nach dem eigenen Diagramm neu konstruiert; dazu werden, ebenfalls nach eigenen Daten, Kurven für T_L eingetragen. Das Handbuch enthält eine Anleitung zur Seegangsbestimmung für viele verschiedene Windfeldkonfigurationen. Die Windsee wird zunächst stets nichtspektral nach der Methode von B.W. WILSON [1955] bestimmt; nachträglich wird als spektrale Angabe der Periodenbereich des Spektrums abgelesen. Diese Methodik entspricht etwa der Bestimmungsweise von C.L. BRETSCHNEIDER [1959]. Der Einfluß der atmosphärischen Schichtung

auf die Seegangsentwicklung wird mit Hilfe der Differenz $\Delta\tau$ zwischen Wasser- und Lufttemperatur berücksichtigt. Bei negativen Werten $\Delta\tau$ (Wasser wärmer als Luft) ergibt sich eine verstärkte Seegangsanfächung. Aus P. BRACELIN [1952] wird eine Tabelle zur Berechnung des Windes an der Meeresoberfläche aus dem Gradientwind übernommen, in welche $\Delta\tau$ eingeht. Außerdem werden die Ergebnisse empirischer Untersuchungen der Abhängigkeit von $\Delta\tau$ berücksichtigt, welche H.U. ROLL [1952] für die Wellenhöhe und H. WALDEN u. H.U. GERDES [1958] für die Wellenperiode durchführten.

7. Bestimmungsmethoden nach J. DARBYSHIRE, nach R. GELCI, H. CAZALÉ u. J. VASSAL und nach C.L. BRETSCHNEIDER

J. DARBYSHIRE [1952] entwickelt ein rein empirisches spektrales Verfahren zur Bestimmung der Windsee und der Dünung. Als Unterlage werden Spektralanalysen von Seegangsregistrierungen verwendet, welche mit Hilfe von Druckmessern sowie eines flugzeugfesten Meßgerätes erhalten wurden. Der zitierte Autor verwendet nicht das von W.J. PIERSON jr. [1952] eingeführte Spektralmaß, welches hier zu Vergleichszwecken vorübergehend mit E_p bezeichnet sei, sondern eine dazu proportionale Größe E_D . Es gilt $E_D = 4E_p$.

Im Gegensatz zu G. NEUMANN [1953] vertritt J. DARBYSHIRE [1952] die Ansicht, daß alle im Seegang auftretenden Komponenten sofort nach Einsetzen des Windes gleichzeitig entstehen; ihre Intensität wächst im Laufe der Zeit. J. DARBYSHIRE [1955], [1956], [1957], [1959] hat die von ihm angegebene Spektralform aufgrund zahlreicher neuer Messungen mit einem schiffsfesten Meßgerät wiederholt abgeändert. In den neuen Spektralformeln wird angesetzt, daß im Spektrum nur Perioden bis einschließlich einer längsten T_L auftreten. T_L ist abhängig von U und x . Diese Festlegung enthält implizit die Vorstellung, daß die Wellenkomponenten nacheinander in der Reihenfolge zunehmender Perioden entstehen; die Komponenten wachsen dann aber unabhängig voneinander an. Diese Darstellung bedeutet eine Annäherung an die Konzeption von G. NEUMANN [1953]. Als Windwirkungsstrecke, die zur

Erzeugung einer ausgereiften Windsee erforderlich ist, wird der sehr kleine Wert von 200 bis 300 sm angegeben. Bei der Untersuchung der Dünung schließt der zitierte Autor aus der analytischen Form empirischer Ergebnisse, daß die Intensitätsabnahme von Dünungswellen, die aus dem Windfeld austreten, nur zu einem kleinen Teil auf Energie-dissipation, dagegen hauptsächlich auf Richtungsdispersion zurückzuführen ist.

C.L. BRETSCHNEIDER [1959] wertete eine Anzahl von Seegangsregistrierungen aus, die auf Seen und in Küstennähe durchgeführt wurden. Er diskutiert eingehend die Verteilung der sichtbaren Wellen im Seegang. Es wurden bestimmte beschreibende Formeln abgeleitet, die diese Verteilung betreffen. Zur Bestimmung des Spektrums wird, ähnlich wie bei G. NEUMANN [1953], eine bestimmte Beziehung zwischen der Verteilung der sichtbaren Wellen und der Spektralverteilung angenommen. Über die Art der Komponentenentwicklung im Spektrum äußert sich der zitierte Verfasser nicht. Seine Konzeption ist daher zu den bisher besprochenen "Schulen" G. NEUMANN (Komponenten des Seegangs entstehen nacheinander) und J. DARBYSHIRE [1952] (Komponenten entstehen gleichzeitig) nicht in Beziehung zu setzen. - Zur Entwicklung ausgereifter Windsee sind sehr große Wirkungsdauern und Fetchlängen erforderlich. J. PIEST [1963 b] vergleicht die Annahmen und empirischen Ergebnisse der zitierten Untersuchung mit den Ergebnissen der Auswertung von Seegangsregistrierungen in der Deutschen Bucht. Hinsichtlich der BRETSCHNEIDERSchen Beziehung zwischen sichtbaren Wellen und Spektralverteilung wurde qualitative Übereinstimmung festgestellt.

R. GELCI, H. CAZALÉ u. J. VASSAL [1956], [1957] entwickelten ein von den Verfassern mit "DSA I" bzw. "DSA II" bezeichnetes Bestimmungsverfahren, welches hauptsächlich zur Berechnung von Dünung gedacht ist. Als empirische Unterlagen dienten Dünungsbeobachtungen und -Registrierungen, welche an der Nordwestküste von Marokko durchgeführt wurden. Nach der Ansicht der zitierten

Verfasser wachsen alle Wellenkomponenten unabhängig voneinander. Bestimmte Seegangperioden sind praktisch sofort beim Aufkommen des Windes mit von Null verschiedener Intensität im Windfeld vorhanden; die Komponenten aller übrigen Perioden entwickeln sich von $E_T = 0$ an. Während des Anwachsens der Windsee tritt vorübergehend ein Spektrum mit zwei getrennten Maxima auf. Die für das Ausreifen der einzelnen Komponenten in der Windsee erforderliche Zeit beträgt unabhängig von T und U 18 Std. Es wurden genaue Untersuchungen über die Richtungsverteilung des Seegangs und über die Windwirkung auf nicht in Windrichtung laufende Wellenkomponenten angestellt, deren Ergebnisse bei der Konstruktion des Verfahrens berücksichtigt wurden.

Das Verfahren ist seiner Grundkonzeption nach dem von J. DARBYSHIRE [1952] ähnlich. Es unterscheidet sich von allen bisher besprochenen Verfahren durch die Tatsache, daß die Intensitätsentwicklung der Seegangskomponenten in Abhängigkeit nicht nur von der Periode, sondern auch von der Laufrichtung der Komponenten empirisch bestimmt wird. Diese Erweiterung gegenüber den anderen, zuvor behandelten Verfahren muß grundsätzlich als ein Fortschritt in Richtung auf eine realistische Beschreibung der Seegangsentwicklung gewertet werden.

8. Untersuchungen über die Form des Spektrums

Die Abschnitte 6 und 7 behandelten Veröffentlichungen, in denen konkrete Vorschriften zur Bestimmung des Seegangsspektrums aus den Windverhältnissen angegeben wurden. Außerdem sind Abhandlungen erschienen, in denen ebenfalls Vorschläge für die Form des Spektrums gemacht werden, jedoch ein Bestimmungsverfahren nicht entwickelt wird.

R.W. BURLING [1955] führte Seegangsmessungen auf einem Binnensee mit kurzem Fetch durch und schloß von den Ergebnissen der Auswertung (Spektralanalyse) auf die Grundform des Spektrums. Er setzt folgende allgemeine Formel an:

$$(2. 41) \quad E_T = \alpha^* T^\beta \cdot \exp \left(- \left(\gamma \frac{T}{U} \right)^2 \right)$$

Für die Konstanten α^* , β , γ werden bestimmte Bereiche angegeben, in denen die wahren Werte dieser Größen mit großer Wahrscheinlichkeit liegen dürften. Insbesondere wird für β der Bereich zwischen $\beta = 3$ und $\beta = 4$ angegeben. Die Grenzen des Bereichs entsprechen dem ROLL-FISCHER-Spektrum bzw. dem NEUMANN-Spektrum.

A.I. VOZNESSENSKY u. G.A. FIRSOFF [1957] berechneten aus Seegangsregistrierungen die Autokorrelationsfunktion und leiteten aus dieser eine Spektralgrundform ab, die drei Parameter enthält, welche das Reifestadium des Seegangs beschreiben.

I.S. BROWIKOW [1961] schließlich gibt eine Beziehung zwischen der Verteilung sichtbarer Wellen und der Spektralverteilung an, die derjenigen von C.L. BRETSCHNEIDER [1959] ähnlich, aber etwas allgemeiner gehalten ist. Die abgeleitete Spektralverteilung hängt von der Beziehung zwischen "Wellensteilheit" und "Wellenalter" ab (vgl. Abschn. II B 5 und H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947]). Es werden mehrere Ansätze für diese Beziehung gemacht, und es wird gezeigt, daß damit sowohl die NEUMANNsche als auch die ROLL-FISCHERsche Spektralgrundform erhalten werden kann.

9. Vergleichende Untersuchungen

Es sind zahlreiche Veröffentlichungen erschienen, welche die Prüfung der zuvor beschriebenen Bestimmungsverfahren durch Vergleich mit empirischen Daten behandeln. Zudem hat die Tatsache, daß mehrere Bestimmungsverfahren bestehen, die alle wesentlich auf empirischen Daten beruhen, bei Anwendung auf ein und dasselbe Bestimmungsproblem aber sehr unterschiedliche Ergebnisse bringen, zu kritischen Untersuchungen und Vergleichen der Verfahren untereinander Anlaß gegeben. Nachfolgend wird über eine Reihe dieser Arbeiten referiert.

Die Veröffentlichung von H. WALDEN [1953/54] wurde bereits erwähnt. Der zitierte Autor fand durch Vergleich mit Beobachtungsdaten, daß die nach G. NEUMANN [1953] sich ergebenden Wellenhöhen, verglichen für kleine Werte von Wirkdauer und Wirklänge, zu niedrig, für große Werte jedoch wesentlich zu hoch liegen. B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] stellt fest, daß die ausgereifte Windsee nach G. NEUMANN [1953] viel größere Wellenhöhen aufweist als nach J. DARBYSHIRE [1952], [1955]. Dieser Unterschied wird jedoch z.T. dadurch wieder ausgeglichen, daß nach der DARBYSHIREschen Seegangstheorie die Windsee schneller ausreift. Diese Aussagen gelten auch beim Vergleich mit der später veröffentlichten Arbeit von J. DARBYSHIRE [1959]. H. WALDEN [1961 b] vergleicht eine Reihe weiterer, oben diskutierter Verfahren bzw. Formeln untereinander. Die sich ergebenden Unterschiede sind sehr groß. M. RATTRAY jr. u. W.V. BURT [1956] untersuchen eine pazifische Sturmlage nach dem hindcasting-Verfahren, d.h. sie führen aufgrund der vorliegenden Unterlagen über die betreffende Wetterlage eine nachträgliche "Vorhersage" für einen bestimmten Ort durch und vergleichen mit an diesem Ort angestellten Beobachtungen. Das hindcasting-Verfahren wird nach den Seegangsbestimmungsmethoden von SVERDRUP-MUNK-BRETSCHNEIDER und von PIERSON-NEUMANN-JAMES durchgeführt; die Unterschiede zwischen den nach den beiden Verfahren erhaltenen Ergebnisse sind beträchtlich. Hinsichtlich der Seegangsperiode führte das Verfahren nach SVERDRUP-MUNK-BRETSCHNEIDER zu den besseren Ergebnissen. B.V. KORVIN-KROUKOVSKY [1958] weist darauf hin, daß bei der zitierten Untersuchung der Einfluß der Größe $\Delta\tau$ (-12°C !) vernachlässigt wurde. G. NEUMANN u. W.J. PIERSON [1957] erklären das Ergebnis von M. RATTRAY jr. u. W.V. BURT [1956] mit Unsicherheiten in den Windfelddaten und weisen an Hand der Ergebnisse von J. CHASE und anderen [1957] nach, daß das Bestimmungsverfahren von PIERSON-NEUMANN-JAMES die realistischeren Ergebnisse bringt.

H. WALDEN u. G. FARMER [1957] vergleichen die Ergebnisse von Seegangsregistrierungen, welche mit einem schiffsfesten Meßgerät im Atlantik durchgeführt wurden, mit hindcasting-

Ergebnissen. Wie die zitierten Autoren feststellen, sind, mit den empirischen Daten verglichen, die Wellenhöhen nach PIERSON-NEUMANN-JAMES und nach SVERDRUP-MUNK-BRETSCHNEIDER zu hoch, nach DARBYSHIRE zu niedrig. Die Perioden sind nach SVERDRUP-MUNK-BRETSCHNEIDER und nach DARBYSHIRE zu groß, nach H. WALDEN zu niedrig.

H.U. ROLL [1957] vergleicht Seegangsbestimmungsverfahren mit Beobachtungsergebnissen der Feuerschiffe in der Deutschen Bucht. W.J. PIERSON jr. [1959 b] und H. WALDEN [1960 a], [1961 c] untersuchen atlantische Sturmlagen. H. WALDEN u. R. HÖHN [1961] erklären die "Roller" vor der südatlantischen Insel Ascension als eine Brandungerscheinung, die durch nordatlantische Dünung verursacht wurde. Die Untersuchung der nordatlantischen Sturmlagen, welche die vor Ascension beobachtete Dünung erzeugt haben könnten, läßt vermuten, daß das nach dem Bestimmungsverfahren von G. NEUMANN [1953] sich ergebende Seegangsspektrum teilweise bei zu kurzen Perioden liegt; es sei denn, daß das Prinzip der Nacheinanderentwicklung der Seegangskomponenten unrichtig wäre.

Wie die diskutierten Vergleichsergebnisse zeigen, erhält man aus den von den verschiedenen Verfassern angegebenen Bestimmungsverfahren bei konkreter Anwendung oft sehr stark unterschiedliche Seegangdaten. Andererseits finden die Verfasser bei Vergleichen ihrer Verfahren mit den von ihnen als Grundlage verwendeten empirischen Daten zufriedenstellende Übereinstimmung. Diese Tatsache gibt zu der kritischen Frage Anlaß, ob auf hoher See trotz gleicher Windverhältnisse verschiedenartiger Seegang auftreten kann. Setzt man voraus, daß die Verschiedenartigkeit nicht durch das Auftreten von Fremdsee (Dünung) verursacht ist, so bleibt im wesentlichen die Möglichkeit, daß (bei gleichem Wind) Unterschiede in der Art des Energieaustausches Atmosphäre-Hydrosphäre auftreten. Diese Unterschiede könnten z.B. durch biologisch bedingte Oberflächenfilme verursacht sein. - Der Verfasser der hier vorgelegten Abhandlung ist jedoch der Auffassung, daß

diese reellen Unterschiede nur einen relativ geringen Anteil der oben geschilderten Diskrepanzen ausmachen dürften. Er schließt sich im übrigen der Ansicht von H. WALDEN [1961 a] an. Danach ist die Ursache für die in den Vorabsätzen beschriebenen Unterschiede darin zu suchen, daß die als Grundlage verwendeten empirischen Daten entweder nicht genau genug sind oder unter komplexen raum-zeitlichen Windverhältnissen erhalten wurden.

Weder existieren bis heute zuverlässige Seegangsregistrierungen auf hoher See zur einwandfreien Bestimmung des Seegangsspektrums, noch sind die Windfelder aus den synoptischen Daten genügend genau bekannt. Erst wenn diese Meßprobleme gelöst sind, darf man erwarten, zuverlässige Unterlagen zur Prüfung und gegebenenfalls Korrektur der Bestimmungsverfahren zu erhalten.

III Konstruktion eines Verfahrens zur Bestimmung des Windseespektrums

III A Prinzipien zum Entwurf eines Bestimmungsverfahrens

1. Theoretische Beschreibung der Entwicklung des Spektrums

Nach dem heutigen Stand der Seegangsforschung (vgl. Abschn. II C) genügt zur Bestimmung des Seeganges eine Angabe über das Seegangsspektrum als Funktion von Ort und Zeit. Diese Feststellung beruht wesentlich auf der von W.J. PIERSON jr. [1952] nachgewiesenen Tatsache (vgl. Abschn. II A), daß ein harmonisches Wellenfeld mit der Energiegeschwindigkeit c_g in Richtung senkrecht zu den Wellenkämmen wandert. Legt man die lineare Wellentheorie zugrunde, so findet man, daß man sich jede andere Wellenbewegung aus harmonischen Wellen verschiedener Wellenzahlen k und Laufrichtungen α zusammengesetzt denken kann (J.J. STOKER [1957], vgl. Abschn. II A). α ist die als Winkel ausgedrückte Abweichung der Wellenlaufrichtung von einer geeignet zu wählenden Bezugsrichtung.

Tatsächlich sind die hydrodynamischen Gesetze, denen der Seegang unterliegt, nichtlinearer Art. Man muß daher an jedem Punkt des Windfeldes komplizierte Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Komponenten im Seegang annehmen. Bei der im folgenden versuchten Ableitung einer Energiegleichung für das Seegangsspektrum muß man diesen

Gesetzmäßigkeiten Rechnung tragen. Die Untersuchung schließt sich an K. HASSELMANN [1960] an. Bestimmte vereinfachende Annahmen müssen von vornherein getroffen werden, damit eine übersichtliche Beschreibung möglich wird. Zweck dieser mehr prinzipiellen Untersuchung ist es vor allem, die Schwierigkeiten anzudeuten, die einer strengen theoretischen Beschreibung der zu diskutierenden Vorgänge entgegenstehen.

Die Produkte $k \cdot \cos(\alpha)$, $k \cdot \sin(\alpha)$ werden als Komponenten eines Vektors \mathcal{P} , x und y als Komponenten eines Vektors κ aufgefaßt. Die T-spektrale Energiedichte E_T kann dann als Funktion von \mathcal{P} , κ und t beschrieben werden. Die T-spektrale Energiedichte wird für die weiteren Untersuchungen zur Beschreibung der Spektralverteilung verwendet, weil es zweckmäßig ist, als Bezugsvariable für das Spektrum und als unabhängige Variable zur Spektralfunktion die gleiche Größe zu verwenden. Der größeren Anschaulichkeit wegen wird T als unabhängige Variable gewählt. - Die Energiegleichung für das Seeegangsspektrum lautet (vgl. K. HASSELMANN [1960]):

$$(3. 1) \quad \frac{\partial E_T}{\partial t} + \kappa(\mathcal{P}) \cdot \text{grad}(E_T) = f^*$$

κ ist der Energiegeschwindigkeitsvektor; er ist proportional zu \mathcal{P} und hat den Betrag c_g . f^* bedeutet die Intensitätsveränderung einer bestimmten Komponente pro Zeiteinheit. Da die Komponente wandert, ergibt sich in Gl. (3. 1) eine Aussage über die zeitliche und örtliche Änderung der Intensität. In Gl. (3. 1) bedeutet der erste Term der linken Seite die zeitliche Änderung am Ort, der zweite Term die Advektion der Intensitätsdichte.

Zur vollständigen Formulierung von Gl. (3. 1) muß die Zuwachsrate f^* in geeigneter Weise mathematisch beschrieben werden. Es wird angesetzt, daß f^* nur von Vorgängen am Ort der Betrachtung selbst abhängt, dagegen nicht von solchen in der Umgebung. Schon diese Festlegung dürfte in bestimmtem Maße unrealistisch sein, da angenommen werden muß, daß die angefachte Wellenbewegung auf die Luftströmung zurückwirkt und diese

Veränderung der atmosphärischen Bewegung in Lee-Richtung fortwirkt. Die energieumsetzenden Vorgänge, welche die Gestalt der Funktion f^* bestimmen, müssen wesentlich unterteilt werden in Windeinfluß, nichtlineare Wechselwirkungen und Dissipation innerhalb der Hydrosphäre. Es wird angenommen, daß der Windeinfluß f_1 nur von den Größen \mathcal{R} , E_T , U (U = Windgeschwindigkeitsvektor) abhängt; das gleiche möge für die Energiedissipation f_2 gelten. Die mathematische Gestalt der nichtlinearen Wechselwirkungen muß jedoch komplizierter angesetzt werden. φ^* bedeute diejenige Intensität, welche von der Komponente \mathcal{R}' auf die Komponente \mathcal{R} übertragen wird. φ^* hängt, außer von diesen Komponenten selbst, von den Intensitätsdichten $E_T(\mathcal{R})$, $E_T(\mathcal{R}')$ ab. Der Funktionswert für diese Argumente kann positiv oder negativ sein. Der Gesamteffekt auf die Komponente \mathcal{R} ist dann $\int \varphi^*(\mathcal{R}, E_T(\mathcal{R}), \mathcal{R}', E_T(\mathcal{R}'), U) d\mathcal{R}'$. Das Integral ist über alle auftretenden Werte \mathcal{R}' zu erstrecken. Der Ausdruck hängt für das betrachtete spezielle \mathcal{R} u.a. von der Spektralverteilung an allen Stellen \mathcal{R}' ab. Eine Größe dieser Art wird als "Funktional" bezeichnet. Gl. (3. 1) erhält nach den Ausführungen dieses Absatzes folgende Gestalt:

$$(3. 2) \quad \frac{\partial E_T}{\partial t} + \tau(\mathcal{R}) \operatorname{grad}(E_T) = f_1(\mathcal{R}, E_T, U) + f_2(\mathcal{R}, E_T, U) + \int \varphi^*(\mathcal{R}, E_T(\mathcal{R}), \mathcal{R}', E_T(\mathcal{R}'), U) d\mathcal{R}'$$

Gl. (3. 2) ist hinsichtlich x, y eine Differentialgleichung, hinsichtlich \mathcal{R} eine Integralgleichung. Trotz mehrerer angesetzter Vereinfachungen, die wahrscheinlich bereits wesentliche Abweichungen von den wahren Verhältnissen bedeuten, ist die Gleichung derart kompliziert, daß man nicht erwarten darf, in absehbarer Zeit theoretische Lösungen zu erhalten. Man wird daher versuchen müssen, in vernünftiger Weise weitere Vereinfachungen durchzuführen. Man wird außerdem nicht umhin können, vereinfachte Lösungsverfahren für Gl. (3. 2) zu entwickeln.

2. Mögliche Übergänge zu anschaulicheren Vorstellungen über die Seegangsentwicklung

Die heute üblichen Methoden zur konkreten Beschreibung des Seeganges sind durch das Denken in anschaulichen Begriffen gekennzeichnet. So wird z.B. meist nicht von der "Variablen T" gesprochen, sondern von "Komponenten im Spektrum". Diese werden manchmal wie Individuen behandelt, ihre Wanderwege werden aufgesucht, ihre Entwicklung wird verfolgt. Damit ist oft eine diskontinuierliche Betrachtung von Begriffen verbunden, die man ursprünglich als kontinuierlich eingeführt hatte. Der Übergang zur diskontinuierlichen Betrachtungsweise ist aber heute in der Mathematik üblich geworden, obwohl man häufig nicht in der Lage ist, die erforderliche Abschätzung der dadurch bedingten Fehler durchzuführen.

Im folgenden sollen aus den in den Vorabschnitten entwickelten Grundgleichungen solche anschaulichen Vorstellungen entwickelt werden. Zunächst wird für die weiteren Untersuchungen festgelegt, daß die Winkelverteilung des Seeganges nicht berücksichtigt werden soll. Ein gegebenes Windfeld ist nach B.W. WILSON [1955] (vgl. Abschn. II B) durch einen "linearen Fetch" zu idealisieren. Die Windverhältnisse auf dieser Fetchlinie sind in Abhängigkeit von der Zeit in einem Weg-Zeit-Koordinatensystem graphisch darzustellen. Das Anwachsen der Größe E_T für bestimmtes T von dem Wert Null auf von Null verschiedene Werte wird als "Entspringen einer Komponente" gedeutet. Es wird festgelegt, daß alle Punkte des Weg-Zeit-Windfeldes, an denen eine Komponente bestimmter Periode T nicht schon vorhanden ist, Ursprung solcher Komponenten sein sollen. Die einmal entstandenen Komponenten wandern im Weg-Zeit-Feld auf Geraden, deren Neigung der Energiegeschwindigkeit der Komponenten proportional ist. Zur praktischen Untersuchung der Vorgänge ist es zweckmäßig, sich für eine Anzahl bestimmter diskreter Komponenten zu entscheiden, deren Entwicklung man über ein über das Weg-Zeit-Feld gelegtes Punktnetz verfolgen kann. Abb. 1 zeigt ein solches Punktnetz, bei dem der Zeitabstand Δt je zweier benachbarter Punkte über das ganze Feld konstant gewählt wurde. In jedem einzelnen Punkt des

Netzes sind die Veränderungen jeder einzelnen Komponente sowie die nichtlinearen Wechselwirkungen aller Komponenten untereinander zu berechnen. Auf diese Weise kann die Berechnung der Entwicklung des Seegangsspektrums iterativ für das gesamte Weg-Zeit-Feld durchgeführt werden.

Mit der im Vorabsatz ausgeführten Vorschrift wurde der Übergang von der abstrakten Theorie zur konkreten Bestimmungsmethode prinzipiell vollzogen. Die Beschreibung der Funktionen, deren Kenntnis zur Durchführung der skizzierten Rechnung erforderlich ist, ist z.Zt. jedoch prinzipiell nur auf empirischem Wege möglich. Die konkrete Durchführung dieser Bestimmung dürfte mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden sein. Die Rechnung selbst kann rationell nur mit Hilfe eines elektronischen Schnellrechners durchgeführt werden. Will man ein graphisches Bestimmungsverfahren entwickeln, so ist es notwendig, weitere Vereinfachungen zuzulassen.

Zunächst ist denkbar, den Funktionalanteil in Gl.(3. 2) zu vernachlässigen. Unter dieser Festlegung entwickelt sich jede Komponente ausschließlich nach ihren eigenen Gesetzen; die Wechselwirkung der Komponenten untereinander entfällt. Man erhält auf diese Weise das Prinzip der Seegangstheorie von J. DARBYSHIRE [1952] und von R. GELCI, H. CAZALÉ u. J. VASSAL [1957] (vgl. Abschn. IIC). Die Komponenten wandern auf gradlinigen Bahnen. Abb. 2 veranschaulicht das Prinzip der Komponentenentstehung und -wanderung. Die Entwicklung ihrer Intensitäten wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$(3. 3) \quad \frac{dE_T}{dt} = f_3 (E_T, T, U)$$

Im Gegensatz zu Gln. (3. 1), (3. 2) tritt hier die individuelle, d.h. auf die wandernde Komponente bezogene zeitliche Ableitung der Intensitätsdichte E_T auf. Die Funktion f_3 kann auf empirischem Wege bestimmt werden.

Die Wirkung des Funktionalanteils in Gl. (3. 2) kann auf folgende Weise anschaulich interpretiert werden: In jedem Punkt des Weg-Zeit-Feldes tritt eine Wechselwirkung zwischen den einzelnen Komponenten in der Weise auf, daß von denjenigen Komponenten, auf die hohe Intensitäten konzentriert sind, Energie zu denen fließt, welche geringe Intensitäten aufweisen. Für den Fall der Seegangsentstehung auf einer anfangs ruhigen Meeresoberfläche kann dieser komplexe Vorgang in einfacher Weise idealisiert werden, indem man sich vorstellt, daß anfangs nur eine einzige Komponente entsteht, die dann in Art einer Kettenreaktion zur Entstehungen weiterer Komponenten Anlaß gibt. Damit ist ein prinzipieller Weg gewiesen: Der Funktionalanteil in Gl. (3. 2) kann in bestimmter Weise berücksichtigt werden, indem man die Ursprungsgesetze für die einzelnen Komponenten geeignet modifiziert.

Betrachtet man die Anfachung von Windsee auf einer anfangs ruhigen Meeresoberfläche durch neu aufkommenden Wind, so muß man annehmen, daß die Periodenentwicklung bei sehr kleinen Perioden, d.h. praktisch bei $T = 0$ beginnt. Untersucht man dagegen die Weiterentwicklung von Dünung unter Windeinfluß, d.h. betrachtet man eine Seegangskomponente bestimmter, von null verschiedener Periode, so sind zwei Annahmen möglich:

"Beidseitige Komponentenentwicklung" -
es entstehen durch die erwähnte "Kettenreaktion" sowohl größere als auch kleinere Perioden.

"Einseitige Komponentenentwicklung" -
es entstehen nur größere Perioden.

Hier soll zunächst die Hypothese einseitiger Komponentenentwicklung gelten. Damit kann man die Periodenentwicklung durch folgende einfache Differentialgleichung beschreiben:

$$(3. 4) \quad \frac{dT}{dt} = f_4 (T, U)$$

Dabei gilt $f_4 \geq 0$. Nach der geschilderten Vorstellung entsteht, wenn der Vorgang einmal ausgelöst ist, jede Periode an einem bestimmten Ort x und zu einem bestimmten Zeitpunkt t . Diese Zusammenhänge sollen im Weg-Zeit-Diagramm betrachtet werden. Der Weg-Zeit-Punkt, an dem der Vorgang der Periodenentwicklung beginnt (d.h. an dem eine Komponente sehr kleiner Periode "entspringt" oder eine Dünungskomponente unter Windeinfluß tritt), wird in den Koordinatenursprung gelegt. Die Punkte, in denen nacheinander die Komponenten in der Reihenfolge zunehmender Perioden entstehen, bilden zusammen die "Periodenentwicklungskurve". Diese ist dadurch bestimmt, daß jede Komponente, bevor sie die nächstfolgende erzeugt, ein infinitesimal kleines Wegstück auf der Periodenentwicklungskurve mit der Energiegeschwindigkeit wandert, die ihrer Periode entspricht. Dieser Zusammenhang kann durch folgende Differentialgleichung beschrieben werden (vgl. Gln. (2. 17) und (2. 20)):

$$(3. 5) \quad \frac{dx}{dt} = \alpha T, \quad \alpha = 1,52 \text{ km}$$

Zu der Vorstellung über die Komponentenentstehung muß zur vollständigen Beschreibung der Vorgänge eine Vorstellung über die Erhaltung der Komponenten treten. Hier werden ebenfalls zwei Möglichkeiten genannt:

" Konservative Komponenten" -
jede einmal entstandene Komponente bleibt für die Folgezeit erhalten.

" Nichtkonservative Komponenten" -
jede Komponente geht nach Ablauf einer infinitesimal kleinen Zeitspanne in der nächstfolgenden auf.

Da es sich hier, wie bei allen diesen Veranschaulichungen, um Bilder handelt, die den tatsächlichen Vorgängen nur ungefähr entsprechen, ist schwer zu entscheiden, welche der beiden Vorstellungen realistischer sei.

Zunächst wird die Hypothese der nichtkonservativen Komponenten behandelt.

Aus der Kombination der Hypothese der "einseitigen Komponentenentwicklung" und der "nichtkonservativen Komponenten" wird in Abschn. III B ein konkretes Seegangsbestimmungsverfahren entwickelt. Wie dort nachgewiesen wird, entsprechen wesentliche Züge des neuen Verfahrens demjenigen von G. NEUMANN [1953]. Zur Entwicklung des Verfahrens ist es zunächst erforderlich, den durch das gewählte Prinzipiensystem nichtkonservativ gewordenen Begriff der "Wellenkomponenten" durch einen neuen konservativen Begriff zu ersetzen, dem der Name "Energiepaket" gegeben, und dem das Symbol ξ zugeordnet wird. Als Wellenkomponente wird nach internationaler Übereinkunft ein sinusförmiger Seegangsanteil mit einer festen Periode bezeichnet. In der hier entwickelten Vorstellung über die Seegangsentstehung existieren solche Wellenkomponenten nur für infinitesimal kleine Zeitspannen. Unter "Energiepaket" soll hier ein individueller Seegangsanteil verstanden werden, der durch eine zeitlich variable Periode T und durch eine ebenso zeitlich variable Intensität E_T (genauer: Intensitätsdichte) beschrieben wird. Die zeitliche Veränderung von T und E_T wird durch die Beziehungen der Gln. (3. 3) und (3. 4) beschrieben. Jeder Punkt eines Windfeldes im Weg-Zeit-Diagramm ist Ursprung eines Energiepaketes, welches an diesem Punkt mit den Anfangswerten T , $E_T = 0$ startet. Dünung, welche in ein Windfeld eintritt, entspricht einer Anzahl von Energiepaketen mit den Anfangswerten T_0 , E_{T0} . Der Seegang setzt sich an jedem Punkt des Weg-Zeit-Diagrammes aus einer Anzahl von Energiepaketen zusammen, die, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen, auf den Periodenentwicklungskurven wandern, welche durch Gl. (3. 5) beschrieben werden. Das Seegangsspektrum in einem bestimmten Punkt des Weg-Zeit-Diagramms wird durch die Funktionswerte $E_T(\xi)$ als Funktion von $T(\xi)$ beschrieben. Diese Beziehung gilt für einen bestimmten Wert T nur dann, wenn an dem betrachteten Weg-Zeit-Punkt ein Energiepaket vorhanden ist, dessen Periode diesen Wert aufweist. Für alle übrigen Werte T ist $E_T = 0$. Die in das Weg-Zeit-Diagramm Abb. 3 eingetragenen Perioden-

entwicklungskurven veranschaulichen das vorstehend diskutierte Prinzip der Periodenentwicklung.

Für alle Theorien, die den Seegang als Überlagerung individueller Anteile auffassen, gilt die Forderung, daß an einem bestimmten Weg-Zeit-Punkt keine zwei Anteile mit gleicher Periode auftreten dürfen. Diese Forderung muß aufgestellt werden, um eine eindeutige Zuordnung zwischen Periode und Intensitätsdichte sicherzustellen. Nach den gemachten Annahmen können zwei Anteile mit gleicher Periode nur an solchen Punkten des Weg-Zeit-Diagramms auftreten, in denen zwei Entwicklungskurven einander tangieren. Diese Periodenentwicklungskurven sind Lösungen des Systems von Differentialgleichungen Gln. (3. 4) und (3. 5). Ein Tangieren von Lösungskurven dieses Systems ist nur an solchen Stellen möglich, an denen die Funktion f_4 bestimmte singuläre Eigenschaften besitzt. Theoretische Gründe für die Annahme, daß f_4 Singularitäten besitzt, liegen nicht vor. Der Verlauf der Funktion f_4 wird aus rein empirischen Daten abgeleitet und ist nur approximativ zu bestimmen. Es darf daher angesetzt werden, daß f_4 eine reguläre Funktion ist.

Das hier diskutierte Prinzip der Periodenentwicklung steht in Widerspruch zu den Ergebnissen bestimmter auf nichtlinearer Grundlage durchgeführter theoretischer Untersuchungen, nach denen von einer Seegangskomponente hoher Intensitätsdichte Energie auf Komponenten sowohl größerer als auch kleiner Perioden übertritt (vgl. z.B. K. HASSELMANN [1960 b]). Dennoch wäre die zweite der angedeuteten Möglichkeiten über die Periodenentwicklung (s.o. "Beidseitige Komponentenentwicklung") realistischer. Wie Abb. 4 zeigt, können bei Verwendung dieses Prinzips sehr wohl zwei Periodenentwicklungskurven einander tangieren. Es besteht also hier die Notwendigkeit, die Eindeutigkeitsforderung durch besondere Zusatzannahmen zu erfüllen.

Wie in Abschn. III B nachgewiesen wird, stellt das Abbrechen der Spektren im langwelligen Teil für den Fall

nichtausgereifter Windsee konstanter Windstärke eine wesentliche Eigenart des dort im einzelnen erläuterten Bestimmungsverfahrens dar. Wie W.J. PIERSON jr., G. NEUMANN u. R.W. JAMES [1953] betonen, entspricht diese Eigenschaft nur in Annäherung den in der Natur herrschenden Verhältnissen. - Nicht senkrecht abbrechende Spektren erhält man, wenn man hinsichtlich der Komponentenerhaltung die Hypothese der "konservativen Komponenten" übernimmt. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich hinsichtlich der Periodenentwicklung das in Abb. 5 skizzierte Bild. Von den gekrümmten Periodenentwicklungskurven zweigen Tangenten ab. Auf diesen gradlinigen Bahnen wandern die einmal entstandenen Komponenten unter Beibehaltung ihrer Periode. Wie Abb. 5 zeigt, ist auch hier die Möglichkeit gegeben, daß zwei Komponentenwanderungskurven - nämlich eine gekrümmte Periodenentwicklungskurve und eine gerade Wanderungskurve - einander berühren. Die Eindeutigkeitsforderung ist also auch in diesem Fall unmittelbar nicht erfüllt.

Der Verfasser erhebt nicht den Anspruch, daß die Zusammenstellung von Prinzip-Systemen zur Konstruktion von Seegangsbestimmungsverfahren, welche hier diskutiert worden sind, vollständig sei. Hauptzweck der Untersuchung war es, Möglichkeiten aufzuzeigen, wie man von dem abstrakten Gleichungssystem über anschauliche Vorstellungen zu praktischen Methoden zur Lösung des Problems kommen kann.

III B Grundzüge des Verfahrens

In diesem Abschnitt wird das Seegangsbestimmungsverfahren in seiner praktischen Anwendung erläutert, das sich aus dem in Abschn. III A ausführlich behandelten "Prinzip der Energiepakete" ergibt. Die Berechnung der Seegangsdiagramme, die in diesem Abschnitt zur Erläuterung benutzt werden, wird in Abschn. III C diskutiert.

1. Seegangsbestimmung bei konstanter Windgeschwindigkeit

Wenn die Funktionen f_3 und f_4 in dem Gleichungssystem Gln.(3. 3), (3. 4), (3. 5) bekannt sind, so kann man das System unter Vorgabe der für neu aufkommende Windsee gültigen Anfangswerte T , x , $E_T = 0$ integrieren und erhält bestimmte Funktionen $T = f_5(t, U)$, $x = f_6(t, U)$ und $E_T = f_7(t, U)$. Bei der konkreten Rechnung wurde aus anderen Bestimmungsverfahren das Konzept übernommen, daß für bestimmte von U abhängige Andauerwerte t_g , genügend lange Windstreichlängen vorausgesetzt, der Zustand der ausgereiften Windsee praktisch erreicht ist. Nach Ablauf dieser Zeitspanne nehmen die Größen, welche die Windsee beschreiben, praktisch konstante Werte an. Der prinzipielle Verlauf der Kurve $T(t)$ für bestimmtes U liegt damit bereits fest: Die Kurve startet bei dem Wert $T = 0$, steigt für wachsende Werte t an, bis sie an der Stelle t_g den Wert T_{ig} erreicht; an dieser Stelle geht die Kurve in eine horizontale Gerade über. Abb. 6 zeigt die berechneten Kurven $T(t)$ für U -Werte im Abstand von 2 zu 2 Knoten. Tab. 1 gibt eine Übersicht über die zur Erreichung des Zustandes der ausgereiften Windsee erforderlichen Andauerwerte sowie über die sich für diesen Zustand ergebenden Perioden-Grenzwerte T_{ig} , der kennzeichnenden Wellenperiode $\tilde{T}_{1/3}$ und der kennzeichnenden Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$.

Tabelle 1

Seegangsdaten für ausgereifte Windsee

U	Windgeschwindigkeit	
t_g	Wirkdauer, die zur Ausbildung ausgereifter Windsee erforderlich ist	
T_{ig}	längste Periode	} in ausgereifter Windsee
$\tilde{T}_{1/3g}$	kennzeichnende Periode	
$\tilde{H}_{1/3g}$	kennzeichnende Wellenhöhe	

U	t_g	T_{ig}	$\tilde{T}_{1/3g}$	$\tilde{H}_{1/3g}$
[kn]	[Std]	[sec]	[sec]	[m]
8	3	4,4	2,8	0,21
10	5	5,5	3,5	0,34
12	8	6,6	4,2	0,52
14	10	7,7	4,9	0,73
16	13	8,8	5,6	0,98
18	17	9,9	6,3	1,3
20	20	11,0	7,0	1,6
22	25	12,1	7,7	2,0
24	30	13,2	8,4	2,5
26	36	14,3	9,1	2,9
28	41	15,4	9,8	3,5
30	47	16,4	10,5	4,1
32	54	17,5	11,2	4,7
34	61	18,6	11,9	5,4
36	68	19,7	12,6	6,1
38	75	20,8	13,3	6,9
40	82	21,9	14,0	7,7
42	90	23,0	14,7	8,6
44	97	24,1	15,4	9,6
46	104	25,2	16,1	10,6
48	112	26,3	16,8	11,7
50	119	27,4	17,5	12,8

U	t_g	T_{ig}	$\bar{T}_{1/3g}$	$\bar{H}_{1/3g}$
[kn]	[Std]	[sec]	[sec]	[m]
52	126	28,5	18,2	14,0
54	134	29,6	18,8	15,2
56	141	30,8	19,6	16,5
58	148	31,8	20,2	17,9
60	155	32,9	20,9	19,3

Aus dem Verlauf der Kurven $T(t)$ und der Beziehung Gl. (3. 5) ergibt sich eine Aussage über den Verlauf der Kurven $x(t)$ für bestimmtes U . Die Kurven starten mit zur t -Achse horizontaler Tangente, sind für $t < t_g$ stets nach oben konkav und gehen für $t \geq t_g$ in Geraden über. Abb. 7 zeigt den berechneten Verlauf der Kurven für $t < t_g$.

Die berechneten Intensitäten E_T für bestimmtes U wurden nicht als Funktion von t , sondern in einem T - E_T -Diagramm gegen die Funktion $T(t)$ aufgetragen. Auf diese Weise erhält man nach einer entsprechenden Feststellung in Abschn. III A die Spektralverteilung für ausgereifte Windsee für das betreffende U . Das Spektrum wird erhalten für den Periodenbereich von $T = 0$ bis $T = T_{ig}$. T_{ig} ist die längste Periode von praktischer Bedeutung in der Spektralverteilung für die ausgereifte Windsee. - Der Verlauf der berechneten Kurven wird bei der Behandlung der Seegangsbestimmung für variable Windstärke besprochen.

Abb. 8 zeigt als Beispiel das Weg-Zeit-Diagramm für ein festliegendes Windfeld der konstanten Windgeschwindigkeit $U = 24$ kn. Der Luvrand des Windfeldes entspricht dem Wert $x = 0$, der Zeitpunkt des Aufkommens des Windes dem Wert $t = 0$. Der Punkt, an dem die Windsee bestimmt werden soll, ist vom Luvrand des Windfeldes 440 sm entfernt; zum Zeitpunkt der Bestimmung sind seit dem Aufkommen des Windes 30 Std vergangen. Durch diese Angaben

ist im Weg-Zeit-Diagramm der Bestimmungspunkt P festgelegt. Es ist für die Seegangbestimmung ohne Bedeutung, ob das Windfeld sich über den Beobachtungspunkt hinaus noch weiter nach Lee erstreckt, und ob es nach dem Beobachtungszeitpunkt noch länger besteht. In Abb. 8 sind die Periodenentwicklungskurven derjenigen Energiepakete eingetragen, die im Punkt P zusammenlaufen. Diese Kurven wurden aus der in Abb. 7 enthaltenen Bahnkurve für $U = 24$ kn bestimmt. Die Abb. 7 enthält Perioden-Isolinien, deren Schnittpunkte mit den Bahnkurven die Punkte angeben, an denen die Energiepakete auf ihrer Wanderung bestimmte Perioden-Werte erreicht haben. Um nun z.B. die Bahn desjenigen Energiepaketes zu bestimmen, welches den Punkt P mit der Periode $T = 11$ sec erreicht, unterlegt man die Abb. 7 achsenparallel dem Weg-Zeit-Diagramm Abb. 8, und zwar so, daß der Schnittpunkt der Isolinie $T = 11$ sec mit der Bahnkurve $U = 24$ kn in Abb. 7 sich mit dem Punkt P der Abb. 8 deckt. Dann überträgt man das Stück der Bahnkurve von dem Koordinatenursprung bis zum Schnittpunkt mit der Isolinie $T = 11$ sec auf Abb. 8. Das Abbild des Koordinatenursprungs der Abb. 7 ergibt in Abb. 8 den "Ursprung" des diskutierten Energiepaketes. An diesem Punkt ist das Paket mit der Anfangsperiode $T = 0$ gestartet. Der Ursprungspunkt wird mit U_{11} bezeichnet.

Theoretisch muß man zur Bestimmung des Seegangs für sehr viele Energiepakete das soeben geschilderte Verfahren durchführen. Für praktische Zwecke wurde festgelegt, daß am Punkt P nur Energiepakete mit ganzzahligen Periodenwerten untersucht werden sollen. Wenn man das Seegangsspektrum auf diese Weise approximativ bestimmt, erhält man streng genommen nicht Werte der Intensitätsdichte, sondern die Gesamtintensitäten schmaler Spektralbänder der Bandbreite 1.

Nach dieser Festlegung sind in dem vorliegenden Falle die Energiepakete zu untersuchen, welche am Punkt P ganzzahlige Periodenwerte von 1 bis 13 sec aufweisen. $T = 13$ sec ist die längste ganzzahlige Periode, die unter der Windgeschwindigkeit 24 kn erreicht werden kann. Wie die Untersuchung zeigt, liegen die Ursprünge U_1 bis U_{13} der Wande-

rungskurven aller untersuchten Energiepakete innerhalb des durch das Weg-Zeit-Diagramm beschriebenen Windfeldes. Folglich sind alle Energiepakete beim Punkt P vorhanden; die Windsee ist ausgereift. Die zugehörige Spektralverteilung, d.i. das Spektrum für die ausgereifte Windsee für $U = 24$ kn, wird durch die durch den Koordinatenursprung verlaufende Kurve in Abb. 40 (s. Anlage) wiedergegeben.

Der Arbeitsaufwand, welcher zur Bestimmung der beim Punkt P existenten Energiepakete erforderlich ist, braucht für den Fall $U = \text{const}$ für jedes U nur einmal geleistet zu werden. Das Ergebnis ist ein "Perioden-Entwicklungs-Diagramm". Für $U = 24$ kn ergibt sich das Diagramm Abb. 34 (s. Anlage). In dieser Darstellung weist die Zeitachse nach links, die Wegachse nach unten. Der Koordinatenursprung entspricht dem Punkt P in Abb. 8. Die in Abb. 8 erarbeiteten Periodenwanderungskurven für die beim Punkt P auftretenden Energiepakete mit den Perioden zwischen 1 und 13 sec einschließlich der Ursprünge U_1 bis U_{13} wurden in Abb. 34 eingetragen. Die Kurve, welche die Punkte U_1 bis U_{13} miteinander verbindet, wird als "Ursprungskurve" bezeichnet. Auf den Periodenwanderungskurven wurden für später zu diskutierende Zwecke die Punkte markiert, an denen die Energiepakete bestimmte ganzzahlige Periodenwerte erreicht haben. - In der gleichen Weise, wie hier für Abb. 34 beschrieben, wurden Periodenentwicklungsdiagramme für Windgeschwindigkeiten zwischen $U = 10$ kn und $U = 60$ kn in Abständen von 2 zu 2 kn konstruiert. Abbildungen der Diagramme für $U = 16, 32, 38$ und 60 kn finden sich in der Anlage (Abb. 33, 35, 36, 37).

Mit dem Periodenentwicklungsdiagramm Abb. 33 geschieht die Bestimmung der beim Punkt P anwesenden Energiepakete in dem Beispiel Abb. 8 auf folgende Weise: Abb. 34 wird der Abb. 8 achsenparallel so untergelegt, daß der Koordinatennullpunkt von Abb. 34 mit dem Punkt P in Abb. 8 zusammenfällt. Es wird festgestellt, welche Ursprungspunkte aus Abb. 34 innerhalb des Weg-Zeit-Wind-

feldes in Abb. 8 liegen. Die entsprechenden Energiepakete sind beim Punkt P vorhanden. In diesem Fall ergibt sich wie oben, daß sämtliche Energiepakete vorhanden sind; die Windsee ist ausgereift.

2. Bedeutung von Wirkdauer und Wirklänge

In Abb. 9 ist ein Windfeld mit sehr großer Länge, aber kleiner Winddauer dargestellt. Die Windgeschwindigkeit betrage wieder $U = 24$ kn. Durch Unterlegen des Periodenentwicklungsdiagramms Abb. 34 (wie beim Vorbeispiel besprochen) stellt man in Abb. 9 fest, daß das mit der Periode $T = 11$ sec den Punkt P erreichende Energiepaket zu der Zeit $t = 0$ entspringt. Alle Energiepakete mit kleineren Perioden sind beim Punkt P ebenfalls vorhanden. Energiepakete mit längeren Perioden können in dem Windfeld aufgrund des kleinen Andauerwertes nicht entstehen. Der Seegang beim Punkt P ist "andauerbegrenzt". Die zugehörige Spektralverteilung ergibt sich aus der gleichen Kurve wie beim Vorbeispiel. Gemäß der im Vorabschnitt gegebenen Vorschrift reicht das Spektrum in diesem Falle jedoch nur bis zur Grenzperiode $T_1 = 11$ sec. An dieser Stelle fällt das Spektrum steil zum Wert $E_T=0$ hin ab.

Das im langwelligen Teil auftretende Abbrechen der Spektren nicht-ausgereifter Windsee findet sich in genau gleicher Weise in der Spektraltheorie von G. NEUMANN [1953]. Nach W.J. PIERSON jr., G. NEUMANN u. R.W. JAMES [1953] ist dieses senkrechte Abbrechen jedoch nicht streng zu verstehen. Die zitierten Autoren sind der Ansicht, daß man, um eine realistische Spektralverteilung zu erhalten, das zunächst erhaltene Spektrum im Bereich des Abbrechens abrunden bzw. glätten muß. Die Glättung soll so vorgenommen werden, daß die ursprüngliche Fläche unter dem Spektrum erhalten bleibt (vgl. die Skizze Abb. 10). Die Autoren unterscheiden entsprechend der gegebenen Vorschrift zwischen der Grenzperiode T_1 , an der das ursprüngliche Spektrum abbricht, und der längsten Periode von praktischer Bedeutung im geglätteten Spektrum T_L ; es ist stets $T_L \geq T_1$. - Zur Beschreibung der

Windsee sind vor allem die kennzeichnenden Wellengrößen $\tilde{H}_{1/3}$ und $\tilde{T}_{1/3}$ von Bedeutung. $\tilde{H}_{1/3}$ wird durch den Effekt des Abrundens nicht beeinflusst. $\tilde{T}_{1/3}$ läßt sich in Annäherung aus der noch zu diskutierenden Formel Gl. (3. 6) berechnen. Danach ist $\tilde{T}_{1/3}$ eine Art gewogener Mittelwert über alle Perioden im Spektrum, wobei das Gewicht für jede Periode durch die Spektralverteilung gegeben wird. Wie Abb. 10 zeigt, werden durch die Glättung die Intensitäten zu einigen zu T_1 benachbarten Perioden im ursprünglichen Spektrum gemindert; andererseits treten aber zusätzlich einige noch längere Perioden im Spektrum auf. Diese beiden Effekte gleichen sich bei der Berechnung des gewogenen Mittelwertes z.T. aus. Man kann daher annehmen, daß $\tilde{T}_{1/3}$ durch den Effekt der Glättung nur unwesentlich beeinflusst wird. Es ist daher festzustellen, daß, solange bei Seegangsbestimmungen nur die kennzeichnenden Wellengrößen $\tilde{H}_{1/3}$ und $\tilde{T}_{1/3}$ von Bedeutung sind, die Durchführung einer Glättung nicht notwendig ist. In Fällen, wo die Form des Spektrums interessiert, muß die Glättung durchgeführt werden. In der zu Beginn dieses Absatzes zitierten Veröffentlichung finden sich konkrete Vorschriften für diese Operation. Für variables U ist, wie weiter unten ausgeführt wird, eine Glättung nicht erforderlich.

Abb. 11 zeigt entsprechend den vorausgegangenen Beispielen ein im Weg-Zeit-Diagramm dargestelltes festliegendes Windfeld. In diesem Fall sind sowohl die Länge des Feldes als auch seine zeitliche Andauer begrenzt. Es sei, wie vorher, $U = 24$ kn. Durch Anwendung des Periodenbestimmungsdiagramms Abb. 34 stellt man fest, daß die Windsee im Punkte P in diesem Fall fetchbegrenzt ist. Das Energiepaket längster Periode im Punkte P ($T_1 = 10$ sec) entsteht auf dem Luvrand des Windfeldes, der in Abb. 11 mit der Zeitachse ($x = 0$) zusammenfällt. Alle Energiepakete kleinerer Periode sind beim Punkt P vorhanden, da ihre Ursprünge innerhalb des Windfeldes liegen. Nach der Bestimmung des Periodenbereiches wird die Spektralverteilung wie in den vorangegangenen Beispielen ermittelt.

Festliegende Windfelder mit fetch- oder andauerbegrenzter Windsee stellen spezielle Fälle dar, welche mit Hilfe einfacherer Diagramme behandelt werden können (vgl. z.B. W.J. PIERSON jr., G. NEUMANN u. R.W. JAMES [1953]). Mit Hilfe der Hypothese der Energiepakete kann jedoch auch die Windsee in einem solchen Windfeld behandelt werden, das im Weg-Zeit-Diagramm als ein unregelmäßig begrenzter Bereich erscheint. Abb. 12 zeigt ein solches Windfeld. Es sei wieder $U = 24 \text{ kn} = \text{const}$ angesetzt. Die Lage des Punktes P im Weg-Zeit-Diagramm ist hier willkürlich gewählt. Im praktischen Fall würde die T-Achse durch die Angabe der Tage und Uhrzeiten festgelegt sein, die x-Achse durch Zuordnung in dem linearen Fetch (s.u.: Bestimmung der Windgeschwindigkeit). - In dem gewählten Beispiel stellt man durch die Benutzung des Diagramms Abb. 34 fest, daß die Energiepakete aller Perioden bis einschließlich der Periode $T_1 = 12 \text{ sec}$ beim Punkt P vorhanden sind. Die Form des Windfeldes im Beispiel Abb. 12 wurde absichtlich so gewählt, daß man erkennen kann, daß die bisher gegebene Vorschrift zur Windseebestimmung auch für den Fall $U = \text{const}$ einer Erweiterung bedarf. Die Wanderungskurve für das Energiepaket mit der Periode $T_1 = 12 \text{ sec}$ verläuft in einem längeren Abschnitt hart am Rande des Windfeldes. Eine andere Form des Windfeldrandes hätte u.U. zur Folge gehabt, daß das untersuchte Energiepaket zumindest vorübergehend aus dem Windfeld ausgetreten wäre. In diesem Fall hätte die Windsee beim Punkt P nach den Vorschriften bestimmt werden müssen, welche anschließend für den Fall variabler Windgeschwindigkeit gegeben wird.

3. Diagramme für variable Windgeschwindigkeit

Wenn die Windsee in einem Windfeld variabler Windgeschwindigkeit zu untersuchen ist, so wird der entsprechende Bereich im Weg-Zeit-Diagramm in Teilbereiche aufgegliedert, in denen $U = \text{const}$ angesetzt wird. Man erhält auf diese Weise eine Anzahl von Teilbereichen mit diskreten U-Werten. Gebiete mit Windstille oder mit vernachlässigbar schwachen Winden ergeben dabei einen Teilbereich mit der Windgeschwindigkeit $U = 0$. Die Entwicklung der Energiepakete wird in dem

auf die geschilderte Weise approximierten Windfeld untersucht.

Durch die beschriebene Approximationsoperation wird der Fall variabler Windgeschwindigkeit auf den Fall $U = \text{const}$ zurückgeführt. Ein Energiepaket, das in einem bestimmten Teilbereich entstanden ist, wird auf seiner Wanderung schließlich dessen Rand erreichen und in einen anderen Teilbereich übertreten. Es wird angenommen, daß es zum Zeitpunkt des Übertretens die Periode T_0 und die Intensität E_{T_0} erreicht hat. In dem neuen Teilbereich vollzieht sich, beginnend bei den Werten T_0, E_{T_0} , das Wachstum der Periode und der Intensität des betrachteten Energiepaketes nach anderen, der neuen Windgeschwindigkeit entsprechenden Gesetzen.

Theoretisch stellt sich die Aufgabe, die Differentialgleichungen Gl. (3. 3), (3. 4), (3. 5) unter Zugrundelegung der von Null verschiedenen Anfangswerte T_0, E_{T_0} zu lösen. Als Ergebnis erhält man die Lösungsfunktionen $T = f_8(T_0, t, U)$, $x = f_9(T_0, t, U)$ und $E_T = f_{10}(E_{T_0}, T_0, t, U)$, deren Eigenschaften nachfolgend diskutiert werden.

Zunächst sei die Entwicklung der Periode besprochen. Nach Gl. (3. 4) hängt für bestimmtes konstantes U die Zunahme der Periode pro Zeiteinheit allein von dem Momentanwert der Periode ab. Aus dieser Tatsache ergibt sich eine wesentliche Folgerung, die man am besten an einem Beispiel erkennt: Es wird die Periodenentwicklung zweier Energiepakete betrachtet, wobei bei dem ersten die Anfangsperiode Null, bei dem zweiten eine Anfangsperiode $T_0 > 0$ zugrunde gelegt wird. Das erste Energiepaket entwickelt sich nach den bekannten Gesetzen für konstante Windstärke zunächst bis zu der Periode $T = T_0$ und dann, da für die weitere Entwicklung T_0 als Ausgangswert gilt, nach exakt den gleichen Gesetzen wie das zweite Energiepaket. Die Entwicklungskurven sind also von der Stelle T_0 an miteinander identisch. Demnach beschreibt die dem gegebenen Wert U

entsprechende Entwicklungskurve in Abb. 6, die bisher nur für neu entspringende Energiepakete angewendet worden ist, die Periodenentwicklung auch für Pakete mit von Null verschiedenem Anfangswert T_0 . Die Entwicklung des betreffenden Paketes beginnt bei dem Punkt der Entwicklungskurve, der dem Wert $T = T_0$ entspricht, d.h. bei dem Schnittpunkt der Entwicklungskurve mit der Isolinie $T = T_0$. - Da die Neigung der Wanderungskurven der Energiepakete im Weg-Zeit-Diagramm nach Gl. (3. 5) nur von der Periode T abhängt, gilt die genau entsprechende Aussage auch für die Wanderungskurven der Abb. 7. Die aus dieser Darstellung abgeleiteten Perioden-Entwicklungsdiagramme Abb. 33 bis 37 sind daher auch für variable Windgeschwindigkeit verwendbar.

Die Entwicklung der Intensität eines Energiepaketes ist außer von dem Anfangswert der Intensität E_{T_0} auch noch von dem Anfangswert der Periode T_0 abhängig. Daher gilt die einfache, im Vorabsatz für T und x nachgewiesene Gesetzmäßigkeit für E_T nicht. Man erhält vielmehr als Lösung der Gl. (3. 3) für beliebige Kombinationen von Anfangswerten T_0, E_{T_0} in einem T - E_T -Koordinatensystem eine den ganzen Quadranten überdeckende Schar von Lösungskurven. Die Darstellung einer solchen Kurvenschar sei im folgenden als Intensitätsentwicklungsdiagramm bezeichnet. Als Beispiel wird das Diagramm für $U = 24$ kn (Abb. 40, s. Anhang) betrachtet. Zum qualitativen Verständnis des Kurvenverlaufs, dessen Berechnung in Abschnitt III C beschrieben wird, sei folgende Überlegung angestellt:

Man muß annehmen, daß die Spektralverteilung ausgereifter Windsee für $U = \text{const}$ eine Art Gleichgewichtszustand der Windsee beschreibt. Ein Seegang mit beliebigem Spektrum, der sehr lange Zeit unter Einfluß einer bestimmten konstanten Windstärke steht, wird sich so verändern, daß die dieser Windstärke entsprechende Gleichgewichts-Spektralverteilung asymptotisch angenähert wird. Demnach verläuft die Intensitätsentwicklung von Energiepaketen beliebiger Anfangsintensität auf Kurven, welche die Spektralkurve für $U = \text{const}$, d.h. die durch den Koordinatenursprung verlaufende Kurve des betreffenden Intensitätsentwicklungsdiagramms asympto-

tisch approximieren. Nimmt man ferner an, daß die "Geschwindigkeit" der Approximation der betrachteten Entwicklungskurve dem Abstand von der Gleichgewichtskurve proportional ist, so kommt man zu dem Schluß, daß je zwei Kurven im Intensitätsentwicklungsdiagramm von links nach rechts konvergieren müssen.

Diese Überlegung wird ergänzt durch die Betrachtung der Verhältnisse in einigen Punkten der Entwicklungsdiagramme. Abb. 13 gibt einen Ausschnitt des als Ganzes nicht dargestellten Diagramms für $U = 28$ kn wieder, in den für einen weiter unten zu diskutierenden Zweck die Gleichgewichtskurve für $U = 20$ kn eingetragen wurde. In diesem Diagramm werden drei Punkte hervorgehoben, denen die Intensitätsdichte $E_T = 1600$ [$\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$] und die Perioden $T = 1$ sec, $T = 6$ sec, $T = 12$ sec zukommen. Der Fall $T = 6$ sec beschreibt ein Energiepaket, das einem Seeganganteil entspricht, der unter Windeinfluß kräftig angefacht wird. Die Intensität dieses Energiepaketes wächst also an. Das Energiepaket mit $T = 12$ sec entspricht einem langen, als "dünungsartig" anzusprechenden Seeganganteil. Nach vielfach vertretener Ansicht (vgl. z.B. die in Abschn. II B zitierte Untersuchung von H.U. SVERDRUP u. W.H. MUNK [1947]) wirkt der Windeinfluß auf sehr lange Wellen dämpfend. Dem entspricht die Intensitätsabnahme des betrachteten Energiepaketes. Der Fall mit $T = 1$ sec entspricht schließlich einer kurzen steilen See, die für das betreffende U wesentlich zuviel Intensität aufweist. Auch hier erhält man eine in diesem Fall überwiegend durch Turbulenz und Überbrechen bewirkte Intensitätsabnahme.

Intensitäts-Entwicklungsdiagramme wurden nach einem in Abschn. III C erläuterten Verfahren für Windgeschwindigkeiten zwischen $U = 10$ kn und $U = 60$ kn in Abständen von 2 zu 2 kn berechnet. Als Beispiele wurden die Diagramme für $U = 16, 24, 32, 38, 60$ kn dargestellt (Abb. 39 bis 43, s. Anlage).

Unter bestimmten Umständen kann ein Teilbereich konstant angesetzter Windstärke von Energiepaketen mit einer Periode T durchlaufen werden, die größer ist als die der betreffenden Windgeschwindigkeit entsprechende längste Periode in der ausgereiften Windsee T_{ig} . Diese einem dünungsartigen Seegangsanteil entsprechenden Energiepakete stellen ein besonderes Problem dar. Hat ein Energiepaket zunächst kleinerer Periode in einem solchen Teilbereich schließlich die Periode T_{ig} erreicht, so bleiben anschließend Periode und Intensität des Paketes konstant. Als vorläufige Festlegung wird angesetzt, daß dieser Sachverhalt auch dann gelten soll, wenn die Intensität des betrachteten Energiepaketes nicht gleich der Gleichgewichtsintensität ist. In Konsequenz dieser Festlegung muß die gleiche Gesetzmäßigkeit auch für solche Energiepakete angenommen werden, die den betrachteten Teilbereich mit einer Periode $T > T_{ig}$ durchlaufen; d.h. auch in diesem Fall ändern sich T , E_T nicht. Diese Festlegung entspricht überdies im Prinzip der allgemein vertretenen Ansicht, daß die Intensitätsabnahme pro Zeiteinheit eines dünungsartigen Seegangs unter Windeinfluß zwar eine steigende Funktion der Wellenhöhe, aber eine fallende Funktion der Wellenperiode ist. - Die erläuterte Festlegung ist jedoch insofern unbefriedigend, als sich im Falle hoher und langer Dünung eine Diskontinuität ergibt. In dem Diagramm für $U = 24$ kn (Abb. 40) muß man sich z.B. nach der soeben formulierten Vorschrift alle Kurven für den Periodenwert $T_{ig} = 13$ sec horizontal abknickend denken. Die Schärfe dieses Abknickens wächst, je größer E_T ist. Wie später gezeigt wird, wirkt sich die besprochene Diskontinuität bei der praktischen Anwendung des Verfahrens aus; das Bestimmungsverfahren ist daher an dieser Stelle verbesserungsbedürftig. - Für $U = 0$ wird in Konsequenz der bisher getroffenen Festsetzungen angenommen, daß Periode und Intensität der Energiepakete nicht beeinflußt werden. Die Pakete wandern danach auf Geraden, deren Neigung ihrer Periode entspricht. Abb. 38 stellt das Wanderungsdiagramm für $U = 0$ dar. Tab. 2 (s. Anhang) gibt für U -Werte im Abstand von 2 zu 2 kn die Energiepakete kleinster (ganzzahliger) Periode an, welche den betreffenden Teilbereich ohne Veränderung durchlaufen.

An Hand eines Beispiels wird im folgenden demonstriert, wie im Falle variabler Windgeschwindigkeit die Seegangsbestimmung durchzuführen ist. Das angenommene Windfeld ist in Abb. 14 dargestellt. Es enthält einen Teilbereich mit $U = 20$ kn und einen eingelagerten Teilbereich mit $U = 28$ kn. Außerhalb dieser Teilbereiche wird Windstille angenommen. Im Weg-Zeit-Diagramm hat der Bestimmungspunkt P die Koordinaten $t = 45$ Std, $x = 800$ sm. Die t-Achse, welche dem Wert $x = 0$ entspricht, kann z.B. mit einer fetchbegrenzenden Küste identifiziert werden. Die angenommenen Verhältnisse treten in dieser Größenordnung z.B. im Falle von Seegangsbestimmungen beim atlantischen Wetterschiff "C" auf, wenn bei der Windrichtung WNW die Ostküste Labradors fetchbegrenzend wirkt (vgl. z.B. Abb. 20, die die Wetterlage zu einer in Abschn. IV B durchgeführten Seegangsbestimmung zeigt). - Das Verfahren zur Bestimmung des Seegangs ist grundsätzlich das gleiche wie bisher. Es werden nacheinander eine Reihe von Energiepaketen verschiedener ganzzahliger Periode zunächst hypothetisch als beim Punkt P auftretend angenommen. Die Entwicklungsbahn eines jeden Paketes wird rückwärts verfolgt, und es wird festgestellt, ob der Ursprung des Paketes innerhalb des Windfeldes liegt. Ist dies der Fall, so ist das Energiepaket beim Punkt P vorhanden. Nach praktischer Durchführung einiger Seegangsbestimmungen wird man sehr bald abschätzen können, welche Energiepakete in einem bestimmten Fall auf ihre Existenz hin geprüft werden müssen. - Nachdem alle in Frage kommenden Energiepakete auf ihr Auftreten beim Punkt P hin untersucht und die Entwicklungsgeschichten der existenten Pakete in noch festzulegender Weise beschrieben worden sind, kann anschließend die Intensität jedes einzelnen Energiepaketes, d.h. die Spektralverteilung beim Punkt P bestimmt werden.

Der Punkt P in Abb. 14 liegt innerhalb des Teilbereiches $U = 20$ kn. Daher wurde zunächst das (in dieser Arbeit nicht dargestellte) Periodenentwicklungsdiagramm für $U = 20$ kn angewendet. Es wurde, wie bereits bei früheren Beispielen geschehen, achsenparallel unter die Abb. 14

geschoben, und zwar so, daß der Punkt P der Abb. 14 über dem Koordinatenursprung des Entwicklungsdiagramms zu liegen kam. Es stellte sich heraus, daß die Ursprungspunkte U_5 bis U_9 innerhalb des Teilbereichs $U = 20$ kn liegen. Die Ursprungspunkte U_1 bis U_4 wurden aus Raummangel nicht in das Diagramm für $U = 20$ kn eingetragen; sie liegen ebenfalls innerhalb des genannten Teilbereiches. Die Energiepakete mit den Perioden $T = 1$ sec bis $T = 9$ sec sind also beim Punkt P vorhanden, und sie entspringen innerhalb des Teilbereiches $U = 20$ kn. Diese Energiepakete seien im folgenden mit ζ_1 bis ζ_9 bezeichnet. Entsprechende Bezeichnungen gelten für die Energiepakete höherer Periode.

Die mit U_{10} gekennzeichnete Entwicklungskurve für das Energiepaket ζ_{10} reicht in den Teilbereich $U = 28$ kn hinein.

ζ_{10} kann also nicht im Teilbereich $U = 20$ kn entstanden sein, sondern müßte im Falle seiner Existenz mit etwa $T_0 = 6$ sec aus dem Teilbereich $U = 28$ kn in den Teilbereich $U = 20$ kn übergetreten sein. Es sei bemerkt, daß der 6-sec-Punkt tatsächlich noch im Teilbereich $U = 20$ kn liegt; es ist also T_0 etwas kleiner als 6 sec. Im Rahmen der angestrebten Genauigkeit ist es jedoch ausreichend, wenn der nächstgelegene Punkt auf der Entwicklungskurve, in dem ein ganzzahliger Periodenwert erreicht ist, als Übertrittspunkt angesehen wird. Diese Festlegung gilt entsprechend für die folgende Betrachtung.

Der 6-sec-Punkt der mit U_{10} bezeichneten Entwicklungskurve in dem Periodenentwicklungsdiagramm für $U = 20$ kn wurde in Abb. 14 markiert. Sodann wurde das Diagramm für $U = 20$ kn entfernt und das (in dieser Arbeit ebenfalls nicht dargestellte) Periodenentwicklungsdiagramm für $U = 28$ kn achsenparallel so unter die Abb. 12 geschoben, daß der Koordinatenpunkt unter den soeben markierten 6-sec-Punkt in Abb. 14 zu liegen kam. Im Falle der Existenz des Energiepaketes ζ_{10} beim Punkt P müßte dieses den markierten 6-sec-Punkt mit der Periode $T = 6$ sec passiert haben. Seine Bahn muß daher auf der mit U_6 gekennzeichneten Wanderungskurve im Entwicklungsdiagramm für $U = 28$ kn weiter rückwärts verfolgt werden.

Man erkennt, daß der Ursprungspunkt U_6 innerhalb des Gebietes $U = 28$ kn liegt. Dieser Punkt wurde in Abb. 14 entsprechend seiner Bedeutung mit U_{10} bezeichnet. Die Existenz des Energiepaketes ξ_{10} beim Punkt P ist damit nachgewiesen. ξ_{10} entspringt im Teilbereich $U = 28$ kn und tritt mit der Periode $T = 6$ sec in das 20 kn Gebiet über.

Die Einzelheiten in der Entwicklung der Energiepakete sind für die später durchzuführende Berechnung des Spektrums beim Punkt P wichtig. Sie müssen daher in einer Übersicht nach Art der Tab. 3 zusammengefaßt werden. (Tab. 3 s.S. 90). In Tab. 3 sind für jedes Energiepaket drei Zeilen vorgesehen, in die bestimmte T -, U - und E_T -Werte eingetragen werden. In die erste Spalte der Tabelle wird die Periode eingetragen, mit welcher das betreffende Energiepaket beim Punkt P auftritt. Dieser Periodenwert wird in der Tabelle mit T_p bezeichnet. Man betrachte zunächst die Zeile für das Energiepaket ξ_{10} mit der Periode $T_p = 10$ sec. In Spalte 2 wurden die Eigenschaften dieses Energiepaketes beim Übertritt von dem Teilgebiet $U = 28$ kn in das Teilgebiet $U = 20$ kn eingetragen. Im einzelnen wurden die beim Übertritt erreichte Periode ($T = 6$ sec) und die Windgeschwindigkeit des Gebietes angegeben, aus dem das Energiepaket in ein neues Gebiet übertritt ($U = 28$ kn). Die dritte Zeile ist für die später durchzuführende Eintragung des E_T -wertes vorgesehen. - Wäre das betrachtete Energiepaket noch mehrmals in ein neues Teilgebiet übergetreten, so wären die Eigenschaften an den Übertrittsstellen in den nachfolgenden Spalten vermerkt worden. Schließlich wurde in der nächstanschließenden Spalte die Periode, mit der das Energiepaket beim Punkt P ankommt ($T = 10$ sec), und die Windgeschwindigkeit des Bereiches vermerkt, die das Paket in der letzten Phase seiner Entwicklung durchläuft ($U = 20$ kn). Die dritte Zeile ist wieder für die zugehörige E_T -Angabe vorgesehen. Im Falle des Energiepaketes ξ_{10} stehen die zuletztgenannten Angaben in Spalte 3. Für die Energiepakete ξ_1 bis ξ_9 , die nicht in ein neues Gebiet übergetreten sind, stehen die Eigenschaften, die sie bei ihrer Ankunft am Punkt P aufweisen, bereits in Spalte 2.

Entwicklung und Eigenschaften der Energiepakete für ein ausgewähltes Beispiel (s. dazu Text s.S. 82 bis 95 sowie Abbn. 14 u. 15)

	1 T_p	2	3	4 E_T
T U E_T	1	1 20 10		10
T U E_T	2	2 20 50		50
T U E_T	3	3 20 170		170
T U E_T	4	4 20 320		320
T U E_T	5	5 20 480		480
T U E_T	6	6 20 570		570
T U E_T	7	7 20 570		570
T U E_T	8	8 20 470		470
T U E_T	9	9 20 350		350
T U E_T	10	6 28 1210	10 20 270	270
T U E_T	11	11 28 1610		1610
T U E_T	12	12 28 1320		1320
T U E_T	13	7 20 570	13 28 970	970

Die Energiepakete mit der Periode $T > 11\text{sec}$ verändern sich, wie Tab. 2 angibt, im Teilbereich $U = 20\text{ kn}$ nicht mehr. Sie müßten also, falls sie existieren, im Teilbereich $U = 28\text{ kn}$ entstanden sein und den Teilbereich $U = 20\text{ kn}$ auf gradlinigen Bahnen durchwandert haben. Es sind die Energiepakete ξ_{11} bis ξ_{15} zu prüfen; Pakete längerer Periode können auch im Teilbereich $U = 28\text{ kn}$ nicht entstehen. - Zur Festlegung der Bahnen dieser Pakete im Teilbereich $U = 20\text{ kn}$ wurde, nach Entfernung des Periodenentwicklungsdiagramms $U = 28\text{ kn}$, das Diagramm Abb. 38 achsenparallel so unter die Abb. 14 geschoben, daß der Koordinatenursprung der Abb. 38 mit dem Punkt P in Abb. 14 zusammenfiel. Durch Betrachtung der gradlinigen Bahnen für die Periodenwerte $T = 11\text{sec}$ bis $T = 15\text{sec}$ im Teilbereich $U = 20\text{ kn}$ wurden die Punkte festgestellt, an denen die Energiepakete ξ_{11} bis ξ_{15} im Falle ihrer Existenz aus dem Teilbereich $U = 28\text{ kn}$ in den Teilbereich $U = 20\text{ kn}$ übergetreten sein müßten. Diese Punkte wurden markiert, und das Diagramm Abb. 38 wurde wieder entfernt.

Das Energiepaket ξ_{11} müßte im Falle seiner Existenz den Punkt des Übertretens in den Teilbereich $U = 20\text{ kn}$ bereits mit der Periode $T = 11\text{sec}$ erreichen. Zur Feststellung seiner Bahn im Teilbereich $U = 28\text{ kn}$ wurde das Periodenentwicklungsdiagramm $U = 28\text{ kn}$ so unter die Abb. 14 geschoben, daß der Koordinatenursprung unter dem soeben genannten Übertrittspunkt (in Abb. 14) zu liegen kam. Die mit U_{11} bezeichnete Kurve im Diagramm $U = 28\text{ kn}$ gibt die Bahnkurve des Energiepaketes ξ_{11} an. Man erkennt aus Abb. 14, daß der Ursprung U_{11} innerhalb des Teilbereichs $U = 28\text{ kn}$ liegt; ξ_{11} ist also beim Punkt P existent. In Spalte 2 der Tab. 3 wurde dementsprechend für das Energiepaket ξ_{11} eingetragen: 11 sec, 28 kn. - In genau gleicher Weise wurde die Existenz des Energiepaketes ξ_{12} nachgewiesen. ξ_{12} entspringt ebenfalls innerhalb des Teilbereichs $U = 28\text{ kn}$. Die Eintragung in Tab. 3 erfolgte in entsprechender Weise.

Die Entstehungsgeschichte des Energiepaketes ξ_{13} untersucht man (entsprechend der Verfahrensweise für

§₁₁ und §₁₂), indem man den Koordinatenursprung des Entwicklungsdiagrammes $U = 28 \text{ kn}$ unter den in Abb. 14 markierten Punkt schiebt, an dem das Energiepaket §₁₃, falls existent, in den Teilbereich $U = 20 \text{ kn}$ übergetreten sein müßte. Indem man die mit U_{13} bezeichnete Bahnkurve betrachtet, stellt man fest, daß §₁₃ mit einer Periode von etwa $T = 7 \text{ sec}$ aus dem Teilbereich $U = 20 \text{ kn}$ in den Teilbereich $U = 28 \text{ kn}$ übergetreten sein müßte. Der Übertrittspunkt wurde markiert. - Um das Bestimmungsverfahren zu rationalisieren, wurde die potentielle Bahn des Energiepaketes §₁₃ zunächst nicht weiter in den Teilbereich $U = 20 \text{ kn}$ hinein verfolgt, sondern es wurden zunächst die Bahnen der Energiepakete §₁₄ und §₁₅ im Teilbereich $U = 28 \text{ kn}$ festgelegt. Dies geschah in genau gleicher Weise, wie für §₁₃ beschrieben. Es ergab sich, daß §₁₄ mit etwa $T = 9 \text{ sec}$, §₁₅ mit $T = 11 \text{ sec}$ aus dem Teilbereich $U = 20 \text{ kn}$ in den Teilbereich $U = 28 \text{ kn}$ übergetreten sein müßten. Die Übertrittspunkte für §₁₄ und §₁₅ wurden ebenfalls markiert. Die Anwendung des Periodenentwicklungsdiagramms $U = 28 \text{ kn}$ war damit beendet; das Diagramm wurde entfernt.

Die weitere Untersuchung der Energiepakete §₁₃, §₁₄, §₁₅ ergibt sich aus der vorausgegangenen Beschreibung in sinngemäßer Weise durch Anwendung des Periodenentwicklungsdiagramms $U = 20 \text{ kn}$. Der Ursprung des Diagramms wurde zunächst unter den Übertrittspunkt für §₁₃ geschoben. Die mit U_7 bezeichnete Kurve gibt die Bahnkurve des Energiepaketes §₁₃ im Teilbereich $U = 20 \text{ kn}$ an. Der Ursprung U_7 liegt innerhalb dieses Teilbereiches, das Energiepaket ist also existent. - In Tab. 3 wurden für das Energiepaket U_{13} in Spalte 2 die Daten 7 sec , 20 kn (Übertritt in den Teilbereich $U = 28 \text{ kn}$) und in Spalte 3 die Daten 13 sec , 28 kn (Ende der Entwicklung des Paketes) eingetragen.

Durch Verschieben des Koordinatennullpunktes des Entwicklungsdiagramms $U = 20 \text{ kn}$ unter den Übertrittspunkt des Energiepaketes §₁₄ in Abb. 14 und Betrachtung der mit U_9 beschriebenen Kurve wurde festgestellt, daß der Ursprung U_9 jenseits der Bereichsbegrenzung des Teilbereiches $U = 20 \text{ kn}$ liegt. Das Energiepaket §₁₄ ist daher nicht existent. -

Das Energiepaket ξ_{15} müßte, wie bereits oben festgestellt, mit $T = 11$ sec aus dem Teilbereich $U = 20$ kn in den Teilbereich $U = 28$ kn übergetreten sein. Ein Energiepaket mit der Periode $T = 11$ sec wird aber unter der Windgeschwindigkeit $U = 20$ kn nicht erzeugt. Das Energiepaket ξ_{15} ist also ebenfalls nicht existent.

Zum besseren Verständnis der Vorgänge sind in Abb. 14 nicht nur die Ursprünge und die Übertrittspunkte, sondern auch die Bahnkurven der einzelnen Energiepakete eingetragen worden. Die potentiellen Bahnkurven der nicht existenten Energiepakete ξ_{14} und ξ_{15} wurden gestrichelt eingezeichnet.

Nachdem die Entwicklungsgeschichte der beim Punkt P existenten Energiepakete festgelegt ist, können mit Hilfe der Tab. 3 und der Intensitätsentwicklungsdiagramme für die Windgeschwindigkeit $U = 20$ kn und $U = 28$ kn die Intensitätswerte dieser Energiepakete bestimmt werden. Die oben bereits erwähnte Abb. 13 zeigt einen Ausschnitt des Entwicklungsdiagramms für $U = 28$ kn. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden nicht alle der in das Original eingetragenen Kurven wiedergegeben. Außerdem wurde die Spektralkurve für konstante Windgeschwindigkeit $U = 20$ kn in Abb. 13 eingetragen. - Die Energiepakete ξ_1 bis ξ_9 sind im Teilbereich $U = 20$ kn entstanden. Die zugehörigen Intensitätswerte sind die Spektralwerte für $U = 20$ kn zu den Periodenwerten $T = 1$ sec bis $T = 9$ sec. Diese werden von der soeben erwähnten, in Abb. 13 zusätzlich eingetragenen Kurve abgelesen und in Spalte 2 der Tab. 3 in die entsprechenden Plätze für jedes Energiepaket eingetragen. Das Energiepaket ξ_{10} entwickelt sich bis zum Periodenwert $T = 6$ sec unter $U = 28$ kn. Wie man mit Hilfe der Spektralkurve für $U = 28$ kn (d.i. die durch den Koordinatenursprung verlaufende Kurve der Kurvenschar für $U = 28$ kn in Abb. 13) feststellt, ergibt sich für diesen Periodenwert die Intensitätsdichte $E_T = 1210$ [$\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$]. Mit den Ausgangswerten $T_0 = 6$ sec, $E_T = 1210$ [$\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$] wurde in das (hier nicht abgebildete) Intensitätsbestimmungsdiagramm $U = 20$ kn eingegangen. Die Entwicklungskurve durch

diesen Ausgangspunkt - sie verläuft innerhalb eines schmalen Bereiches, der durch die Nachbarkurven begrenzt wird - wurde bis zum Abszissenwert $T = 10$ sec verfolgt und so der Intensitätswert des beim Punkt P angelangten Energiepaketes ξ_{10} gefunden. Es ergab sich $E_T = 270$ [$\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$]. Die gefundenen Intensitätswerte, welche dem Energiepaket beim Übertreten in den Teilbereich $U = 20$ kn und beim Punkt P zukommen, wurden in die entsprechenden Stellen der Tab. 3 eingetragen. - ξ_{11} und ξ_{12} sind im Teilbereich $U = 28$ kn entstanden. Man findet die zugehörigen Intensitätswerte auf der (durch den Koordinatensprung verlaufenden) Gleichgewichtskurve $U = 28$ kn in Abb. 13.

ξ_{13} schließlich hat sich bis zum Periodenwert $T = 7$ sec im Teilbereich $U = 20$ kn und dann bis zum Endwert $T = 13$ sec im Teilbereich $U = 28$ kn entwickelt. Man sucht daher in Abb. 13 zunächst den 7-sec-Punkt auf der Gleichgewichtskurve für $U = 20$ kn auf und interpoliert dann zwischen den diesem Punkt benachbarten Kurven für $U = 28$ kn weiter bis zum Periodenwert $T = 13$ sec. - Die erhaltenen E_T -Werte für die Energiepakete ξ_{11} , ξ_{12} , ξ_{13} wurden ebenfalls in Tab. 3 eingetragen. Die dem Endzustand aller existenten Pakete entsprechenden Intensitätswerte wurden schließlich in einer gesonderten Spalte der Tab. 3 für spätere Zwecke zusammengestellt.

Abb. 15 zeigt die für das untersuchte Beispiel erhaltene Spektralkurve. In dem in Abb. 14 konstruierten Windfeld nimmt die Windstärke in einem bestimmten Bereich in der Umgebung des Punktes P räumlich und zeitlich in Richtung auf den Punkt P ab. Dementsprechend erhält man beim Punkt P einen dünungsartigen Seegang. Wie Abb. 15 zeigt, überdeckt der der Windsee zuzuordnende Teil des Spektrums den Periodenbereich von $T = 1$ sec bis etwa $T = 10$ sec. Der Spektralbereich von $T = 11$ sec bis $T = 13$ sec ist als dünungsartiger Seegangsanteil anzusprechen. Die erkennbare Diskontinuität im Spektralverlauf im Bereich zwischen $T = 10$ und $T = 11$ sec kommt durch die oben erwähnte Diskontinuität in den Intensitätsentwicklungsdiagrammen zustande.

Die zu dem Beispiel Abb. 14 gegebene Erläuterung enthält eine Anleitung zur Durchführung von Seegangsbestimmungen mit

Hilfe des in dieser Arbeit vorgelegten Verfahrens. Diese Vorschrift ist bei Seegangsbestimmungen in konkreten Fällen sinngemäß anzuwenden. Die Prinzipien der anzuwendenden Verfahrensweise seien nochmals zusammengefaßt formuliert: Die Periodenentwicklung solcher Energiepakete, deren Auftreten beim Punkt P nach dem zugrundeliegenden Windfeld denkbar ist, wird luvwärts bis zu ihrem Ursprung verfolgt. Dabei sind an den Grenzen von Teilbereichen mit verschiedenen U-Werten die T-Werte stetig aneinander anzuschließen; d.h. die Wanderungskurve jedes einzelnen Energiepaketes ist so zu konstruieren, daß bei dem Übertritt des Paketes in einen neuen U-Teilbereich die Periode T als Funktion der Entwicklungszeit nicht springt. - Wenn man die Entwicklungskurve eines Energiepaketes bis zu dem Ursprung des Paketes zurückverfolgen kann, und wenn dieser Ursprung innerhalb des Gesamtwindfeldes liegt, so ist das Energiepaket beim Punkt P existent. Anschließend wird mit Hilfe der Intensitätsentwicklungsdiagramme die Intensitätsentwicklung des Energiepaketes von seinem Ursprung bis zum Punkt P verfolgt. Dabei ist beim Übertritt des Energiepaketes in einen neuen U-Teilbereich der Verlauf der Entwicklung hinsichtlich T und E_T stetig anzuschließen.

4. Bestimmung der sichtbaren Wellen

Wie oben bereits erwähnt, ist die Kenntnis der kennzeichnenden Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$ und der kennzeichnenden Wellenperiode $\tilde{T}_{1/3}$ zur Beurteilung der Windsee von besonderer Bedeutung. Diese Größen müssen aus der zunächst erhaltenen Spektralverteilung nachträglich berechnet werden.

$\tilde{H}_{1/3}$ wird aus Gl. (2. 29) bestimmt. Da das Spektrum mit Hilfe des vorgelegten Verfahrens diskontinuierlich bestimmt wird, müssen die durch Gl. (2. 31) definierten Spektralmomente zu ihrer Berechnung durch eine Summe approximiert werden. Da der Periodenabstand ΔT spektral benachbarter Energiepakete gleich 1 ist, erhält man:

$$(3. 6) \quad m_v = \sum \frac{E_T}{T^v}$$

Die Summation in Gl. (3. 6) ist über alle bei P anwesenden Energiepakete zu erstrecken. Für E erhält man speziell:

$$(3. 7) \quad E = \sum E_T$$

Man berechnet also die Gesamtintensität E, indem man die in der Spalte "E_T" zusammengestellten Intensitätswerte addiert. $\tilde{H}_{1/3}$ bestimmt man aus E durch Verwendung des Diagramms Abb. 44 (s. Anlage), das die graphische Darstellung der Beziehung Gl. (2. 29) enthält. Für das Beispiel Abb. 14 ergibt sich $\tilde{H}_{1/3} = 2,4$ m.

Zur Berechnung von $\tilde{T}_{1/3}$ ist, wie im nachfolgenden Abschnitt erläutert wird, die folgende Formel zu benutzen:

$$(3. 8) \quad \tilde{T}_{1/3} = \frac{m_{-1}}{m_0} = \frac{\sum T \cdot E_T}{\sum E_T}$$

Man berechnet also für jedes einzelne Energiepaket das Produkt aus T und E_T und dividiert die Summe aller dieser Produkte durch die zuvor erhaltene Gesamtintensität. Im Beispiel Abb. 14 ergibt sich $\tilde{T}_{1/3} = 8,9$ sec.

5. Ableitung des Windfeldes aus synoptischen Daten

Bei der Bestimmung von Eigenschaften der Windsee aus gegebenen Windverhältnissen stellt die Konstruktion des Windfeldes stets eines der kritischsten Stadien des Bestimmungsverfahrens dar. Die Auswahl der Fetchlinie und die Bestimmung der Windverhältnisse auf dieser, welche durch Interpolation meist spärlichen und z.T. nicht verlässlichen Angaben über Windrichtung und -stärke zu erfolgen hat, sind nur schwer zu objektivieren. Zur Erzielung realistischer Ergebnisse bei der Seegangsbestimmung ist daher für die Konstruktion des Wind-

feldes einige Übung erforderlich.

Als Ausgangsmaterial für die Konstruktion sind Wetterkarten erforderlich, die möglichst viele Einzelheiten enthalten sollen. Die besten Ergebnisse sind zu erwarten, wenn man die Arbeitswetterkarten eines Wetteramtes benutzt, die in 3-stündigem Abstand gezeichnet werden. Solche Arbeitswetterkarten wurden auch bei der Bearbeitung der in Abschnitt IV B besprochenen Beispiele verwendet. Zunächst muß man sich einen Überblick über die Wetterlage verschaffen und das Windfeld abgrenzen. Von dem gewählten Bestimmungspunkt aus ist in Hauptwindrichtung eine Gerade zu ziehen, welche den oben erwähnten "linearen Fetch" darstellt. Dann entwirft man eine Wegskala, um die entlang des linearen Fetch auftretenden Windverhältnisse beschreiben zu können. Entgegen dem System, das bei den bisher besprochenen Beispielen angewendet wurde, ist bei den Beispielen des Abschn. IV B der Nullpunkt der Skala in den Bestimmungspunkt gelegt worden; die Skalenwerte wachsen in Luvrichtung. Die Art der Festlegung der Skala ist ohne Einfluß auf die Ergebnisse der Untersuchung.

Zu jedem Kartentermin werden an geeigneten Stellen des linearen Fetch Richtung und Stärke des Windes bestimmt. Dazu werden am besten Schiffsmeldungen verwendet. Hier hat man, will man nicht auf die Originaltelegramme zurückgreifen, zwar für die Windstärke nur Angaben in Beaufortskala zur Verfügung (Umrechnung in [kn] s. Tab. 4 im Anhang); jedoch führt die Abschätzung der Windverhältnisse aus der Isobarenverteilung oder die Bestimmung mit Hilfe des Gradientwindlineales meist zu noch ungenaueren Daten. Ist man darauf angewiesen, die Windverhältnisse aus der Isobarenverteilung zu bestimmen, so wird häufig auch folgende Methode angewendet: Auf dem linearen Fetch werden äquidistante Punkte festgelegt, und zu jedem Kartentermin werden Windrichtung und -stärke ausschließlich an diesen Punkten bestimmt. Der Vorteil dieser "Gittermethode" liegt in ihrer Systematik. Für die in Abschn. IV B zu besprechenden Beispiele wurde jedoch das zuvor beschriebene Verfahren angewendet.

Wie bereits betont, berücksichtigt das vorgelegte Bestimmungsverfahren nicht die Richtungsverteilung des Seegangs. Es muß also, damit das Verfahren im strengen Sinne anwendbar sein soll, die Windrichtung auf dem linearen Fetch stets gleich der Hauptwindrichtung sein. Dies ist jedoch praktisch niemals der Fall. Wenn starke raum-zeitliche Änderungen der Windrichtung auftreten, müssen Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Seeganges erwartet werden. Dies gilt vor allem dann, wenn die Abweichungen in der räumlichen oder zeitlichen Nähe des Bestimmungspunktes auftreten. Die Bestimmung quantitativer Grenzen der Anwendbarkeit des Verfahrens in dieser Hinsicht kann nur nach eingehender Prüfung der Ergebnisse praktischer Anwendung erfolgen. Wenn die Abweichungen hinsichtlich der Windrichtung bestimmte Grenzen nicht überschreiten, wird man sie durch Korrekturen berücksichtigen können. In solchen Fällen soll die Komponente des Windes in der Hauptwindrichtung als Grundlage der Seegangsbestimmung benutzt werden. Diese Festsetzung stellt zunächst nur eine Arbeitsvorschrift dar. Ihre Berechtigung muß ebenfalls durch praktische Anwendung des Verfahrens geprüft werden. Das Diagramm Abb. 45 gestattet, aus der tatsächlich auftretenden Windgeschwindigkeit und der in Grad gemessenen Abweichung der betreffenden Windrichtung von der Hauptwindrichtung diejenige Windgeschwindigkeit zu bestimmen, welche der Seegangsbestimmung an dem betreffenden Raum-Zeit-Punkt zugrunde zu legen ist.

Der Einfluß der atmosphärischen Schichtung auf die Seegangsentwicklung ist bereits in Abschn. II C erwähnt worden. Es scheint möglich zu sein, diesen Einfluß durch die Temperaturdifferenz $\Delta\tau$ (Lufttemperatur minus Wassertemperatur) in ausreichender Weise zu beschreiben. Ist $\Delta\tau$ positiv, so tritt anscheinend nur bei extrem hohen Beträgen $\Delta\tau$ eine Beeinflussung der Seegangsentwicklung durch die Luftschichtung auf. In dem vorgelegten Bestimmungsverfahren soll daher eine Berücksichtigung der atmosphärischen Schichtung nur für $\Delta\tau < 0$ erfolgen. Nach H. WALDEN [1958] ist ein Einfluß nur dann zu erwarten, wenn es sich bei der auftretenden Luftmasse um hochreichende Kaltluft mit starker Turbulenz handelt. Über die quantitativen Zusammenhänge gehen die Ansichten zur Zeit noch auseinander.

Hier werden die Angaben von P. BRACELIN [1952] über die Beziehung zwischen dem Verhältnis vom wahren Wind zum Gradientwind einerseits und der Größe $\Delta\tau$ andererseits so ausgelegt, daß bei $\Delta\tau < 0$ der beobachteten bzw. gemessenen Windstärke ein bestimmter Betrag zuzuschlagen ist, um diejenige Windgeschwindigkeit zu erhalten, die der Seegangsbestimmung zugrunde gelegt werden muß. Aus den BRACELINSchen Angaben wurde das Diagramm Abb. 46 entwickelt. Man geht mit der beobachteten Windgeschwindigkeit U_b an der Abszisse in das Diagramm ein und liest an derjenigen Linie, welche dem gegebenen Wert $\Delta\tau$ entspricht, in der Ordinate einen Zuschlag ΔU ab. Die Summe von U_b und ΔU gibt den Wert U , der den weiteren Untersuchungen zugrunde zu legen ist. Diese Arbeitsvorschrift muß als vorläufig angesehen werden. Zur Bestimmung einer endgültigen Verfahrensweise müssen Erfahrungen abgewartet werden.

In praktischen Fällen wird man meist die Einflüsse sowohl der Windrichtungsabweichung als auch der atmosphärischen Schichtung zu berücksichtigen haben. In diesem Fall bestimmt man mit Hilfe der gegebenen Größe U_b aus dem Diagramm Abb. 45 zunächst eine hinsichtlich der Windrichtungsabweichung korrigierte Größe U_α . Außerdem bestimmt man aus U_b den Schichtungszuschlag ΔU . Die Summe von U_α und ΔU gibt den endgültig zu verwendenden Wert der Windgeschwindigkeit U .

Als Beispiel der Konstruktion eines Weg-Zeit-Diagramms aus einer gegebenen meteorologischen Situation vergleiche man z.B. die Abb. 25 (s. Anlage). Abb. 21 gibt einen Ausschnitt aus einer der verwendeten Arbeitswetterkarten wieder, der eine für die Wetterlage typische synoptische Situation darstellt; die Lage des linearen Fetches ist eingezeichnet. Die in Abb. 25 eingetragenen Periodenwanderungskurven entsprechen einer in Abschn. IV B besprochenen Seegangsbestimmung und sollen zunächst nicht betrachtet werden. Die verwendeten Windgeschwindigkeitswerte U (bereits korrigiert nach Richtungsabweichung und atmosphärischer Schichtung) wurden in Abb. 25 um 90° gekippt eingetragen, um sie von den übrigen in der Abbildung

auf tretenden Zahlenangaben unterscheiden zu können. Wenn diese Daten eingetragen sind, so müssen durch eine Feldanalyse die Teilbereiche des Windfeldes abgegrenzt werden, innerhalb deren die Windgeschwindigkeit U als konstant angesetzt werden soll. Bei dieser Analyse muß unter Umständen eine gewisse Ausglei-
chung der Winddaten stattfinden, da sonst die Windfeldkonfigu-
ration zu kompliziert und damit die spätere Seegangsbestim-
mung zu umständlich und zeitraubend würde. Das Ausgleichen ist
zum großen Teil Ermessenssache, und nur bei einiger Übung
wird man realistische Ergebnisse erwarten dürfen. Bei den bis-
herigen Versuchen hat sich gezeigt, daß fast immer eine Unter-
teilung des Windfeldes in Teilbereiche mit U -Unterschieden von
4 zu 4 kn ausreichend ist. Vielfach wird man feststellen kön-
nen, daß sogar U -Abstände von 8 zu 8 kn brauchbare Ergebnisse
bringen. Diese grobe Unterteilung ist aber nur in solchen Be-
reichen des Weg-Zeit-Feldes zweckmäßig, in denen nur geringe
raum-zeitliche Änderungen des Windfeldes auftreten, und in
denen die Windfeldränder sich nicht mit der Wanderungsge-
schwindigkeit von Energiepaketen hoher Intensität fortbewegen.
Bei besonderen meteorologischen Situationen kann es durchaus
zweckmäßig sein, in verschiedenen Bereichen des Gesamtwind-
feldes die Feinheit der Windfeldunterteilung unterschiedlich
zu wählen.

Eine grundsätzliche Anleitung zur Konstruktion des
Windfeldes im Weg-Zeit-Diagramm konnte in diesem Abschnitt
gegeben werden. Bevor eine endgültige Vorschrift ausgearbei-
tet werden kann, müssen genügend Erfahrungen bei der Anwen-
dung des vorgelegten Bestimmungsverfahrens abgewartet werden.

III C Berechnung der Diagramme aus nichtspektralen Seegangsdaten

1. Auswahl der empirischen Unterlagen

Nach der Festlegung der Grundprinzipien des vorgelegten Seegangsbestimmungsverfahrens in Abschn. III A und der Ausarbeitung von Vorschriften zur praktischen Anwendung des Verfahrens in Abschn. III B besteht nun die Aufgabe, die in den Vorabschnitten dem Prinzip nach beschriebenen Diagramme konkret auszuarbeiten bzw. zu berechnen. Die durchgeführte Rechnung stützt sich auf Ausgangsdaten, die den Seegangsbestimmungsdiagrammen anderer Autoren entnommen wurden und damit zum großen Teil empirischer Art sind (vgl. Abschn. II C).

In Abschn. II C wurden vier Bestimmungsverfahren erwähnt, die die Berechnung des Seegangsspektrums in Abhängigkeit von der Windfeldkonfiguration gestatten. Zunächst wurden die Diagramme bzw. Rechenvorschriften dieser spektralen Verfahren mit dem Ziel geprüft, aus ihnen Ausgangsmaterial für die geplante Rechnung gewinnen zu können. Es wurden bei allen vier Verfahren bestimmte Eigenschaften gefunden, die dem Verfasser als unrealistisch erschienen. Das Verfahren von G. NEUMANN [1953] ergibt für große Fetch- und Andauerwerte wesentlich zu große Wellenhöhen. Außerdem sind bestimmte Periodengrößen eine fallende Funktion der Windgeschwindigkeit U . Nach J. DARBYSHIRE (z.B. [1959]) tritt der Zustand der ausgereiften Windsee bereits nach einer sehr kurzen Zeit der Windeinwirkung ein. Nach den Bestimmungsverfahren von R. GELCI, H. CASALÉ u. J. VASSAL [1957] entstehen bei neu aufkommendem Wind alle Komponenten im Seegang gleichzeitig und entwickeln sich dann unabhängig voneinander. Nach der Untersuchung Abschn. III A werden also in diesen Verfahren nichtlineare Vorgänge im Seegang nicht berücksichtigt. Außerdem ist die zur Erreichung des Zustandes der ausgereiften Windsee erforderliche Windwirkungsdauer unabhängig von der Windgeschwindigkeit und von der Periode der

betrachteten Seegangskomponente. Nach C.L. BRETSCHNEIDER [1959] wird der Zustand der ausgereiften Windsee erst nach sehr langen Reifezeiten erreicht. Die sich für den Reifezustand ergebenden Wellenhöhen sind sehr groß. - Die angeführten, als unrealistisch angesehenen Eigenschaften der verschiedenen Bestimmungsverfahren werden bei einer in Abschn. IV A durchgeführten vergleichenden Untersuchung durch graphische Darstellung anschaulich gemacht und fixiert. Da diese Eigenschaften keineswegs Randerscheinungen darstellen, sondern für die betrachteten Verfahren als wesentlich angesehen werden müssen, wurden die Diagramme nicht verwendet.

Die Ausgangsdaten für die beabsichtigte Rechnung wurden schließlich den Seegangsdiagrammen von H. WALDEN [1958] (s. dort die Abb. 11a, 11b) entnommen. Es wurden die Angaben über die kennzeichnende Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$ und die kennzeichnende Wellenperiode $\tilde{T}_{1/3}$ verwendet, welche, wie in Abschn. II C belegt worden ist, sorgfältig auf ihre Richtigkeit hin geprüft worden sind. Für eine vorläufige Untersuchung, deren Ergebnisse nicht verwendet worden sind, wurden außerdem die "Fetchwerte" $x(t)$ entnommen. Die Bedeutung von x als Funktion von t ist dadurch gekennzeichnet, daß für eine bestimmte Windgeschwindigkeit U am Leerrand eines Windfeldes der Länge x nach genügend langer Zeitdauer ein gleichartiger Seegang entstehen würde, wie er nach Ablauf der Zeit t unter einem sehr langen Windfeld auftreten würde. - Die als Ausgangsmaterial gewählten Daten sind sämtlich nichtspektraler Art. Wie nachfolgend gezeigt wird, bedurfte es bestimmter Überlegungen und einer Reihe zusätzlicher Hypothesen, um aus diesen Daten spektrale Seegangsbestimmungsdiagramme abzuleiten. - Nach den WALDENschen Diagrammen tritt der Zustand der ausgereiften Windsee nicht auf. In das vorgelegte Bestimmungsverfahren wurde jedoch das Konzept der ausgereiften Windsee übernommen. Es bedurfte einer zusätzlichen Überlegung und Rechnung, um die gewählten Ausgangsdaten der beabsichtigten Verwendung anzupassen. Außerdem mußte zu diesem Zweck das WALDENsche Diagramm für Windgeschwindigkeiten über 40 kn in Richtung größerer Andauerwerte extrapoliert werden. $\tilde{H}_{1/3}$, $\tilde{T}_{1/3}$ und x wurden aus den WALDENschen Diagrammen für eine Anzahl diskre-

ter U- und t-Werte bestimmt, welche in den folgenden Beschreibungen mit U_m , t_n bezeichnet seien. Für die U_m -Werte ergeben sich aus dem Diagramm Abstände von 2 zu 2 kn. Die gewählten Abstände der t_n -Werte liegen für kleine t_n bei 1 Std, für größere bei 3 Std und schließlich bei 6 Std.

2. Der Fall U=const

Die gewählte Reihenfolge bei der Schilderung der Grundzüge des Verfahrens (Abschn. III B) entspricht dem Gang der durchgeführten Rechnung. Zunächst wurde der Fall U=const behandelt. Nach Fertigstellung der entsprechenden Diagramme wurde die Rechnung auf variables U erweitert.

Bei der Berechnung spektraler Bestimmungsdiagramme aus nichtspektralen Ausgangsdaten ist, wie schon erwähnt, die Aufstellung von Rechenhypothesen unvermeidlich. Dabei zeigen vielfach erst die Rechenergebnisse, ob die Hypothesen haltbar sind. Bei der Durchführung der zu beschreibenden Untersuchung wurden mehrfach bereits angewendete Rechenprinzipien nachträglich verworfen, bis ein geeignetes Verfahren gefunden worden war. Die verworfenen Rechengänge werden nachfolgend nur kurz geschildert; das endgültige Verfahren wird ausführlicher behandelt. Die durchgeführten Rechnungen waren meist sehr aufwendig, und ihre Durchführung war daher größtenteils nur unter Verwendung elektronischer Digitalrechner möglich.

3. Verwendete Grundbeziehungen

Zunächst werden die Beziehungen aufgezählt, welche sich aus den in den Abschn. III A, III B erläuterten Grundzügen des vorgelegten Bestimmungsverfahrens ergeben. Diese Gleichungen wurden bei allen nachfolgend beschriebenen Rechnungen benutzt.

Wie in Abschn. III B festgestellt, ist T, wenn es als die Periode eines sich unter konstanter Windgeschwindigkeit entwickelnden Energiepaketes betrachtet wird,

eine bestimmte Funktion der Zeit t . Es wird für die folgende Betrachtung vorausgesetzt, daß das Windfeld festliegt und der Seegang andauerbegrenzt ist. Als Spezialfall wird an einem bestimmten Punkt des Weg-Zeit-Diagramms das Energiepaket längster Periode betrachtet. Für diesen Fall ist T per definitionem gleich T_1 , der längsten Periode im Spektrum. t ist die Andauer des Windfeldes, d.h. die Zeit, die seit dem Aufkommen des Windes verstrichen ist. Man überzeugt sich von der Richtigkeit dieser Feststellung anhand der Abb. 9 in Abschn. III B, sowie der dazu gegebenen Erläuterung. Unter den beschriebenen Voraussetzungen ist es möglich, $\bar{H}_{1/3}$ und $\bar{T}_{1/3}$ als Funktionen von T_1 zu betrachten. Da T_1 eine Funktion von t ist, gilt dies mittelbar auch für $\bar{H}_{1/3}$ und $\bar{T}_{1/3}$. - Für die durchgeführte Untersuchung werden die Werte E_T aller bei dem betreffenden Weg-Zeit-Punkt auftretenden Energiepakete betrachtet. Wie in Abschn. III B auf Seite 77 festgestellt, ist, unter der geltenden Voraussetzung $U=\text{const}$, E_T eine Funktion der Periode T .

Da das Spektrum an dem betrachteten Punkt des Weg-Zeit-Diagramms bei der Periode T_1 abbricht, gilt in dem beschriebenen Fall für die durch Gl. (2. 31) definierten Spektralmomente m_v :

$$(3. 9) \quad m_v = \int_0^{T_1} \frac{E_T}{T^v} dT$$

Aus den Gln. (2. 29) und (2. 30) erhält man die folgende, bereits in Abschn. III B angewendete Beziehung:

$$(3. 10) \quad \bar{H}_{1/3} = 2,83 \sqrt{m_0}$$

Durch die Gln. (3. 9), (3. 10) ist eine Beziehung zwischen $\bar{H}_{1/3}$ und T_1 hergestellt. Für $\bar{T}_{1/3}$ ergibt sich durch Kombination der Gln. (2. 35), (2. 32), (2. 31):

$$(3. 11) \quad \bar{T}_{1/3} = \left[1 + 0,443 \left(1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4} \right)^{1,43} \right] \sqrt{\frac{m_0}{m_2}}$$

Durch die Gln. (3. 9), (3. 11) ergibt sich die Beziehung zwischen $\bar{T}_{1/3}$ und T_i . - Die oben definierte Größe x ist unter den geltenden Voraussetzungen identisch mit der Wanderungs-Weglänge des betrachteten Energiepaketes größter Periode. Wendet man Gl. (3. 5) auf den vorliegenden Spezialfall an, so ergibt sich durch Integration von dem Zeitpunkt an, zu dem das betrachtete Energiepaket längster Periode startete:

$$(3. 12) \quad x = \kappa \int_0^t T_i(t^*) dt^*$$

Unter dem Integral in Gl. (3. 12) tritt die Zeit als Integrationsparameter auf. Dieser Parameter wurde mit t^* bezeichnet, um ihn von der oberen Grenze des Integrals zu unterscheiden. - In die Beziehung zwischen x und T_i geht nach Gl. (3. 12) die Zeit t explizit ein.

4. Die durchgeführte Ausgleichsrechnung

In einer ersten zur Bestimmung der Seegangsdigramme durchgeführten Rechnung wurde die NEUMANNsche Spektralgrundform (Gl. (2. 36)) als richtig angesetzt. Die Rechnung beruhte auf folgendem Prinzip: Wenn man eine bestimmte Spektralform E_T vorgibt, so sind $\bar{H}_{1/3}$ und $\bar{T}_{1/3}$ durch die Gln. (3. 10), (3. 11) zueinander in Beziehung gesetzt. Die empirischen, der Schar von Wertedupeln (U_m, t_n) zugeordneten Datenwerte $\bar{H}_{1/3}, \bar{T}_{1/3}$ werden diese theoretische Beziehung im allgemeinen nicht erfüllen. Die auftretenden Abweichungen wurden als empirische Ungenauigkeiten gedeutet und durch die Rechnung ausgeglichen. Als Ausgleichsprinzip wurde das Prinzip der kleinsten Quadrate angewendet. Die Anwendung erfolgte in solcher Weise, daß die Rechnung für jedes der Wertedupel (U_m, t_n) unabhängig voneinander durchgeführt werden konnte. Außerdem wurde das gleiche Prinzip auf die Gesamtheit aller Daten angewendet und so die Konstante c_{N1} in Gl. (2. 36) bestimmt, die zunächst als unbekannt angesetzt wurde.

In einer späteren Modifikation der Rechnung wurde die Größe x in die Ausgleichsrechnung einbezogen. Dazu wurde die Gl. (3. 12) durch eine Summe approximiert. Die Größe x zu einem bestimmten Wertedupel (U_m, t_n) konnte auf diese Weise aber nicht zu der dem gleichen Wertedupel zugeordneten Größe T_i allein in Beziehung gesetzt werden. Die abgeleitete Formel enthält vielmehr die Größen T_i zu allen Wertedupeln mit dem gleichen Wert U_m und Zeitwerten $\leq t_n$. Das Prinzip der kleinsten Quadrate mußte entsprechend modifiziert angewendet werden.

G. NEUMANN [1953] hat bestimmte Werte T_{ig} angegeben, bei denen (in Abhängigkeit von U) die ausgereifte Windsee erreicht wird. H. WALDEN [1953/54] stellte fest, daß die NEUMANNschen Periodenwerte T_i "im ganzen" (d.h. wenn man nicht den Funktionsverlauf in Abhängigkeit von Windgeschwindigkeit, Fetch und Andauer im einzelnen betrachtet) realistisch zu sein scheinen. Entsprechend dieser Feststellung wurden die NEUMANNschen Werte T_{ig} in die vorliegende Rechnung übernommen. Die zugehörigen Reifedaten $\tilde{H}_{1/3g}$ und $\tilde{T}_{1/3g}$ wurden nach den Gln. (3. 10) und (3.11) berechnet. Die dem WALDENschen Diagramm entnommenen Daten wurden modifiziert, indem angenommen wurde, daß bei $\tilde{H}_{1/3g}$ und $\tilde{T}_{1/3g}$ der Reifezustand erreicht ist. Dies bedeutet u.a., daß man die $\tilde{H}_{1/3}$ -Kurven im WALDENschen Diagramm nach Erreichen des Grenzwertes $\tilde{H}_{1/3g}$ horizontal abknicken läßt.

Die durchgeführte Ausgleichsrechnung brachte ungünstige Ergebnisse. Der berechnete Wert der Konstanten c_{N1} fiel erheblich größer aus als nach G. NEUMANN [1953]. Entsprechend ergaben sich für T_i als Funktion bestimmter Werte U_m, t_n auffallend kleine Beträge. Die errechneten Reifezeiten waren erheblich höher als empirisch gefunden. Das Verfahren führte somit zu systematischen Abweichungen von den wahren Verhältnissen. Die Rechnung wurde daher verworfen.

5. Bestimmung der Spektralgrundform

Das Mißlingen der Ausgleichsrechnung wurde darauf zurückgeführt, daß die verwendete Spektralgrundform nicht richtig ist. Es wurde daher zunächst eine Spezialuntersuchung durchgeführt mit dem Ziel, eine realistische Spektralform zu finden. Es wird die Ansicht vertreten, daß es möglich sein muß, aus der von R.W. BURLING [1955] angegebenen allgemeineren Formel Gl. (2. 41) durch geeignete Bestimmung der darin auftretenden Konstanten eine Spektralgrundform abzuleiten, die im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit als realistisch betrachtet werden kann.

Die Untersuchung gilt zunächst der Bestimmung der Konstanten β . Wie in Abschn. II C festgestellt, entsprechen der Fall $\beta = 4$ dem NEUMANN-Spektrum und der Fall $\beta = 3$ dem ROLL-FISCHER-Spektrum. R.W. BURLING [1955] schlug für β einen Wert etwa in der Mitte zwischen den soeben genannten beiden Werten vor. Dementsprechend sei die Spektralgrundform für $\beta = 3,5$ an dieser Stelle als BURLING-Spektrum bezeichnet.

Die Bestimmung der Konstanten β geschieht durch Untersuchung des Zustandes der ausgereiften Windsee. Dazu wurden die Originalzeichnungen zu der Untersuchung von H. WALDEN [1953/54] verwendet, die von dem zitierten Autor freundlicherweise zur Verfügung gestellt worden waren. Es handelt sich bei diesem Material um Beobachtungen der Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$ in der Windsee bei festliegendem Windfeld. Die beobachteten Wellenhöhen $\tilde{H}_{1/3}$ waren, getrennt für die Windgeschwindigkeit $U = 22, 24, 26, 28, 30, 32$ und 34 kn, für andauerbegrenzte Fälle gegen die Windwirkungsdauer t und für fetchbegrenzte Fälle gegen die Windstreichlänge x graphisch dargestellt worden. Die erhaltenen Punktwolken lassen in jedem Falle einen mittleren Verlauf $\tilde{H}_{1/3}(t)$ bzw. $\tilde{H}_{1/3}(x)$ erkennen. Die Darstellungen wurden von vier Personen unabhängig voneinander daraufhin geprüft, ob sich für große Werte t bzw. x ein horizontaler

Verlauf dieser Mittelkurve erkennen läßt, und ob Grenzwerte t_g bzw. x_g angegeben werden können, bei denen der Horizontalverlauf der Mittelkurven beginnt. Für einen Teil der Darstellungen war es möglich, diese Grenzwerte zu bestimmen. Abb. 16 zeigt das Ergebnis des Tests. Die Angaben der vier Gutachter streuen erheblich. Die Einzelangaben x und t wurden getrennt für jedes U gemittelt. Betrachtet man die als Mittel erhaltenen Grenzwerte t_g und x_g als richtig, so muß man annehmen, daß der Verlauf von $\bar{H}_{1/3}$ als Funktion von t bzw. der durch die Isolinien x implizit angegebene Verlauf von $\bar{H}_{1/3}$ als Funktion von x in den WALDENschen Diagrammen nur bis zu den Grenzwerten t_g bzw. x_g realistisch ist. Für Werte $t > t_g$ bzw. $x > x_g$ muß $\bar{H}_{1/3}$ konstant angesetzt werden, d.h. die Kurven $\bar{H}_{1/3}$ müssen an diesen Grenzwerten horizontal abknicken. Die Werte $\bar{H}_{1/3g}$ zu den erhaltenen Grenzwerten t_g, x_g wurden den Diagrammen entnommen.

Die Gesamtintensität für die ausgereifte Windsee sei mit E_g bezeichnet. Durch Anwendung von Gl. (2. 30) ergibt sich aus Gl. (2. 41):

$$(3. 13) \quad E_g = k^* U^{\beta+1}$$

k^* ist ein Proportionalitätsfaktor, der zu den Konstanten α^*, β, γ in Beziehung steht. E_g ist die Gesamtintensität der ausgereiften Windsee. Die Beziehung zwischen E_g und $\bar{H}_{1/3g}$ erhält man, indem man Gl. (2. 29) auf diese Größen anwendet. Nach den Gln. (3. 13), (2. 29) ist $\bar{H}_{1/3g}$ für bestimmtes β eine Funktion von U . Für die drei Fälle $\beta = 3, \beta = 3,5, \beta = 4$ wurden diese Funktionen mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate aus den empirischen Werten $\bar{H}_{1/3g}$ berechnet, welche sich aus der im Vorabsatz erläuterten Untersuchung ergaben. Tab. 5 gibt für einige ausgewählte Werte U die zugehörigen Werte $\bar{H}_{1/3g}$ an, welche für die drei ausgewählten β -Werte berechnet wurden.

Tabelle 5

Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3g}$ in m in ausgereifter Windsee für verschiedene Windgeschwindigkeiten U und für verschiedene Werte des Koeffizienten β in der Spektralgrundform Gl. (2. 41) Seite 61 (s. dazu Text S. 107 bis 110).

U [kn]	$\beta = 3$	$\beta = 3,5$	$\beta = 4$
10	0,46	0,35	0,26
20	1,85	1,67	1,51
30	4,1	4,15	4,1
40	7,3	7,9	8,5
50	11,4	13,1	14,9
60	16,5	19,8	23,5 [m]

Die nach der NEUMANNschen Spektralgrundform ($\beta = 4$) sich ergebenden Werte $\tilde{H}_{1/3g}$ stimmen mit der Erfahrung nicht überein. Nach bisheriger Kenntnis sind die berechneten $\tilde{H}_{1/3g}$ -Werte zu klein für kleine U, für große U zu groß. Diese Spektralgrundform wurde daher nicht verwendet. Zwischen dem ROLL-FISCHER-Spektrum und dem BURLING-Spektrum kann auf der Grundlage der erhaltenen Werte für Wellenhöhe der ausgereiften Windsee nach heutiger Kenntnis keine Entscheidung getroffen werden. Das ROLL-FISCHER-Spektrum besitzt den formalen Nachteil, daß das Moment m_4 nicht existiert. Man muß daher, wenn man mit Hilfe der Gl. (3. 11) eine Untersuchung über die auftretenden Wellenperioden durchführen will, das Spektrum "am kurzwelligen Ende abschneiden". Daher sind alle Ergebnisse von der willkürlichen Einführung einer Grenzperiode abhängig. Wegen dieses formalen Nachteils der ROLL-FISCHERschen Grundform wurde beschlossen, das BURLING-Spektrum als Spektralgrundform zu wählen:

$$(3. 14) \quad E_T = c_{B1} T^{3,5} \exp \left(-\left(c_{B2} \frac{T}{U} \right)^2 \right)$$

Als Wert für den Faktor k^* erhält man für $\beta = 3,5$ entsprechend den Angaben in Tab. 5:

$$(3. 15) \quad k^* = 0,486 \cdot 10^{-2} [\text{cm}^2 \text{kn}^{-4,5}]$$

Die nun folgende Teiluntersuchung gilt der Bestimmung der Konstanten c_{B2} in Gl. (3. 14). - Wie auf Seite 106 erwähnt, erscheint es realistisch, die von G. NEUMANN [1953] angegebenen Grenzperioden T_{ig} für die ausgereifte Windsee zu übernehmen. Wenn es möglich wäre, eine Beziehung zwischen diesen Grenzperioden einerseits und der Konstanten im Exponenten der Spektralgrundform andererseits sowohl für das NEUMANN-Spektrum als auch für das BURLING-Spektrum abzuleiten, so könnte man die Konstante c_{B2} aus den NEUMANNschen Angaben bestimmen. Die Variable T wurde in der NEUMANNschen Spektralform durch die Variable x_N und in der BURLINGschen Spektralform durch die Variable x_B ersetzt:

$$(3. 16) \quad x_N = c_{N2} \frac{T}{U}$$

$$(3. 17) \quad x_B = c_{B2} \frac{T}{U}$$

Entsprechende Substitutionen wurden in Gl. (3. 9) durchgeführt, und zwar einmal entsprechend Gl. (3. 16) für die Berechnung der Spektralmomente nach der NEUMANNschen Grundform, zum anderen entsprechend Gl. (3. 17) für die Berechnung der Spektralmomente nach der BURLINGschen Grundform. Den Periodenwerten T_i entsprechen nach Gl. (3. 16) Werte x_{Ni} , nach Gl. (3. 17) Werte x_{Bi} . Nach durchgeführter Substitution in Gl. (3. 9) wurden die Gesamtintensitäten (nullten Momente) berechnet; nach der NEUMANNschen Spektralform ergibt sich hierfür ein Ausdruck m_{oN} , der von x_{Ni} abhängig ist; nach der BURLINGschen Spektralform ein Ausdruck m_{oB} , der von x_{Bi} abhängt. Die Werte der Variablen x_{Ni} , x_{Bi} , die der ausgereiften Windsee entsprechen, seien mit x_{Nig} , x_{Big} bezeichnet. Diese Grenzwerte sind durch folgende implizite Gleichungen definiert:

$$(3. 18) \quad m_{oB}(x_{Big}) = 0,95 m_{oB}(\infty)$$

$$(3. 19) \quad m_{oN}(x_{Nig}) = 0,95 m_{oN}(\infty)$$

Bei der Untersuchung der Gln. (3. 18), (3. 19) stellte sich heraus, daß sich für x_{Nig} , x_{Big} unabhängig von U zwei konstante Werte ergeben. Diese Werte entsprechen den Grenzperioden T_{ig} für die ausgereifte Windsee. Wendet man die Gln. (3. 16), (3. 17) auf die diskutierten Größen an, so ergibt sich:

$$(3. 20) \quad x_{Nig} = c_{N2} \frac{T_{ig}}{U}$$

$$(3. 21) \quad x_{Big} = c_{B2} \frac{T_{ig}}{U}$$

Wie aus den Gln. (3. 20), (3. 21) folgt, sind die Grenzperioden T_{ig} sowohl nach der NEUMANNschen als auch nach der BURLINGschen Spektralform direkt proportional zur Windgeschwindigkeit U . Aus der Festsetzung, daß die NEUMANNschen Grenzperioden T_{ig} übernommen werden sollen, d.h. daß die Werte T_{ig} in den Gleichungen (3. 20), (3. 21) miteinander identisch sein sollen, ergibt sich die gesuchte Beziehung zwischen c_{B2} und c_{N2} :

$$(3. 22) \quad c_{B2} = \frac{x_{Big}}{x_{Nig}} c_{N2}$$

Zur Bestimmung der Werte x_{Nig} und x_{Big} mußten die Momente m_0 , und zur Durchführung der anschließend zu beschreibenden Rechnungen außerdem die Momente m_2 und m_4 berechnet werden. In den Formeln für diese Momente traten bei Zugrundelegung der beiden verschiedenen Spektralformen die folgenden Funktionen auf:

$$\text{NEUMANN-Spektrum} \quad \int_0^x \exp(-x^{*2}) dx^* \quad \text{"Fehlerintegral"}$$

$$\text{BURLING-Spektrum} \quad \int_0^x \sqrt{x} \exp(-x^{*2}) dx^* \quad \text{"BURLING-Funktion"}$$

Der Name für die zweite der genannten Funktionen wurde in Analogie zu der zugrunde liegenden Spektralform gewählt. - Das Fehlerintegral wurde mit Hilfe einer Approximationsformel nach P.HASTINGS [1955] bestimmt. Die BURLING-Funktion wurde durch eine integrierte TAYLOR-Reihe approximiert. Nach der Berechnung von x_{Nig} und x_{Big} ergab sich nach Gl. (3. 22) unter Benutzung von Gl. (2. 37):

$$(3. 23) \quad c_{B2} = 4,14 \quad [\text{kn sec}^{-1}]$$

Nach der Bestimmung von c_{B2} kann man aus dem Faktor k^* (Gl. (3. 15)) die Konstante c_{B1} berechnen. Durch Integration der Gl. (3. 14) über den gesamten Spektralbereich erhält man entsprechend Gl. (3. 13) die Grenzintensität E_g :

$$(3. 24) \quad E_g = \frac{0,95 c_{B1}}{c_{B2}^{4,5}} m_o^* U^{4,5}$$

Dabei gilt:

$$(3. 25) \quad m_o^* = \int_0^{\infty} x^{3,5} \exp(-x^2) dx$$

Durch Vergleich von Gl. (3. 24) mit Gl. (3. 13) ($\beta = 3,5$) erhält man:

$$(3. 26) \quad c_{B1} = \frac{c_{B2}^{4,5} k^*}{0,95 m_o^*}$$

Nach der Berechnung von m_o^* nach Gl. (3. 25) ergibt sich aus Gl. (3. 26) unter Berücksichtigung von Gln. (3. 23), (3. 15):

$$(3. 27) \quad c_{B1} = 5,12 \quad [\text{cm}^2 \text{sec}^{-4,5}]$$

Mit der Durchführung der geschilderten Rechnung ist die gewählte Spektralgrundform Gl. (3. 14) vollständig bestimmt.

6. Durchführung der Rechnung für nicht-ausgereifte Windsee

Aus den den WALDENschen Diagrammen entnommenen Datenwerten $\bar{H}_{1/3}$ wurden mit Hilfe der Gln. (3. 9), (3. 10) unter Verwendung der Spektralform Gl. (3. 14) für jedes Wertedupel (U_m, t_n) die zugehörigen Periodenwerte T_i berechnet. Wie in der oben durchgeführten Diskussion des Zustandes der ausgereiften Windsee erläutert worden ist, konnten die WALDENschen Seegangsdaten nicht unverändert übernommen werden, da nach den WALDENschen Diagrammen der Zustand der ausgereiften Windsee nicht auftritt. Die Daten wurden zunächst so abgeändert, daß die $\bar{H}_{1/3}$ -Kurven bei dem Wert $\bar{H}_{1/3g}$ scharf horizontal abknickten. Eine Proberechnung zeigte jedoch, daß dieses scharfe Abknicken zu unrealistischen Ergebnissen führt. Es ergab sich nämlich im Bereich nahezu ausgereifter Windsee die Größe T_i als teilweise fallende Funktion der Windgeschwindigkeit U . Durch eine besondere Untersuchung wurde festgestellt, daß man einen realistischen Verlauf der Größe T_i in Abhängigkeit von t und U erhält, wenn die Kurven $\bar{H}_{1/3}$ nicht scharf abknicken, sondern allmählich in die Horizontale übergehen. Es wurde daher angenommen, daß die dem auf Seite 108/109 behandelten Datenmaterial entnommene Eigenschaft des scharfen Abknickens der $\bar{H}_{1/3}$ -Kurven unrichtig ist. Die aus den WALDENschen Diagrammen entnommenen $\bar{H}_{1/3}$ -Kurven wurden subjektiv so verändert, daß sich ein allmähliches Übergehen in die Horizontale ergibt. Die aus den Kurven abgelesenen Daten wurden entsprechend korrigiert. Man erhält auf diese Weise Reifezeiten, die gegenüber den ursprünglich festgelegten Zeiten in bestimmter Weise vergrößert sind. Tab. 1 gibt eine Übersicht über die endgültigen t_g -Werte. Die Werte $\bar{H}_{1/3g}$ bleiben in unveränderter Form erhalten.

Die Periodenwerte T_i zu den auf Seite 103 spezifizierten Wertedupeln (U_m, t_n) wurden nach den Gln. (3. 9), (3. 10) unter Verwendung der Spektralform Gl. (3. 14) berechnet. Nach der auf Seite 104 durchgeführten Erörterung können die Ergebnisse der Rechnung als diskrete Werte der Funktion $T(t, U)$ betrachtet werden, welche das Perioden-

wachstum der Energiepakete für konstante Windstärke beschreibt. Abb. 6 zeigt eine graphische Darstellung der berechneten Periodenfunktionen.

Für jedes Wertedupel (U_m, t_n) wurden aus den Werten T_i nach Gl. (3. 12) die zugehörigen Werte x berechnet. Abb. 7 zeigt die erhaltenen Funktionen $x(t, U)$. Aus Abb. 7 wurden, wie in Abschn. III B erläutert, die Periodenentwicklungsdiagramme abgeleitet. Für $U = 0$ und für den Fall, daß Energiepakete durch Windbereiche laufen, in denen sie sich nicht mehr verändern, ist Gl. (3. 12) durch die folgende Gleichung zu ersetzen:

$$(3. 28) \quad x = \alpha \cdot T \cdot t$$

Die nach dieser Beziehung sich ergebenden Geraden wurden berechnet und im Diagramm Abb. 38 graphisch dargestellt. Schließlich wurden für alle Wertedupel nach Gl. (3. 14) die Energiedichten E_T bestimmt. $E_T(t, U)$ ergibt für jedes U in dem betreffenden Intensitätsentwicklungsdiagramm die durch den Koordinatenursprung verlaufende Kurve. Die Berechnung dieser Diagramme wird anschließend besprochen.

7. Durchführung der Rechnung für variable Windgeschwindigkeit

Das Prinzip der Seegangsbestimmung bei nicht-konstanter Windstärke ist in Abschn. III B erläutert worden. Eine der grundlegenden Feststellungen bestand darin, daß die Periodenentwicklungsdiagramme, welche für $U = \text{const}$ abgeleitet wurden, weiterhin verwendet werden können. Zur Bestimmung der Intensitätsentwicklung müssen jedoch zusätzliche Entwicklungskurven abgeleitet werden. Wie weiter erkannt wurde, ist die Spektralkurve für ausgereifte Windsee zu einer bestimmten konstanten Windstärke als Intensitätsentwicklungskurve zu den Anfangswerten $T = 0$, $E_T = 0$ anzusehen. Diese Kurve stellt im Intensitätsentwicklungsdiagramm eine Gleichgewichtskurve dar, die von allen übrigen Kurven approximiert wird.

Die Berechnung der Unterlagen zu den Intensitätsentwicklungsdiagrammen erfordert die Aufstellung einiger zusätzlicher Hypothesen. Die entwickelten Vorstellungen sollen an Hand eines anschaulichen Beispiels erläutert werden. Zur besseren Erklärung der Vorgänge soll vorübergehend die Vorschrift, nur ganzzahlige Periodenwerte zu betrachten, fallen gelassen werden. - Es liege ein Windfeld vor, dessen raum-zeitliche Ausdehnung sicherstellt, daß weder Fetch- noch Andauerbegrenzung auftritt. Vom Zeitpunkt $t = 0$ bis zum Zeitpunkt $t_1 = 34,7$ Std betrage die Windgeschwindigkeit konstant $U_1 = 36$ kn; zum Zeitpunkt t_1 springe die Windstärke auf $U_2 = 40$ kn. Die Intensitätsentwicklung der auftretenden Energiepakete wird im $T-E_T$ -Koordinatensystem Abb. 17 untersucht. Die Entwicklung aller Energiepakete verläuft zunächst entlang der Gleichgewichtskurve für $U = 36$ kn. Wie man aus Abb. 6 abliest, ist zum Zeitpunkt t_1 als längste Periode im gesamten Windfeld der Wert $T_1 = 16$ sec entstanden. Zum Zeitpunkt t_1 zweigen die Entwicklungsbahnen aller Energiepakete von der Gleichgewichtskurve ab. Die Intensitätsentwicklung der Pakete verläuft nunmehr auf individuellen Bahnen, die sämtlich die in Abb. 17 eingetragene Gleichgewichtskurve $U = 40$ kn approximieren. Zu jedem Zeitpunkt $t > t_1$ liegen die Intensitäten der auftretenden Energiepakete im $T-E_T$ -Diagramm auf einer Kurve, die eine Zwischenkurve zwischen der Gleichgewichtskurve $U = 36$ kn und derjenigen $U = 40$ kn darstellt. Als erste Hypothese wird angesetzt, daß diese Kurve eine Gleichgewichtskurve für eine Zwischengeschwindigkeit U_z darstellt; dabei gilt $36 \text{ kn} > U_z > 40 \text{ kn}$. Als zweite Hypothese wird angesetzt, daß U_z als Funktion von $t > t_1$ durch das "Prinzip der Energiereduktion" festgelegt ist. Dies Prinzip wird für nichtspektrale Seegangsbestimmungen z.B. von B.W. WILSON [1955] und von H. WALDEN [1958] benutzt. Die Anwendung des Prinzips auf den vorliegenden Fall bedeutet folgendes: Zum Zeitpunkt t_1 hat der Seegang an einem beliebigen Punkt des Weg-Zeit-Diagramms die Gesamtintensität E_0 erreicht. Das Prinzip der Energiereduktion besagt, daß die Gesamtintensität des Seegangs vom Ausgangswert E_0 für $t > t_1$ so zunimmt, als wenn (von einem entsprechend neu

festzulegenden Anfangszeitpunkt an gerechnet) von vornherein die Windgeschwindigkeit $U_2 = 40$ kn aufgetreten wäre. Die Gesamtintensität ist gleich der Fläche unter dem Spektrum. Diese Fläche wächst in dem Beispiel Abb. 16 für $t > t_1$, sowohl dadurch, daß die Spektralkurve sich in zunehmendem Maße der Gleichgewichtskurve für $U = 40$ kn nähert, als auch dadurch, daß die längste Periode T_1 im Spektrum weiter zunimmt. Die Periodenzunahme geschieht für $t > t_1$, von dem Ausgangswert $T_{10} = 16$ sec ab nach den Gesetzen für $U = 40$ kn. Wie die durchgeführte Rechnung ergab, haben die Energiepakete zum Zeitpunkt $t_2 = 47$ Std die Gleichgewichtskurve $U = 38$ kn erreicht (d.h. 12,3 Std nach dem Zeitpunkt t_1 , zu dem die Windgeschwindigkeit auf $U = 40$ kn gesprungen war). Tab. 6 gibt für einige Energiepakete einschließlich desjenigen längster Periode von links nach rechts die Periode und das Alter zum Zeitpunkt t_1 , sowie das Alter und die Periode zum Zeitpunkt t_2 an.

Tabelle 6

Alter der Seegangsentwicklung bei variabler Windgeschwindigkeit für ein ausgewähltes Beispiel (s. dazu Text S. 116, Abb. 17)

Zeitpunkt t_1		Zeitpunkt t_2	
Periode	Alter	Alter	Periode
6	0,6	12,9	11,7
7	1,3	13,6	11,9
8	2,7	15,0	12,3
9	4,6	16,9	12,8
10	6,9	19,2	13,2
11	9,9	22,2	13,9
12	13,4	25,7	14,5
13	17,6	29,9	15,2
14	22,6	34,9	16,0
15	28,1	40,4	16,8
16	34,7	47,0	17,6

Untersucht man das Wachstumsstadium der Energiepakete für viele Zeitpunkte $t > t_1$ in kleinen aufeinanderfolgenden Zeitschritten, so erhält man den Verlauf der Intensitätsentwicklung für jedes Paket, der sich in Abb. 17 als gekrümmte Kurve darstellt. Abb. 17 zeigt die Gleichgewichtskurven für $U = 36, 38$ und 40 kn sowie die Intensitätsentwicklungskurven einiger in Tab. 6 beschriebener Energiepakete zwischen den Zeiten t_1 und t_2 .

Die Kurven zu dem Intensitätsentwicklungsdiagramm für einen bestimmten Wert $U = U_2$ erhält man nach den festgelegten Prinzipien offenbar dadurch, daß man alle denkbaren Fälle untersucht, in denen der Wind von einer anfangs aufgetretenen Geschwindigkeit U_1 zu einem Zeitpunkt t_1 auf die Geschwindigkeit $U = U_2$ auffrischt. Wählt man bestimmte Werte U_1, t_1 , so ergibt sich für jedes $T < T_1$ für verschiedene Zeiten t_2 eine Kurve. Bedenkt man, daß außerdem U_1 zwischen den Werten 0 und U_2 , t_1 zwischen den Werten 0 und t_g variieren kann, so erkennt man, daß sich für das Intensitätsdiagramm $U = U_2$ insgesamt eine dreiparametrische Schar von Kurven ergibt. Wenn das durch die ausgewählten Prinzipien festgelegte Berechnungsverfahren für die Intensitätsentwicklungsdiagramme sinnvoll ist, dann müssen die durch einen beliebig gewählten Punkt des Diagramms verlaufenden Kurven der drei Scharen im Rahmen der zu fordernden Genauigkeit zueinander parallel sein. Durch eine Testrechnung wurde festgestellt, daß diese Bedingung erfüllt ist. Zur Konstruktion des Intensitätsentwicklungsdiagrammes für eine bestimmte Windgeschwindigkeit U kann man also entweder für das gesamte Diagramm eine der genannten Kurvenscharen auswählen, oder aber man teilt das Diagramm in Einzelbereiche auf und trifft für jeden dieser Teilbereiche eine gesonderte Wahl. Nach einem genauen Studium der Unterschiede im Verlauf der genannten drei Kurvenscharen wurde festgelegt, die Auswahl nach den folgenden zwei Prinzipien zu treffen:

Für bestimmte feste Werte U_1 , t_1 wird nur die Intensitätsentwicklungskurve für $T = T_1$ berechnet.

Für jeden bestimmten Wert U_1 werden die Entwicklungskurven nur in dem Diagrammbereich zwischen den Gleichgewichtskurven für $U = U_1$ und $U = U_1 + 2 \text{ [kn]}$ berechnet.

Die Rechnung wurde nach den erläuterten Prinzipien für U-Werte zwischen 10 und 60 kn im Abstand von 2 zu 2 [kn] durchgeführt. Das Ergebnis für einen bestimmten Wert $U = U_2$ ist, graphisch dargestellt, eine Schar von Kurvenstücken, die den Diagrammbereich unterhalb der Gleichgewichtskurve $U = U_2$ einfach überdecken. Die Gesamtheit dieser Kurvenstücke wurde als ein Richtungsfeld aufgefaßt, nach welchem durch sorgfältige Analyse eine Schar von Entwicklungskurven in dem genannten Bereich konstruiert wurde.

Zur vollständigen Konstruktion der Intensitätsentwicklungsdiagramme war es erforderlich, in jedem Diagramm den Verlauf der Entwicklungskurven oberhalb der Gleichgewichtskurve für das betreffende U zu bestimmen. Nach diesen zu berechnenden Kurven verläuft die Intensitätsentwicklung solcher Energiepakete, die im Weg-Zeit-Feld einen Bereich mit in Wanderungsrichtung abnehmender Windgeschwindigkeit durchlaufen. Für den Fall der Windsee-Entwicklung unter abnehmender Windstärke existieren bis heute praktisch keine empirischen Unterlagen, die einen Anhalt geben könnten, wie die entsprechenden Intensitätsentwicklungskurven zu berechnen seien. Man muß daher die Ergebnisse der anschließend beschriebenen Rechnung als vorläufig betrachten.

Zur Formulierung eines Rechenprinzips wurde folgende Vorstellung entwickelt: In einem bestimmten ausgewählten Intensitätsentwicklungsdiagramm werden für einen bestimmten Abszissenwert T (d.h. auf einer vertikalen Geraden) die Neigungen E_T' der Entwicklungskurven betrachtet. Da im Prinzip durch jeden Punkt des Diagramms eine Kurve verläuft, kann E_T' (für den gewählten Wert T) als Funktion der Ordinate E_T

betrachtet werden: $E_T' = E_T'(E_T)$. Die Ordinate der Gleichgewichtskurve (d.h. der Spektrumskurve für $U=\text{const}$) wird für diese Betrachtung vorübergehend mit E_{TC} bezeichnet.- Es werden nun speziell die Neigungen zu den Ordinatenwerten E_{TC} sowie $E_{TC} \pm \Delta E_T$ betrachtet, d.h. die Neigung der Gleichgewichtskurve selbst und die Neigungen in einem bestimmten Vertikalabstand ΔE_T von dieser (die Neigung an der Stelle $E_{TC} + \Delta E_T$ ist zunächst unbekannt und soll mit Hilfe der angestellten Betrachtung bestimmt werden). Die Differenzen $E_T'(E_{TC} - \Delta E_T) - E_T'(E_{TC})$ und $E_T'(E_{TC}) - E_T'(E_{TC} + \Delta E_T)$ können als die "Stärke" definiert werden, mit der die durch die Diagrammpunkte $(T, E_{TC} \pm \Delta E_T)$ verlaufenden Kurven die Gleichgewichtskurve approximieren. Als Prinzip zur Berechnung der Diagrammkurven oberhalb der Gleichgewichtskurve wird festgelegt, daß für je zwei ausgewählte Werte $T, \Delta E_T$ die genannten beiden Differenzen (d.h. die "Approximationsstärken") gleich sein sollen. Nach diesem Prinzip erhält man die noch zu berechnenden Diagrammkurven, indem man die bereits vorhandenen Kurven an der Gleichgewichtskurve spiegelt. - Bedenkt man, daß ΔE_T zwischen den Grenzwerten 0 und E_{TC} variieren kann (damit ist der E_T -Bereich erfaßt, in dem bereits Diagrammkurven existieren), so erkennt man, daß man mit Hilfe der neuen Festlegung die Kurven insgesamt in einem Bereich bestimmen kann, der für jedes T durch die Ordinatenwerte 0 und $2E_{TC}$ begrenzt wird. - Für den Diagrammbereich außerhalb des Teilbereiches wurden keine Unterlagen berechnet. Dort wurde zur Festlegung des Kurvenverlaufs das Richtungsfeld extrapoliert mit Hilfe des Prinzips, daß die Entwicklungskurven in Richtung wachsender T -Werte konvergieren. Dies Prinzip bedeutet aber nur eine qualitative Aussage, und die Konstruktion der Kurven ist daher in starkem Maße subjektiven Einflüssen unterworfen. See-gangsdaten, die mit Hilfe dieser zuletzt genannten Kurven bestimmt worden sind, sollen daher mit großer Vorsicht verwendet werden.

Um keine extremen Extrapolationen durchführen zu müssen, wurden die T - E_T -Bereiche der Diagramme verschiedener U -Werte unterschiedlich gewählt. Man muß daher u.U.

Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Entwicklungskurven solcher Energiepakete erwarten, die im Weg-Zeit-Diagramm ein Windfeld mit in Wanderungsrichtung rasch abnehmender Windgeschwindigkeit durchlaufen.

8. Bestimmung der kennzeichnenden Wellenperiode aus der Spektralverteilung

Die Bestimmung von Periodengrößen der sichtbaren Wellen im Seegang ist z.Zt. noch mit großen Unsicherheiten behaftet. Diese bereits in Abschn. II C festgestellte Tatsache wird durch die hier zu schildernden Untersuchungen fixiert.

Zur praktischen Seegangsbestimmung benötigt man Formeln, mit deren Hilfe man in einfacher Weise die kennzeichnenden Größen der sichtbaren Einzelwellen im Seegang, $\tilde{H}_{1/3}$, $\tilde{T}_{1/3}$, aus den Spektralwerten berechnen kann. Für $\tilde{H}_{1/3}$ ist durch Gl. (3. 10) das Problem gelöst. Die Berechnung von $\tilde{T}_{1/3}$ mit Hilfe von Gl. (3. 11) würde dagegen einen zu großen Rechenaufwand erfordern. Zur Bestimmung von $\tilde{T}_{1/3}$ muß daher eine einfache Lösung gefunden werden.

Man betrachte entsprechend den Prinzipien des vorgelegten Bestimmungsverfahrens den Seegang an einem bestimmten Punkte als eine Überlagerung von Energiepaketen mit bestimmten Perioden T , die einen Bereich zwischen $T = 0$ und $T = T_1$ überdecken, und zugehörigen Intensitäten E_T . Die über alle Energiepakete zu erstreckende Summe $\sum T \cdot E_T$ ist als ein gewogener Mittelwert der Periode zu betrachten; die Gewichte zu den Einzelwerten, aus denen das Mittel gebildet wurde, sind durch die Intensitäten E_T gegeben. Da bei der Bildung eines gewogenen Mittelwertes die Gesamtsumme der Gewichte gleich 1 sein muß, ist in dem hier beschriebenen Fall durch die Gesamtintensität nach Gl. (3. 7) zu dividieren. Dieses Rechenverfahren kann als das einfachste gelten, mit dessen Hilfe es möglich ist, aus der Spektralfunktion eine Art Periodenmittelwert zu berechnen. Die so definierte Größe sei mit \bar{T}_1 bezeichnet. Man erhält nach der gegebenen Rechenvorschrift, wenn man zur exakten Beschreibung die Summen durch

entsprechende Integrale ersetzt:

$$(3. 29) \quad \bar{T}_1 = \frac{\int_0^{T_i} E_T dT}{\int_0^{T_i} E_T dT} = \frac{m_{-1}}{m_0}$$

Zu dem Ausdruck in Gl. (3. 29) ganz rechts vergleiche man Gl. (3. 9). - Hätte man von vornherein alle Spektralgrößen auf die Frequenz f (statt auf die Periode T) bezogen, so würde man durch eine Überlegung, die der zuvor beschriebenen genau entspricht, zur Definition eines Frequenzmittelwertes \bar{f} gelangen:

$$(3. 30) \quad \bar{f} = \frac{\int_{f_i}^{\infty} f E_f df}{\int_{f_i}^{\infty} E_f df}$$

Dabei gilt $T_i = 1/f_i$. Bezeichnet man den der Größe \bar{f} entsprechenden Periodenmittelwert mit $\bar{T}_2 = 1/\bar{f}$, und bezieht mit Hilfe von Gl. (2. 30) alle Spektralgrößen in Gl.

(3. 30) auf die Periode, so erhält man einen Ausdruck, der der Formel von R.A. WOODING 1955 (Gl. (2. 33a)) entspricht:

$$(3. 31) \quad \bar{T}_2 = \frac{\int_0^{T_i} E_T dT}{\int_0^{T_i} \frac{E_T}{T} dT} = \frac{m_0}{m_1}$$

Es wird versuchsweise angenommen, daß die durch die Gln. (3. 29), (3. 31) definierten Periodengrößen proportional sind zu der kennzeichnenden Periode im Seegang, $\tilde{T}_{1/3}$. Die Verhältnisse von $\tilde{T}_{1/3}$ zu \bar{T}_1 und \bar{T}_2 seien mit c_1, c_2 bezeichnet:

$$(3. 32) \quad c_1 = \frac{\tilde{T}_{1/3}}{\bar{T}_1}$$

$$(3. 33) \quad c_2 = \frac{\tilde{T}_{1/3}}{\bar{T}_2}$$

In mehreren Untersuchungen wurde versucht, Aussagen über die Verhältnisgrößen c_1 , c_2 zu erhalten. In einer früheren Arbeit des Verfassers (J. PIEST [1963 a], s. Abschn. II C) wurden für 27 Seegangsregistrierungen die Größen $\tilde{T}_{1/3}$ aus der Verteilung der sichtbaren Wellen ermittelt. In der hier vorgelegten Untersuchung wurden für die gleichen Registrierungen die Spektralkurven berechnet und aus diesen die Periodenmittelwerte \bar{T}_1 , \bar{T}_2 bestimmt. Die Verhältnisgrößen c_1 , c_2 wurden berechnet; durch Mittelbildung wurde gefunden:

$$(3. 34) \quad c_1 = 0,65 \quad c_2 = 1,04$$

Durch Berechnung der statistischen Streuungen ergab sich aus dem hier verwendeten Material, daß man mit Hilfe des Mittelwertes \bar{T}_2 etwas zuverlässigere Abschätzungen der Größe $\tilde{T}_{1/3}$ erhält als mit \bar{T}_1 . Versuche, für die in Abschn. IV B besprochenen Hindcasting-Fälle die kennzeichnende Wellenperiode mit Hilfe der Gln. (3. 32), (3. 33), (3. 34) zu bestimmen, brachten ungünstige Ergebnisse. Um die Zusammenhänge eingehender zu studieren, wurde daher eine weitere Untersuchung durchgeführt. Es wurde versucht, die Größen c_1 , c_2 auf der Grundlage des vorgelegten Bestimmungsverfahrens ohne direkte Verwendung empirischer Daten zu bestimmen. Die beiden Faktoren wurden für $U = \text{const}$ und für eine Reihe unterschiedlicher Reifestadien der Windsee mit Hilfe der Mittelwerte \bar{T}_1 , \bar{T}_2 berechnet. $\tilde{T}_{1/3}$ wurde nach Gl. (3. 11) ermittelt. c_1 , c_2 sind bei dieser Untersuchung abhängig von der Windgeschwindigkeit U und von der Grenzperiode T_1 , welche ein Maß für den Reifezustand der Windsee darstellt. Wie man aus der Spektralgrundform Gl. (3. 14) durch Anwendung der Gln. (3. 9), (3. 11), (3. 32), (3. 33) nachweist, ist für die Berechnung von c_1 und c_2 aber nur das Verhältnis T_1/U von Bedeutung. Daher war es nicht erforderlich, die Berechnung für verschiedene Werte U durchzuführen, sondern es genügte die Berechnung für ein bestimmtes U und für Werte T_1/U , die einen ausreichend großen Bereich erfaßten. Es wurde die Windgeschwindigkeit $U = 60 \text{ kn}$ gewählt. Die Berechnung, die für einen großen Bereich verschiedener Reifestadien durchgeführt wurde, ergab für c_1 Werte zwischen 1,07 und 1,18 und für c_2 Werte zwischen 1,23 und 1,33.

Die erhaltenen Werte c_1 , c_2 nehmen mit zunehmendem Ausreifen der Windsee ab. Wählt man c_1 , c_2 als Mittelwerte der erhaltenen Bereiche, so findet man:

$$(3. 35) \quad c_1 = 1,12 \qquad c_2 = 1,28$$

Der Unterschied zu dem vorher erhaltenen Ergebnis Gl. (3. 34) ist erheblich. Es muß daher festgestellt werden, daß die Bestimmung der Größe $\tilde{T}_{1/3}$ mit Hilfe der Periodenmittelwerte \bar{T}_1 , \bar{T}_2 nach den bisherigen Erkenntnissen zu unsicheren Ergebnissen führt.

Tab. 7 (s. Abschn. IV B) gibt für die in Abschn. IVB diskutierten Hindcasting-Fälle die nach Gl. (3. 11) berechneten Werte $\tilde{T}_{1/3}$ (dort mit $\tilde{T}_{1/3r}$ bezeichnet) sowie die Periodenmittelwerte \bar{T}_1 , \bar{T}_2 an. Die Werte \bar{T}_1 gleichen im Durchschnitt etwa den Werten $\tilde{T}_{1/3}$; die Werte \bar{T}_2 sind deutlich kleiner.

Die Berechnung der kennzeichnenden Wellenperiode mit Hilfe der Durchschnittsperiode \bar{T}_1 , \bar{T}_2 bringt sehr unsichere Ergebnisse. Es ist daher nicht sicher, ob die erhaltenen Aussagen über Unterschiede in der Zuverlässigkeit der Berechnung mit Hilfe von \bar{T}_1 bzw. \bar{T}_2 reell sind. Daher kann auf der Grundlage dieser Aussagen keine Entscheidung zugunsten des einen oder des anderen Berechnungsverfahrens getroffen werden. Weil der erforderliche Rechenaufwand zur Bestimmung von \bar{T}_1 geringer ist als derjenige zur Bestimmung von \bar{T}_2 , wurde beschlossen, die Größe \bar{T}_1 zur Berechnung von $\tilde{T}_{1/3}$ zu verwenden. Die gegebene Rechenvorschrift Gl. (3. 8) in Abschn. III B entspricht dieser Festsetzung. Dabei wurde provisorisch $c_1 = 1$ gesetzt. Zur Ableitung einer Rechenvorschrift zur zuverlässigen Bestimmung von $\tilde{T}_{1/3}$ aus der Spektralkurve sind weitere Untersuchungen erforderlich.

IV Anwendung des Verfahrens

IV A Vergleich mit anderen Bestimmungsverfahren

1. Grundlagen des Vergleichs

Wie in Abschn. III C begründet wurde, war es notwendig, die vorgelegten spektralen Seegangsbestimmungsdiagramme aus nichtspektralen Ausgangsdaten zu berechnen. Aus diesem Grunde ist eine nachträgliche Prüfung der Rechenergebnisse besonders wichtig. In diesem Abschnitt wird geprüft, ob die Ergebnisse einem Vergleich mit denjenigen anderer Verfasser standhalten.

Die Durchführung des Vergleichs ist insofern problematisch, als jedes der zu vergleichenden Verfahren bestimmte wesentliche Grundkonzeptionen aufweist. Die Konzeptionen des vorgelegten Bestimmungsverfahrens sind in Abschn. III B erläutert worden. Die Konzeptionen der Vergleichsverfahren wurden in Abschn. II C diskutiert. Diese Grundkonzeptionen müssen berücksichtigt werden, da sie bei der praktischen Anwendung der Verfahren eine Rolle spielen und sich auf die erhaltenen Ergebnisse auswirken. Bevor der Vergleich durchgeführt werden kann, müssen die Grundprinzipien aller zu vergleichenden Verfahren "auf einen Nenner gebracht werden". Man muß also zur Bestimmung der Komponentenentwicklung im Seegang ein Prinzipiensystem verwenden, das man allen zu vergleichenden Bestimmungsverfahren unterstellen kann. Wie anschließend gezeigt wird, ist dies in einfacher Weise zumindest dann möglich, wenn nur Fälle $U = \text{const}$ betrachtet werden.

Das Problem kann durch die in Abschn. III A bereits kurz diskutierte Kombination der Hypothesen der "einseitigen Komponentenentwicklung" und der "konservativen Komponenten" gelöst werden. Nach diesem Prinzipiensystem entwickeln sich in der Windsee die einzelnen Komponenten nacheinander, wobei ihre Ursprungspunkte im Weg-Zeit-Diagramm auf einer gekrümmten

Kurve, der "Periodenentwicklungskurve", liegen. Wie hier nur kurz erwähnt werden soll, muß man bei der Anwendung dieses Prinzipsystems bestimmte einschränkende Festsetzungen über die Lage der Anfangspunkte der Periodenentwicklungskurven treffen, um die in Abschn. III A 2 diskutierte Eindeutigkeitsbedingung zu erfüllen. Es muß sichergestellt sein, daß die Periode einer Komponente, die in einem bestimmten Weg-Zeit-Punkt neu entsteht, stets die längste Periode in diesem Punkt ist. Daher ist es gerechtfertigt, die Perioden neu entstehender Komponenten mit T_i zu bezeichnen. - Nach ihrer Entstehung wandern die einzelnen Komponenten mit konstanter Periode auf einer im Weg-Zeit-Diagramm geradlinigen Bahn.

Es ist möglich, die Grundprinzipien aller zu vergleichenden Verfahren aus der gewählten Hypothesenkombination abzuleiten, indem man den Verlauf der Periodenentwicklungskurven und die Art der Intensitätsentwicklung der wandernden Komponenten für jedes Verfahren in geeigneter Weise beschreibt. Es sollen, wie bereits betont, nur Windfelder mit $U=const$ betrachtet werden. Die Perioden- und Intensitätsentwicklung wird in Abhängigkeit von der Fetchlänge x betrachtet. Zur Beschreibung der Intensitätsentwicklung wird in dieser Untersuchung die frequenzbezogene Intensitätsdichte E_f verwendet. Diese Wahl erscheint hier zweckmäßig, da ein Vergleich mit anderen Veröffentlichungen über spektrale Seegangsuntersuchungen beabsichtigt ist. In diesen Arbeiten wird allgemein E_f verwendet. Die Anwendung der periodenbezogenen Intensitätsdichte E_T in Abschn. III wurde durch technische Besonderheiten bei der Seegangsbestimmung mit Hilfe des vorgelegten Verfahrens notwendig.

Nach dem Bestimmungsverfahren von G. NEUMANN [1953] tritt jede Komponente bei ihrer Entstehung sofort mit der vollen, endgültigen Intensität auf. Beschreibt man die Intensitätsentwicklung als Funktion der Zeit, so erhält man eine "Rechteckkurve"; die Intensität springt vom Wert $E_f = 0$ auf einen bestimmten Wert E_f und bleibt dann für alle späteren Zeitpunkte konstant. Zur Berechnung von E_f gilt folgende Gleichung:

$$(4. 1) \quad E_f = 4,89 T^6 \exp\left(-\left(4,29 \frac{T}{U}\right)^2\right)$$

Gl. (4. 1) unterscheidet sich von Gl. (2. 36) nur durch die Potenz von T; die Werte der auftretenden Konstanten sind die gleichen wie dort. Die Komponentenentwicklung ist durch die Vorgabe der jeweils längsten Periode im Spektrum T_1 als Funktion von x festgelegt. Die entsprechenden Kurven wurden aus den NEUMANNschen Diagrammen abgeleitet.

Für das in Abschn. III vorgelegte Bestimmungsverfahren ist der Verlauf der Komponenten- und Intensitätsentwicklung prinzipiell gleich. Für die Intensität E_f als Funktion der Periode T für bestimmtes U gilt:

$$(4. 2) \quad E_f = 5,12 T^{5,5} \exp\left(-\left(4,14 \frac{T}{U}\right)^2\right)$$

Die Periodenentwicklung als Funktion der Zeit t ergibt sich wie bei dem vorher diskutierten Verfahren durch empirische Kurven.

Die Vorschriften zur Seegangbestimmung von J. DARBYSHIRE [1959] enthalten (wie bereits in Abschn. II C betont) implizit die Aussage, daß die einzelnen Komponenten im Seegang nacheinander entstehen. Nach der Entstehung einer bestimmten Komponente wächst die Intensität, beim Wert $E_f = 0$ beginnend, im Laufe der Wanderung der Komponente an. Die Intensitätsentwicklung für die Periode T wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$(4. 3) \quad E_f = 36,5 y^3 U^4 \exp\left[-10,87 \frac{y |f-f_0|}{\sqrt{y (f-f_0)+0,042}}\right], f = \frac{1}{T}$$

Dabei bedeuten:

$$(4. 4) \quad f_0 = \frac{1}{y (1,94\sqrt{U} + 2,5 \cdot 10^{-7} U^4)}$$

$$(4. 5) \quad y = \frac{x^3 + 3x^2 + 65x}{x^3 + 12x^2 + 260x + 80}$$

Für die Berechnung der Periode T_i als Funktion der Fetchlänge gilt:

$$(4. 6) \quad T_i = \frac{1}{f_0 - \frac{0,042}{y}}$$

C.L. BRETSCHNEIDER [1959] entwickelt in der Beschreibung seiner Seegangsbestimmungstheorie keine Vorstellung über das Wachstum der Komponenten. Um einen Vergleich mit den übrigen spektralen Bestimmungsverfahren zu ermöglichen, wurde eine Vorstellung entwickelt, die den BRETSCHNEIDERschen Daten zumindest nicht widerspricht. Nach der angegebenen Spektralfunktion wurde die von G. NEUMANN [1953] definierte längste Periode von praktischer Bedeutung im Seegang T_L berechnet (vgl. Abschn. II C Gl.(2.40)). Man erhält für bestimmtes $U=const$ die Periode T_L als Funktion der Fetchlänge x . Es wird nun $T_L = T_i$ gesetzt; d.h. es wird angenommen, daß die Perioden nach BRETSCHNEIDER nacheinander entstehen, und daß spektrale Anteile mit Periode $T > T_L$ im Seegang nicht vorhanden sind. Die beschriebene Festsetzung ist ferner gleichbedeutend mit der Annahme, daß jede Komponente sofort mit einer bestimmten von null verschiedenen Anfangsintensität startet; die Intensität entwickelt sich während der Wanderung der Komponente weiter. Für die Intensitätsdichte wird in C.L. BRETSCHNEIDER [1959] angegeben:

$$(4. 7) \quad E_f = \frac{3,434 \bar{H}^2 \left[1 - r + 0,927r \left(\frac{T}{\bar{T}} \right)^2 \right]^2}{1 + 0,273 r^2} \cdot \frac{T^5}{\bar{T}^4} \exp(-0,675 \left(\frac{T}{\bar{T}} \right)^4)$$

\bar{H} , \bar{T} und r sind, für bestimmtes U , empirisch gegebene Funktionen der Fetchlänge x . Für die Periode T_i , die im Abstand x vom Luvrand des Windfeldes entsteht, erhält man zunächst folgende Zuordnung zu einer neuen Variablen λ_i :

$$(4.8) \quad T_i = \bar{T} \sqrt{1,0787 \lambda_i}$$

Nach Gl. (4.7) und Gl. (2.40) ergibt sich für λ_i folgende implizite Gleichung:

$$(4.9) \quad [(1-r)^2 + 1,273r^2] [1 - \varphi_1(\lambda_i) - 2(r-r^2)\lambda_i] \\ + r^2 \lambda^2 \varphi_1(\lambda_i) \\ + \frac{4}{\sqrt{\pi}} (r-r^2) \varphi_2(\lambda_i) - (1 + 0,273r^2) \cdot 0,95 = 0$$

Die in Gl. (4.9) auftretenden Funktionen $\varphi_1(\lambda_i)$, $\varphi_2(\lambda_i)$ sind durch folgende Gleichungen definiert:

$$(4.10) \quad \varphi_1(\lambda_i) = \exp\left(-\frac{\pi}{4} \lambda_i^2\right)$$

$$(4.11) \quad \varphi_2(\lambda_i) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^{\lambda_i} \exp\left(-\frac{\pi}{4} \lambda^2\right) d\lambda$$

Der Integrationsparameter in Gl. (4.11) wurde zur Unterscheidung von der oberen Grenze λ_i mit λ bezeichnet. Die Funktion $\varphi_2(\lambda_i)$ entspricht, wie man durch geeignete Variablentransformation erkennt, dem bereits oben erwähnten Fehlerintegral. Aus der impliziten Beziehung zwischen λ_i und r Gl.(4.9) wurden zunächst λ_i als Funktion von r und daraus T_i als Funktion von x bestimmt.

Nach den Verfahren von R. GELCI, H. CAZALÉ u. J. VASSAL [1957] entstehen nach dem Aufkommen des Windes alle Komponenten im Seegang gleichzeitig. Die diesem Fall entsprechen-

de Periodenentwicklungskurve in einem x-T-Koordinatensystem ist "entartet": Sie entspricht einer vertikalen Geraden, die mit der T-Achse zusammenfällt. Die Intensitätsentwicklung wird zunächst als Funktion der Zeit t beschrieben:

$$(4. 12) \quad E_f = E_{f0} + 0,0237t \cdot T^6 \exp(-329(\frac{T}{U} - 0,315)^2)$$

Dabei gilt:

$$(4. 13) \quad E_{f0} = 0,426 T^6 \left[1 - \exp(-329(\frac{T}{U} - 0,315)^2) \right]$$

$$(4. 14) \quad E_{f0} = 0 \quad \text{für } \frac{T}{U} > 0,315$$

E_{f0} stellt die "Anfangsintensität" der Komponenten dar. Die Komponenten mit $T < 0,315 U$ starten also mit von Null verschiedener Anfangsintensität. Die Anfangsintensitäten aller übrigen Komponenten sind entsprechend Gl. (4.14) gleich Null. - Nach den zitierten Verfassern ist nach 18 Std der Zustand der ausgereiften Windsee erreicht. Es gilt daher:

$$(4. 15) \quad E_f = \text{const} \quad \text{für } t > 18 \text{ Std}$$

Die Umrechnung der Gl. (4. 12) von der Zeit t auf die Fetchlänge x wurde mit Hilfe der Gl. (3. 28) durchgeführt.

2. Beschreibung und Diskussion der Vergleichsergebnisse

Für die Seegangbestimmungsverfahren von G. NEUMANN [1953], J. DARBYSHIRE [1959], C.L. BRETSCHNEIDER [1959] und für das in Abschn. III vorgelegte Bestimmungsverfahren wurden die Periodenentwicklungsfunktionen $T_i(x, U)$ für die Windgeschwindigkeiten $U = 10, 30, 50$ kn berechnet. Die Intensitätsentwicklungsfunktionen $E_f(x, T, U)$ wurden für die gleichen Windgeschwindigkeiten und für die folgenden Perioden T berechnet:

U [kn]	10	30	50
T [sec]	2,5	4	7
	4	7	10
	7	10	15
		15	25

Ein Teil der Ergebnisse wurde graphisch dargestellt. Die Darstellungen werden im folgenden beschrieben, die Bedeutung der Ergebnisse wird erläutert.

Die in den Abbn. 18, 19, 20 dargestellten Kurven wurden teilweise für Bereiche sehr großer bzw. sehr kleiner Abszissenwerte nicht nach berechneten Daten gezeichnet, sondern unter Beachtung bestimmter prinzipieller Gesichtspunkte extrapoliert. Dies ist dadurch bedingt, daß eine Berechnung der Kurven teilweise nur für mittlere Abszissenbereiche durchgeführt wurde bzw. werden konnte. Im einzelnen gilt folgendes:

Für kleine x -Werte, im Durchschnitt etwa für $x < 4$ sm, finden sich teilweise keine Angaben zur Berechnung der Kurven.

Wenn der Zustand ausgereifter Windsee erreicht ist, verlaufen die Kurven horizontal. In solchen Bereichen, in denen dieser Zustand praktisch erreicht ist, wurde eine Berechnung nicht durchgeführt.

Jede Kurve wurde nur für solche Abszissenwerte berechnet, für die sie Ordinatenwerte aufweist, die gegenüber den Ordinatenwerten im mittleren Teil der Kurve nicht vernachlässigbar klein sind.

Für diejenigen Kurvenstücke, für die keine Berechnungen durchgeführt wurden, existieren zumeist prinzipielle Angaben über ihren qualitativen Verlauf. Diese Angaben wurden bei der Extrapolation beachtet.

Abb. 18 zeigt den Verlauf der Periodenentwicklungskurven $T_1(t)$ für $U = 30$ kn und $U = 50$ kn. Wie die Darstellung zeigt, fallen die Entwicklungskurven für das vorgelegte Bestimmungsverfahren in den gleichen Bereich wie diejenigen von G. NEUMANN [1953]. Die Periodenwerte für die ausgereifte Windsee sind die gleichen (entsprechend den Festlegungen für das vorgelegte Bestimmungsverfahren). Verglichen mit den Daten des zitierten Autors ergeben sich für kleine Werte x größere, für größere Werte x kleinere Perioden; die Reifewerte x sind merklich länger als dort. Der Kurvenverlauf nach J. DARBYSHIRE [1959] liegt bei wesentlich höheren Periodenwerten. Für $U = 30$ kn und für große Werte x wird dies durch den verhältnismäßig kleinen Reifewert x_g wieder ausgeglichen. Die Kurven nach C.L. BRETSCHNEIDER [1959] liegen ebenfalls bei wesentlich größeren Periodenwerten. Hier sind auch die Reifewerte wesentlich größer als nach dem in Abschn. III vorgelegten Bestimmungsverfahren.

Abb. 19 zeigt für $U = 30$ kn die Intensitätsentwicklungskurven für die Periodenwerte $T = 4$ sec, und 10 sec und 15 sec. In Abb. 20 findet sich eine entsprechende Darstellung für $U = 50$ kn und $T = 7$ sec, 15 sec und 25 sec. Beide Darstellungen vermitteln einen Eindruck von der außerordentlich starken Streuung der verschiedenen Angaben. Der Kurvenverlauf nach R. GELCI, H. CAZALÉ u. J. VASSAL [1957] für $U = 30$ kn, $T = 15$ sec und für $U = 50$ kn, $T = 25$ sec liegt bei so niedrigen Werten, daß die Kurven in die beiden Abbildungen nicht aufgenommen

werden konnten. Wie das Studium der Abbn. 19, 20 zeigt, interpolieren die Daten des in Abschn. III vorgelegten Bestimmungsverfahrens die Angaben der anderen in diesem Abschnitt zitierten Verfasser in Anbetracht der großen auftretenden Streuungen in vertretbarer Weise. Für kleine Periodenwerte T scheinen die vorgelegten Kurven relativ zu den übrigen etwas höher zu liegen, als dies für große Periodenwerte der Fall ist. Eindeutig erkennbar ist dies jedoch nicht; es muß daher abgewartet werden, ob der Vergleich mit empirischen Daten ähnliche Hinweise bringt.

Abb. 19: Vergleich verschiedener Bestimmungsverfahren:
Intensitätsentwicklung für die Seegangskomponenten
 $T = 4, 10$ und 15 [sec] ; Windgeschwindigkeit
 $U = 30$ [kn] . Bezeichnung der Verfahren bzw.
Verfasser s. Abb. 18

IV B Vergleich mit empirischen Daten

1. Auswahl und Bearbeitung der Vergleichsfälle

Zur praktischen Erprobung des entwickelten Bestimmungsverfahrens wurden eine Reihe von Hindcasting-Untersuchungen durchgeführt. Dabei wurde der Seegang an einem Ort-Zeit-Punkt bestimmt, an dem eine Seegangsbeobachtung vorlag. Beobachtungswerte des Seegangs sind naturgemäß mit Ungenauigkeiten behaftet. Dennoch scheinen aus den kritisch durchgeführten Vergleichen bestimmte Aussagen über die praktische Anwendbarkeit des Bestimmungsverfahrens möglich zu sein. Die Verwendung realistischer Messungen des Seegangs würde zweifellos einen exakteren Vergleich ermöglichen. Z.Zt. existieren aber keine solchen Messungen für die offene See. Die mit einem englischen schiffsfesten Meßgerät erhaltenen Seegangsregistrierungen sind im kurzwelligen Teil ($T < 7$ sec) mit zu großen Ungenauigkeiten behaftet, um einen Vergleich zu erlauben.

Es wurden Hindcasting-Untersuchungen bei vier verschiedenen Wetterlagen auf der Nordsee, dem Nordmeer und dem Atlantik durchgeführt. Im folgenden werden zunächst die Wetterlagen und die Erarbeitung der Hindcasting-Daten besprochen. Abschließend werden die Ergebnisse in Bezug auf die Anwendbarkeit des vorgelegten Bestimmungsverfahrens kritisch untersucht. - Die Wetterlagen wurden in der Reihenfolge, in der sie nachfolgend besprochen werden, fortlaufend numeriert. Für jede Wetterlage wurden mehrere Hindcasting-Untersuchungen durchgeführt, die entsprechend ihrer zeitlichen Reihenfolge alphabetisch gekennzeichnet wurden. Die Beobachtungspunkte in den konstruierten Weg-Zeit-Diagrammen Abb. 22, 24, 26, 28 (früher P genannt) wurden dieser Bezeichnung entsprechend gekennzeichnet. Die Tab. 7 enthält außer der Bezeichnung und dem gewählten Zeitpunkt der Untersuchung sowie der geographischen Position des Beobachtungspunktes die beobachteten kennzeichnenden Wellengrößen $\tilde{H}_{1/3b}$ und $\tilde{T}_{1/3b}$. An berechneten Wellengrößen werden die kennzeichnende Wellenhöhe und die nach Gl. (3. 11) bestimmte kennzeichnende Wellenperiode angegeben, die zur Unterscheidung von den Beobachtungswerten hier mit $\tilde{H}_{1/3r}$ bzw. $\tilde{T}_{1/3r}$ bezeichnet werden; ferner die in Abschn. III C erläuterten Periodenmittelwerte \bar{T}_1 und \bar{T}_2 . Entsprechend der Vorschrift in Abschn. III B ist endgültig \bar{T}_1 als berechnete kennzeichnende Wellenperiode anzusehen.

Tabelle 7

Prüfung des in dieser Abhandlung vorgelegten Bestimmungsverfahrens durch Anwendung auf ausgewählte Bestimmungsprobleme (s. dazu Text S. 133 bis 142 u. Abbn. 21 bis 32)

$\tilde{H}_{1/3b}$ beobachtete Wellenhöhe
 $\tilde{H}_{1/3r}$ nach dem Verfahren bestimmte Wellenhöhe
 $\tilde{T}_{1/3b}$ beobachtete Wellenperiode
 $\tilde{T}_{1/3r}$ Wellenperiode, berechnet nach Gl. (3. 11)
 \bar{T}_1 Wellenperiode, berechnet nach Gl. (3. 29)
 \bar{T}_2 Wellenperiode, berechnet nach Gl. (3. 31)

1 Nr.	2 Zeit	3 $\tilde{H}_{1/3b}$ [m]	4 $\tilde{H}_{1/3r}$ [m]	5 $\tilde{T}_{1/3b}$ [sec]	6 $\tilde{T}_{1/3r}$ [sec]	7 \bar{T}_1 [sec]	8 \bar{T}_2 [sec]	9 Pos.
1a	21.5.62 06 ^h	3,0	3,2	8	8,7	8,6	7,4	C
1b	21.5.62 12 ^h	3,5	3,4	8	9,2	9,2	7,8	C
1c	21.5.62 18 ^h	3,5	3,7	8	10,6	10,2	8,9	C
2a	24.1.62 12 ^h	6,0	3,1	10	7,8	7,1	6,4	C
2b	25.1.62 00 ^h	5,5	6,1	10	11,6	10,5	9,5	C
2c	25.1.62 12 ^h	6,0	6,8	10	12,5	11,4	10,3	C
2d	26.1.62 00 ^h	5,0	4,9	10	13,5	12,0	11,0	C
3a	30.5.62 03 ^h	1,2	1,8	5	8,2	9,5	7,6	ElbeI
3b	30.5.62 09 ^h	1,5	2,3	5	8,9	9,5	7,8	ElbeI
3c	28.5.62 12 ^h	3,0	2,9	10	8,1	8,4	6,9	M
3d	29.5.62 12 ^h	3,5	3,4	12	9,0	8,8	7,6	M
3e	30.5.62 00 ^h	3,0	1,9	10	7,7	7,8	7,2	M
3f	30.5.62 18 ^h	2,0	4,6	6	10,6	10,0	9,2	P8
4a	25.4.62 15 ^h	0,7	1,0	3	5,0	5,1	4,4	ElbeI
4b	27.4.62 06 ^h	1,0	1,2	4	5,9	6,4	5,3	ElbeI
4c	27.4.62 18 ^h	1,5	1,5	4	6,4	6,3	5,6	ElbeI

Geographische Positionen:

Feuerschiff "ElbeI" : 54,0° N, 08,2° E
 Feuerschiff " P 8 " : 54,3° N, 07,2° E
 Wetterschiff " M " : 66,0° N, 02,0° E
 Wetterschiff " C " : 52,7° N, 35,5° W

Es wurden Hindcasting-Untersuchungen für die Positionen des atlantischen Wetterschiffes "C", des Nordmeer-Wetterschiffes "M", sowie der Feuerschiffe "P 8" und " Elbe I " in der Deutschen Bucht durchgeführt und mit den von den Besatzungen dieser Schiffe durchgeführten Wellenbeobachtungen verglichen. Die Beobachtungsdaten der Wetterschiffe wurden den Wettertelegrammen, die der Feuerschiffe den Bordtagebüchern entnommen. Die geographischen Positionen der genannten Beobachtungspunkte finden sich in Tab. 7.

Bei der Wetterlage Nr. 1 handelt es sich um eine WNW-Lage auf dem nordwestlichen Nordatlantik in der Zeit vom 19. bis zum 21.5.1962. Beobachtungspunkt ist das Wetterschiff "C". Ein Windfeld mit WNW-Winden bis maximal 32 kn zog auf der Rückseite eines Tiefdruckgebietes von Labrador in Richtung auf das Wetterschiff "C" zu. Abb. 21 zeigt als typisches Beispiel die synoptische Situation vom 21.5.1962, 6 Uhr. Die der Hindcasting-Untersuchung zugrunde liegende Fetchlinie ("linearer Fetch") wurde in Abb. 21 eingetragen. Die Abbn. 21, 23, 25, 27 stellen Ausschnitte aus Arbeitswetterkarten des meteorologischen Dienstes im Seewetteramt Hamburg des Deutschen Wetterdienstes dar. Bei den hier wie im folgenden angegebenen Uhrzeiten handelt es sich um Greenwichzeiten.

- Es wurden drei Hindcasting-Untersuchungen für diese Wetterlage durchgeführt; die gewählten Zeitpunkte sind in Tab. 7 angegeben. Das Weg-Zeit-Diagramm wurde entsprechend den Vorschriften in Abschn. III B konstruiert (s. Abb. 22). Bei der Durchführung der Hindcasting-Untersuchungen wurden entsprechend Abb. 14 nicht nur die Übertrittspunkte und Ursprünge der einzelnen Energiepakete, sondern auch die Wanderungskurven selbst in Abb. 22 eingetragen. Diese Maßnahme dient der Veranschaulichung der Vorgänge. Sobald man sich in der Durchführung der Seegangsbestimmung einige Übung erarbeitet hat, kann das Eintragen der Wanderungskurven entfallen. Bei der Hindcasting-Untersuchung 1c (21.5.1962, 18 Uhr) durchläuft das Energiepaket ξ_{15} auf seinem Wege zum Weg-Zeit-Punkt

der Beobachtung eine Zone relativ schwacher Winde (vgl. Abb. 22). Z.T. dadurch bedingt, ergibt sich als zu seiner Ausbildung erforderliche Gesamt-Weglänge der Wert 900 sm. Danach ist das Energiepaket ζ_{15} nicht-existent, denn die Ostküste Labradors wirkt bei etwa 800 sm fetchbegrenzend. Da jedoch das Auftreten der erwähnten eingelagerten Schwachwindzone als nicht sicher angesehen werden muß, wurde das Energiepaket ζ_{15} dennoch als existent betrachtet. Anderenfalls würden sich die erhaltenen Werte $\tilde{H}_{1/3r}$, $\tilde{T}_{1/3r}$ geringfügig kleiner ergeben haben.

Für die unter der Nr. 2 zusammengefaßten Untersuchungen wurde eine NW-atlantische Wetterlage gewählt, bei der auf der Südseite eines Orkantiefs beim Kap Farvel vom 23.-26.1.1962 ein Feld mit WSW-Winden bis zu 40 kn über Neufundland ostwärts auf See zog. Beobachtungspunkt ist wieder das Wetterschiff "C". Auf der Leeseite des genannten Windfeldes traten sehr starke SSE-Winde auf, die den Seegang in dem untersuchten Windfeld in der ersten Phase möglicherweise beeinflußt haben. Abb. 23 (Wetterlage vom 24.1.1962, 18 Uhr) zeigt die synoptische Situation und die Lage des linearen Fetches.

Es wurden Hindcasting-Untersuchungen zu vier verschiedenen Zeitpunkten durchgeführt. Die Untersuchung 2a wurde für einen Zeitpunkt unternommen, zu dem der Wind beim Wetterschiff "C" erst seit wenigen Stunden aus der Hauptwindrichtung wehte. Die vorher aufgetretenen starken SSE-Winde dürften den Seegang in diesem Fall mit Sicherheit beeinflußt haben. Bei der Hindcasting-Untersuchung 2d durchlaufen die Energiepakete ζ_9 und ζ_{10} eine Zone mit in Wanderungsrichtung sehr rasch abnehmenden Winden. Dabei trat der in Abschn. III C erläuterte Fall auf, daß der E_T -Bereich eines Intensitätsentwicklungsdiagrammes nicht ausreicht. Der Verlauf der Intensitätsentwicklungskurven wurde ungefähr extrapoliert, und die Endwerte E_T für die betreffenden Energiepakete wurden abgeschätzt.

Die Untersuchungen Nr. 3 behandeln eine WNW-Lage über dem Nordmeer und der Nordsee in der Zeit vom 27. bis zum 30.5.1962. Ein über dem Nordmeer sich entwickelnder Kaltluftausbruch stieß

bis in die Deutsche Bucht vor, ohne dort zunächst die im Nordmeer erreichte Intensität zu entwickeln. Für die Hindcasting-Untersuchung ergibt sich damit der komplizierte Fall eines wandernden Windfeldes mit abnehmender Windstärke. In einem längeren Zeitraum, welcher der Entwicklung des beschriebenen Windfeldes vorausging, waren in dem gesamten untersuchten Bereich keine Winde mit nördlicher Komponente aufgetreten. Die innerhalb des Windfeldes aufgetretenen Windstärken erreichten im Bereich des Nordmeers 28 kn. Abb. 25 (Wetterlage vom 29.5.1962, 18 Uhr) veranschaulicht die meteorologische Situation. Abb. 26 zeigt das konstruierte Weg-Zeit-Diagramm. Es wurden in der von diesem Diagramm erfaßten Zeitspanne fünf Hindcasting-Untersuchungen durchgeführt. Die Lage des linearen Fetches entspricht dem zunächst gewählten Beobachtungspunkt "Elbe I". Die letzten drei Hindcasting-Untersuchungen (3c bis 3e) wurden für das Wetterschiff "M" durchgeführt, das nicht auf dem ursprünglich gewählten linearen Fetch liegt (vgl. Abb. 25). Dennoch wurden auch die Hindcasting-Untersuchungen 3c bis 3e auf der Grundlage des Windfeldes Abb. 26 durchgeführt. Dies kann eine Fehlerquelle bedeuten, da das Tief über dem Nordmeer ostwärts abzog und die in Abb. 26 dargestellten Windverhältnisse daher für das Wetterschiff "M" u.U. nicht repräsentativ sind. - Im Anschluß an die geschilderte Wetterlage entwickelte sich über der Nordsee in der Zeit vom 30.5. bis zum 1.6.1962 ein Trogsturm aus NW mit Windgeschwindigkeiten bis 36 kn. Das für diesen Fall konstruierte Weg-Zeit-Diagramm wurde nicht abgebildet. Auf der Basis dieses Diagramms wurde die Hindcasting-Untersuchung Nr. 3f durchgeführt, für die als Beobachtungspunkt das Feuerschiff "P 8" gewählt wurde.

Die Untersuchungen Nr. 4 befassen sich mit einer NW-Lage über der Nordsee in der Zeit vom 25. bis zum 28.4.1962; hier wurden Windgeschwindigkeiten bis zu 20 kn erreicht. Abb. 27 (Termin vom 29.4.1962, 18 Uhr) veranschaulicht die Wetterlage und zeigt die Lage des linearen Fetch. Es wurden drei Hindcasting-Untersuchungen durchgeführt. Beobachtungspunkt war das Feuerschiff "Elbe I".

Vergleicht man Tab. 7 oder das Weg-Zeit-Diagramm Abb. 28, so fällt der große zeitliche Abstand zwischen den Hindcasting-Untersuchungen 4a und 4b auf. In der Zwischenzeit trat vorübergehend eine Richtungsänderung des Windes ein, so daß das vorgelegte Bestimmungsverfahren nicht angewendet werden konnte. Zum Zeitpunkt der Hindcasting-Untersuchung 4b stand der Wind jedoch bereits längere Zeit wieder aus der ursprünglichen Richtung.

2. Ergebnisse des Vergleichs

Die Abb. 29 bis 32 zeigen für die vier untersuchten Wetterlagen die durch Hindcasting erhaltenen Spektralkurven. Die Ergebnisse werden im folgenden Absatz im einzelnen besprochen. Es sei zunächst auf eine besondere Eigenschaft hingewiesen, die mehreren der erhaltenen Spektralkurven zukommt: Wie bereits in Abschn. III B erwähnt, kann bei Hindcasting-Fällen, in denen die Energiepakete Windfelder mit in Wanderungsrichtung abnehmender Windstärke durchlaufen, eine unrealistisch scharfe Aufteilung des erhaltenen Spektrums in einen Windseeanteil und einen Dünungsanteil auftreten. Man erhält diesen Effekt in besonders auffälliger Weise in solchen Fällen, in denen ein langwelliger Anteil des Seegangs den Teilbereich des Windfeldes, der den Punkt P enthält, ohne Weiterentwicklung durchläuft. Dieser Effekt tritt auf bei den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 1c, 2d, 3a, 3b, 3c, 4b. Wie in Abschn. III B erwähnt, ist das Verfahren in Bezug auf diese Besonderheit verbesserungsbedürftig.

Abb. 29 zeigt als Ergebnis der Untersuchung Nr. 1 die durch die Hindcasting-Untersuchungen erhaltenen Spektren. Man erkennt deutlich das Ausreifen des Seegangs mit wachsender Zeit. Das Spektrum der Untersuchung 1c zeigt eine Intensitätsabnahme bei kleinen Perioden, welche auf die abnehmende Windstärke zurückzuführen ist. Die berechneten Werte der kennzeichnenden Wellengrößen $\tilde{H}_{1/3}$, $\tilde{T}_{1/3}$ zu allen durchgeführten Hindcasting-Untersuchungen finden sich in Tab. 7 (Seite 134). Zur Vermeidung von Mißverständnissen sei nochmals darauf

aufmerksam gemacht, daß in Tab. 7 die berechneten Werte mit $\tilde{H}_{1/3r}$ bzw. \tilde{T}_1 , die Beobachtungswerte mit $\tilde{H}_{1/3b}$ bzw. $\tilde{T}_{1/3b}$ bezeichnet wurden. Für die Untersuchungen Nr. 1 stimmen die berechneten Werte $\tilde{H}_{1/3}$ mit den Beobachtungen in zufriedenstellender Weise überein. Die berechneten Werte $\tilde{T}_{1/3}$ erscheinen, verglichen mit den Beobachtungswerten, etwas zu groß.

Bei der Untersuchung Nr. 2 stellt der Fall 2a eine Besonderheit dar. Die berechneten Werte $\tilde{H}_{1/3}$, $\tilde{T}_{1/3}$ sind, verglichen mit den Beobachtungswerten, erheblich zu klein. Wie oben bereits erwähnt, muß man annehmen, daß zum Zeitpunkt der Hindcasting-Untersuchung am Beobachtungspunkt noch ein erheblicher Seegang stand, der durch die vorausgegangenen SSE-Winde angefacht wurde. Das vorgelegte Bestimmungsverfahren erfaßt diesen Seegangsanteil nicht. Es ist daher für diesen Fall nicht anwendbar. - Die Beurteilung der berechneten Daten für die Untersuchungen 2b bis 2d führt zu Ergebnissen, die denen der Untersuchung Nr. 1 entsprechen. Die zeitliche Veränderung der in Abb. 30 graphisch dargestellten Spektralkurven zeigt wieder das zunehmende Ausreifen des Seeganges und die Veränderung unter der schließlich erfolgenden Windabnahme.

Bei den unter der Nr. 3 für den Beobachtungspunkt Feuerschiff "Elbe I" durchgeführten Hindcasting-Untersuchungen ergaben sich für die kennzeichnenden Wellengrößen relativ zu den Beobachtungen wesentlich zu hohe Werte. Diese Tatsache weist auf eine wesentliche Begrenzung des Anwendungsbereiches des vorgelegten Bestimmungsverfahrens hin. Betrachtet man z.B. die Spektralkurve für die Untersuchung 3b (s. Abb. 31), so erkennt man eine scharfe Zweiteilung des Spektrums in einen kurzwelligen Windseeanteil und einen langwelligen dünungsartigen Anteil. Vernachlässigt man den letzten Anteil, d.h. läßt man das Spektrum bei 10 sec abbrechen, so erhält man $\tilde{H}_{1/3} = 1,6$ m. Dieser Wert stimmt mit der Beobachtung gut überein. - Diese Untersuchung läßt die Ursache des fehlerhaften Ergebnisses der Untersuchungen 3a, 3b deutlich werden:

Der im Nordmeer entstandene langwellige Seegang erreicht das Seegebiet der Deutschen Bucht nicht oder nur mit stark herabgeminderter Intensität. Ein Teil der Intensitätsminderung kann durch die in der Nordsee auftretende Winkeldispersion erklärt werden, welche durch das vorgelegte Bestimmungsverfahren nicht berücksichtigt wird. Ein wesentlicher Teil der Minderung ist jedoch mit Sicherheit darauf zurückzuführen, daß im Bereich der Nordsee eine starke Energiedissipation durch Bodenreibung auftritt. - Um nachzuweisen, daß die für den Beobachtungspunkt "Elbe I" bestimmten langwelligen Seegangsanteile im Nordmeer tatsächlich entstanden sind, wurden für die gleiche Wetterlage Hindcasting-Untersuchungen für den Beobachtungspunkt Wetterschiff "M" durchgeführt (Untersuchungen Nr. 3c bis 3e). Für die Fälle 3c, 3d zeigen die berechneten Werte $\tilde{H}_{1/3}$ gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Für den Fall 3e wurde ein zu kleiner Wert $\tilde{H}_{1/3}$ berechnet. Die Ursache für diese Fehlbestimmung dürfte in der bereits oben erwähnten Tatsache zu suchen sein, daß zum Bestimmungszeitpunkt das wellenerzeugende Windfeld im Abziehen nach Osten begriffen war, und daher die Windverhältnisse auf der für den Beobachtungspunkt Feuerschiff "Elbe I" gewählten Fetchlinie für den Punkt Wetterschiff "M" nicht mehr repräsentativ sind. Die für die Untersuchungen 3c bis 3e berechneten Periodenwerte sind wesentlich kleiner als die beobachteten Daten. Vergleicht man mit den aufgetretenen Windstärken, so erscheinen die Beobachtungsdaten für $\tilde{T}_{1/3}$ größer, als man nach allgemeiner Erfahrung erwarten würde. Es wird vermutet, daß Beobachtungsungenauigkeiten vorliegen. - Die erhaltenen Spektralkurven für die Hindcasting-Untersuchungen 3c bis 3e finden sich in Abb. 31. - Auch bei der Untersuchung Nr. 3f (NW-Sturm in der Nordsee) sind die berechneten kennzeichnenden Wellengrößen wesentlich größer als die Beobachtungen. Es zeigt sich also, daß auch für Fälle von Windsee in der Nordsee das vorgelegte Verfahren zu große Werte erbringt.

Zur weiteren Prüfung des soeben genannten Ergebnisses wurde eine Wetterlage mit leichten Winden in der Nordsee bearbeitet (Untersuchungen Nr.4). Der Vergleich zeigt, daß die Hindcasting-Ergebnisse auch hier nicht gut sind. Zwar ist die

Übereinstimmung hinsichtlich $\tilde{H}_{1/3}$ im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit zufriedenstellend; die errechneten Werte $\tilde{T}_{1/3}$ sind aber deutlich zu groß.

Wie eine Untersuchung der Spektralkurven für die Fälle 4a bis 4c (Abb. 32) zeigt, muß ein Flachwassereinfluß selbst für diesen relativ schwachen Seegang erwartet werden. Es gilt als Faustregel, daß eine sinusförmige Wellenbewegung dann "den Meeresboden fühlt", wenn ihre Wellenlänge mehr als doppelt so groß wie die Wassertiefe ist. Setzt man für die Nordsee im Bereich der Dogger Bank und südlich davon eine Wassertiefe von 50 m als charakteristisch an, so erhält man mit Hilfe von Gl. (1. 16) die Aussage, daß Wellenperioden ≥ 8 sec bereits beeinflußt werden. Für die Spektren zu den Untersuchungen 4a bis 4c findet man für den Periodenbereich um 8 sec noch merkliche Seegangsintensität. Die Bodenreibung muß sich für solchen Seegang also bereits bemerkbar machen. Eine entsprechend stärkere Beeinflussung ergibt sich für den langwelligeren Seegang der Untersuchungen 3a, 3b, 3f.

Die in den Abschn. IV A, IV B erhaltenen Vergleichsergebnisse scheinen die folgende Beurteilung des vorgelegten Verfahrens zu stützen. Auf dem Ozean und im Nordmeer ergeben sich, sofern in dem seegangsanfachenden Windfeld keine wesentlichen Winddrehungen aufgetreten sind, für die kennzeichnende Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$ realistische Werte. Die berechneten Periodenwerte $\tilde{T}_{1/3}$ scheinen dagegen etwas zu groß zu sein. Die zuletzt formulierte Aussage, die sich auf die Hindcasting-Ergebnisse des Abschn. IV B stützt, steht in einem gewissen Widerspruch zu einer in Abschn. IV A getroffenen Feststellung. Danach scheinen bei dem vorgelegten Verfahren, mit den Diagrammen anderer Verfasser verglichen, die hohen Intensitäten in Richtung kurzer Perioden verlagert zu sein. Zur endgültigen Beurteilung des Verfahrens, insbesondere hinsichtlich der Genauigkeit der Periodenbestimmungen, müssen weitere Erfahrungen abgewartet werden. Bei der Anwendung des Verfahrens auf die südliche Nordsee erwiesen sich die berechneten Seegangs-

daten als zu groß. Diese Abweichungen scheinen durch die Vernachlässigung der Reibung am Meeresboden verursacht zu sein.

V Folgerungen und Ausblick

Wie in Abschn. IV B festgestellt wurde, ist das vorgelegte Verfahren anwendbar zur Bestimmung von Windsee in tiefem Wasser. Die Anwendung ergibt:

- 1) das skalare Seegangsspektrum
- 2) die kennzeichnende Wellenhöhe und -periode im Seegang

Das Verfahren ist auf beliebige Windfeldkonfiguration anwendbar unter Einfluß auch solcher Fälle, bei denen die Windstärke zeitlich und nach Lee zu abnimmt. Das Verfahren ist nicht anwendbar bei stärkeren raum-zeitlichen Änderungen der Windrichtung.

Beim Auftreten von Seegang in Flachwasser spielt die Bodenreibung eine große Rolle. In Flachwasser einlaufende Dünung wird ausgelöscht, bzw. ihre Intensität wird vermindert; Windsee über Flachwasser ist, verglichen mit Tiefwasserseegang kürzer und erreicht geringere Intensitäten. Wie sich bei der Anwendung des vorgelegten Verfahrens (Abschn. IV B) herausstellte, muß die südliche Nordsee bereits als Flachwasser angesehen werden. In Abschn. IV B wurde gezeigt, daß für mäßige Windstärken die Bestimmungsergebnisse auch für dieses Seegebiet durchaus verwendbar sind (vgl. z.B. die Fälle 4a bis 4c in Tab. 7, Seite 134). Zur realistischen Seegangsbestimmung für höhere Windstärken scheint es jedoch erforderlich zu sein, die Reibungsvorgänge am Meeresboden zu berücksichtigen.

Es wird die Ansicht vertreten, daß bei der Entwicklung von Seegangsbestimmungsverfahren auf empirischer Basis die Berücksichtigung der Bodenreibung erst im Rahmen einer weiterführenden Untersuchung möglich ist. Zunächst muß die Wechsel-

wirkung zwischen Wind und Wellenbewegung unter Ausschaltung von Bodenreibungseffekten, d.h. die Entwicklung des Seegangs auf tiefem Wasser beschrieben werden. Die vorgelegte Bestimmungsvorschrift kann als eine solche Beschreibung aufgefaßt werden. Es scheint denkbar, bei Anwendung des Verfahrens auf Meeresgebiete mit flachem Wasser (z.B. südliche Nordsee) aus den Unterschieden zwischen den berechneten und den tatsächlich aufgetretenen Seegangseigenschaften Rückschlüsse auf den Einfluß der Bodenreibung zu ziehen.

Mit der merklichen Beeinflussung des Seegangs durch die Bodenreibung treten zugleich Refraktionsvorgänge auf. Damit wird die Richtungsverteilung des Seegangs von Bedeutung. Bei einer Weiterentwicklung des vorgelegten Bestimmungsverfahrens müssen daher die Richtungsverteilung und die Einflüsse des Meeresbodens auf die Wellenbewegung berücksichtigt werden. Als Ausgangspunkt für eine die Richtungsverteilung berücksichtigende Seegangstheorie können die Untersuchungen von R. GELCI, H CAZALÉ u. J. VASSAL [1956/57] gelten, in denen der Seegang als eine Überlagerung einer Anzahl diskreter Komponenten betrachtet wird, die sich hinsichtlich der Periode und der Laufrichtung unterscheiden. - Über die Berücksichtigung der Bodeneinflüsse bei Seegangsbestimmungen sind eine Reihe von Veröffentlichungen erschienen (vgl. z.B. C.L.BRETSCHNEIDER u. R.O. REID [1954]), die in den vorausgegangenen Abschnitten nicht behandelt worden sind. Bei einer Modifikation des vorgelegten Verfahrens unter Berücksichtigung der Ergebnisse der zitierten Arbeiten darf man erwarten, eine realistische Bestimmung des Seegangs auch für die Flachwassergebiete der Nord- und Ostsee zu erzielen.

Literaturverzeichnis

- ARTHUR, R.S., [1949]: Variability in Direction of Wave Travel, Ann. N.Y. Acad. Sc., Vol. 51, Art. 3
- BARBER, N.F., URSELL, F., DARBYSHIRE, J., u. TUCKER, M.J., [1946]: A Frequency Analyser Used in Study of Ocean Waves, Nature (London), Vol. 158
- BARBER, N.F., u. URSELL, F., [1948a] : The Generation and Propagation of Ocean Waves and Swells - I. Wave Periods and Velocities, Phil. Trans. of the Roy. Soc. of London, Series A, Vol.240, No. 824
- BARBER, N.F., [1954] : Finding the Direction of Travel of Sea Waves, Nature, Vol. 174
- BARTSCH, H., [1958] : Statistische Methoden zur Untersuchung der Bewegungen eines Schiffes im Seegang, Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt, Ber. Nr. 1151
- BARTSCH, H., [1959] : Zur statistischen Verteilung der Wellenhöhen im Seegang sowie der Stampf- und Rollwinkel eines Schiffes im Seegang, Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt, Ber. Nr. 1173
- BLACKMAN, R.B., u. TUKEY, J.W., [1958] : The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communication Engineering, Dover Publications Inc., N.Y.
- BÖRGEN, C., [1890] : Über den Zusammenhang zwischen der Windgeschwindigkeit und den Dimensionen der Meereswellen, Ann. d. Hydrogr., Berlin XVIII
- BRACELIN, P., [1952] : Observing, Forecasting and Reporting Ocean Waves and Surf, Nav. Weath. Serv. 147
- BRETSCHNEIDER, C.L., [1952a] : Revised Wave Forecasting Relationships, Sec. Conf. Coast. Eng., J.W. Johnson Ed.
- BRETSCHNEIDER, C.L., [1952b] : The Generation and Decay of Wind Waves in Deep Water, Tr. Am. Geoph. Un., Vol.33, No.3
- BRETSCHNEIDER, C.L., u. REID, R.O., [1954] : Modification of Wave Height Due to Bottom Friction, Percolation, and Refraction, Beach Erosion Board, Techn. Mem. No.45

- BRETSCHNEIDER, C.L., [1958] : Revisions in Wave Forecasting: Deep and Shallow Water, Sixth Conf. Coast. Eng., J.W. Johnson Ed.
- BRETSCHNEIDER, C.L., [1959] : Wave Variability and Wave Spectra for Wind-Generated Gravity Waves, Beach Erosion Board, Techn. Mem., No. 118
- BROCKS, K., [1955a] : Atmosphärische Temperaturschichtung und Austauschprobleme über dem Meer, Ber. Deutsch. Wetterd., Bd. 4, Nr. 22
- BROCKS, K., [1955b] : Wasserdampfschichtung über dem Meer und Rauigkeit der Meeresoberfläche, Arch. Met., Geophys. Biokl., Bd. 8
- BROWIKOW, I.S., [1961] : Die Darstellung des Energiespektrums der Windsee, Met. i Gidr., Nr. 7 (in russisch)
- BURLING, R.W., [1955] : Wind Generation of Waves on Water, Ph. D. Diss., Imp. Coll., Univ. of London
- CARTWRIGHT, D.E., [1956] : On Determining the Directions of Waves from a Ship at Sea, Proc. Roy. Soc., A, Vol. 234, No. 1198
- CARTWRIGHT, D.E., u. LONGUET-HIGGINS, M.S., [1956] : The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Funktion, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 237
- CARTWRIGHT, D.E., [1961] : The Use of Directional Spectra in Studying the Output of a Wave Recorder on a Moving Ship, Conf. on Ocean Wave Spectra, Easton, Maryland
- CHARNOCK, H., [1955] : Wind Stress on a Water Surface, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 81
- CHASE, J., COTE, L.J., MARKS, W., MEHR, E., PIERSON, W.J. jr., RONNE, F.C., STEPHENSON, G., VETTER, R.C., u. WALDEN, R.G., [1957] : The Directional Spectrum of a Wind Generated Sea as Determined from Data Obtained by the Stereo Wave Observation Project, Dept. of Met. and Oc., Statist. Gr., Res. Div., Coll. of Eng., N.Y. Univers.

CORNISH, V., [1910] : Waves of the Sea and other Water Waves,
London

COX, C., u. MUNK, W., [1954a] : Statistics of the Sea Surface
Derived from Sun Glitter, Journal of Marine Research,
Vol. 13, No. 2

COX, C., u. MUNK, W., [1954b] : Measurement of the Roughness
of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter,
Journal of the Optical Soc. of America, Vol. 44, No. 11

DARBYSHIRE, J., [1952] : The Generation of Waves by Wind,
Proc. Roy. Soc., A, Vol. 215

DARBYSHIRE, J., [1955] : An Investigation of Storm Waves in
the North Atlantic Ocean, Proc. Roy. Soc., A,
Vol. 230, No. 1183

DARBYSHIRE, J., [1956] : An Investigation into the Generation
of Waves when the Fetch of the Wind is Less than 100 Miles,
Quart. J. of the Roy. Met. Soc., Vol. 82, No. 354

DARBYSHIRE, J., [1957] : Attenuation of Swell in the North
Atlantic Ocean, Quart. J. of the Roy. Met. Soc.,
Vol. 83, No. 357

DARBYSHIRE, J., [1959] : A Further Investigation of Wind-
Generated Waves, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 12, H. 1

DEACON, E.L., SHEPPARD, P.A., u. WEBB, E.K., [1957] :
Wind Profiles over the Sea and the Drag at the Sea Surface,
Austral. J. Phys., Vol. 9

DIETRICH, G., [1957] : Allgemeine Meereskunde; mit Beiträgen
von K. KALLE, Gebr. Borntraeger, Berlin-Nikolassee

DJOUNKOWSKI, N.N., u. BOJITCH, P.K., [1959] : La houle et
son action sur les côtes et les ouvrages côtiers,
Eyralles et Gauthier-Villars ed., Paris

VAN DORN, G., [1953] : Wind Stress on a Artificial Pond,
J. Mar. Res., Vol. 12, No. 3

- ECKART, C., [1953] : The Generation of Wind Waves on a Water Surface, Journ. Appl. Physics, Vol. 24, No. 12
- EKMAN, V.W., [1923] : Über Horizontalzirkulation bei wind-erzeugten Meeresströmungen, Ark. f. math., astr. och fysik, Bd. 17, Nr. 26, Stockholm
- FRANCIS, J.R.D., [1951] : The Aerodynamic Drag of a Free Water Surface, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 206
- FRANCIS, J.R.D., [1959] : Wind Action on a Water Surface, Proc. Inst. Civ. Eng., Bd. 12, Pap. No. 6330
- GELCI, R., CAZALÉ, H., u. VASSAL, J., [1956] : Utilisation des Diagrammes de Propagation à la Prévision Energétique de la Houle, Bull. d'Inf. du Comité Cent. d'Oc. et d'Etude des Côtes, VIII
- GELCI, R., CAZALÉ, H., u. VASSAL, J., [1957] : Prévision de la Houle - la Méthode des Densités Spectro-Angulaires, Bull. d'Inf. du Comité Centr. d'Oc. et d'Etude des Côtes, IX, 8
- GERSTNER, [1802] : Theorie der Wellen, Abh. d. königl. böhm. Ges. d. Wiss.
- GREEN, G., [1839] : Note on the Motion of Waves in Canals, Trans. Cambr. Phil. Soc. 7, 87
- HASSELMANN, K., [1960a] : Grundgleichungen der Seegangsvoraussage, Inst. f. Schiffbau, Hamburg
- HASSELMANN, K., [1960b] : Über den Einfluß nichtlinearer Wechselwirkungen auf die Energieverteilung in einem Seegangsspektrum, Hamburg
- HAY, J.S., [1955] : Some Observations of Air Flow Over the Sea, Quart. J. Roy. Soc. Vol. 81, No. 349
- v. HELMHOLTZ, [1868] : Über diskontinuierliche Flüssigkeitsbewegungen, Berl. Monatsber.

ISAACS, J.D., u. SAVILLE, T. jr., [1949] : A Comparison between Recorded and Forecast Waves on the Pacific Coast, Ann. N.Y. Acad. Sc., Vol. 51, Art. 3

JEFFREYS, H., [1925/26] : On the Formation of Water Waves by Wind, Part 1 u. 2, Proc. Roy. Soc., A, Vbl. 107 u. 110

JOHNSON, J.W., [1950] : Relationships between Wind and Waves, Abbotts Lagoon, California, Tr. Am. Geoph. Un., Vol. 31, No.3

JOHNSON, J.W., u. RICE, E.K., [1952] : A Laboratory Investigation of Wind Generated Waves, Trans. Am. Geoph. Un., Vol. 33, No. 6

KORVIN-KROUKOVSKY, B.V., [1958] : Ships and Sea, Teil I, the Seaway, Exp. Towing Tank, Stevens Inst. of Techn., Hoboken, N.J.

KRYLOV, J.M., [1956] : Statistische Theorie und Berechnung der Meereswellen Teil I, GOIN 33 (in russisch)

KRYLOV, J.M., [1958] : Statistische Theorie und Berechnung der Meereswellen Teil II, GOIN 42 (in russisch)

LAMB, H., [1945] : Hydrodynamics, 6. Ed. Dover Public., N.Y., (Deutsche Ausgabe B.G. Teubner, Leipzig u. Berlin, 2. Aufl. 1931)

LEVI-CIVITA, T., [1925] : Détermination vigoureuse des ondes permanentes d'ampleur finie, Math. Ann., Vol. 93

LÉVY, P., [1948] : Processes Stochastiques et Mouvement Brownien, Gauthier-Villars, Paris

LONGUET-HIGGINS, M.S., [1952] : On the Statistical Distribution of the Heights of the Sea Waves, J. of Mar. Res., Vol. 11, No. 3

LONGUET-HIGGINS, M.S., CARTWRIGHT, D.E., u. SMITH, N.D., [1961] : Observations of the Directional Spectrum of Sea Waves Using the Motions of a Floating Buoy, Conf. on Ocean Wave Spectra, Easton, Maryland

- MARKS, W., [1954] : The Use of a Filter to Sort Out Directions in a Short Crested Gaussian Sea Surface, Trans. Am. Geophys. Un., Vol. 35, No. 5
- MERIAN, J.R., [1828] : Über die Bewegung tropfbarer Flüssigkeiten in Gefäßen, Basel
- MICHELL, I.H., [1893] : The Highest Waves in Water, Phil. Mag., Ser. 5, Vol. 36
- MILES, J.W., [1957] : On the Generation of Surface Waves by Shear Flows, J. Fluid Mech., Vol. 3, Part 2
- MOLITOR, D.A., [1935] : Wave Pressures on Sea Walls and Breakwaters, Trans. Amer. Soc., Civ. Eng., Vol. 100
- MOTZFELD, H., [1937] : Die turbulente Strömung an welligen Wänden, Zeitschr. ang. Math., Bd. 17, H. 4
- NEUMANN, G., [1948] : Über den Tangentialdruck des Windes und die Rauigkeit der Meeresoberfläche, Z. f. Met., Jg. 2, H 7/8
- NEUMANN, G., [1949] : Die Entstehung der Wasserwellen durch Wind, Deutsche Hydrogr. Zeitschr. Bd 2, H. 4
- NEUMANN, G., [1953] : On Ocean Wave Spectra and a New Method of Forecasting Wind-Generated Sea, Beach Erosion Board, Techn. Memor. No. 43
- NEUMANN, G., u. PIERSON, W.J. jr., [1957] : A Detailed Comparison of Theoretical Wave Spectra and Wave Forecasting Methods, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 10, H. 3
- PHILLIPS, O.M., [1957] : On the Generation of Waves in Turbulent Wind, Journ. of Fluid Mech., Vol. 2, Part 5
- PHILLIPS, O.M., [1960] : On the Dynamics of Unsteady Gravity Waves of Finite Amplitude, Part 1. The Elementary Interactions, J. Fluid Mech., Vol. 9, Part 2
- PIERSON, W.J. jr., [1951] : The Accuracy of Present Wave Forecasting Methods with Reference to Problems in Beach Erosion on the New Jersey and Long Island Coasts, BEB, Techn. Mem. 24

PIERSON, W.J. jr., [1952] : A Unified Mathematical Theory for the Analysis, Propagation and Refraction of Storm Generated Ocean Surface Waves, N.Y. Univers., Coll. of Eng., Dept. of Met.

PIERSON, W.J. jr., u. MARKS, W., [1952] : The Power Spectrum Analysis of Ocean Wave Records, Trans. Am. Geophys. Un., Vol. 33, No. 6

PIERSON, W.J. jr., u. JAMES, R.W., [1953] : Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves, Hydrogr. Off, U.S. Navy Publ. No. 603

PIERSON, W.J. jr., [1954a] : An Electronic Wave Spectrum Analyser and its Use in Engineering Problems, Beach Erosion Board, Techn. Mem. No. 56

PIERSON, W.J. jr., [1954b] : An Interpretation of the Observable Properties of Sea Waves in Terms of the Energy Spectrum of the Gaussian Record, Trans. Am. Geophys. Un., Vol. 35, No. 5

PIERSON, W.J., jr., [1955] : Wind Generated Gravity Waves, Adv. in Geophys., Vol. 2, Ed. H.E. Landsberg, Acad. Press., N.Y.

PIERSON, W.J. jr., [1959a] : A Note on the Growth of the Spectrum of Wind Generated Gravity Waves as Determined by Non-Linear Considerations, Coll. of Eng., Res. Div., N.Y. Univ., Dept. of Met. and Oc.

PIERSON, W.J. jr., [1959b] : A Study of Wave Forecasting Methods and of the Height of a Fully Developed Sea on the Basis of Some Wave Records Obtained by the O.W.S. Weather Explorer During a Storm at Sea, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 12, H. 6

PIERSON, W.J. jr., u. FIFE, P., [1961a] : Some Non-Linear Properties of Long Crested Periodic Waves with Lengths Near 2,44 Centimeters, Journ. of Geophys. Res., Vol. 66, No. 1

- PIERSON, W.J. jr., [1961b] : Models of Random Seas Based on the Lagrangian Equations of Motion, Coll. of Eng., Res. Div., N.Y. Univ. Dept., of Met. and Oc.
- PIEST, J., [1956] : Berechnung der Bandbreite des Periodenspektrums in ozeanischer Dünung mit Hilfe eines Nomogramms, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 9, H. 4
- PIEST, J., [1961] : Mittlere Horizontalgeschwindigkeit der Massenteilchen in STOKESschen Wellen, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 14, H. 1
- PIEST, J., [1963a] : Empirische Untersuchung zur Frage der Beziehung zwischen durchschnittlicher und kennzeichnender Wellenperiode im Seegang, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 16, H. 1
- PIEST, J., [1963b] : Vergleich der BRETSCHNEIDERSchen Beziehungen über die Verteilung der sichtbaren Wellen und das Seegangsspektrum mit den Ergebnissen der Auswertung von Seegangsmessungen in der Deutschen Bucht, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 16, H. 2
- PRESS, H., u. TUKEY, J.W., [1956] : Power Spectral Methods of Analysis and Their Application to Problems in Airplane Dynamics, North Atlantic Treaty Org., Adv. Gr. for Aeronaut. Res. and Developm., Flight Test Man., Vol. 4, Part IV C
- RANKINE, [1863] : On the Exact Form of Waves near the Surface of Deep Water, Phil. Trans.
- RATTRAY, M., u. BURT, W.V., [1956] : A Comparison of Methods for Forecasting Wave Generation, Deep Sea Res., Vol. 3
- REVILLON, u. GELCI, [1952] : Une méthode de prévision de houle à Casablanca, Météorol. Nationale
- RICE, S.O., [1944/45] : Mathematical Analysis of Random Noise, Bell. System Techn. J. 23/24

- ROLL, H.U., [1951] : Neue Messungen zur Entstehung von Wasserwellen durch Wind, Ann. Met., Bd. 4, H. 1-6
- ROLL, H.U., [1952] : Über Größenunterschiede der Meereswellen bei Warm- und Kaltluft, Deutsche Hydrogr. Zeitschr. 5, S.111
- ROLL, H.U., u. FISCHER, G., [1956] : Eine kritische Bemerkung zum NEUMANN-Spektrum des Seeganges, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd 9, H. 1
- ROLL, H.U., [1958] : Oberflächenwellen des Meeres, Hdb. d. Phys., S. Flüge, Marburg, Springer-Verlag
- RZEPLINSKIJ, G.W., u. MERCALOV, V.G., [1960] :
Nomogramme für die Berechnung der Wellenperioden und -höhen im tiefen Meere an Hand der Gradienten des atmosphärischen Druckes, Trudy Moscava 54 (in russisch)
- SAVILLE, T. jr., [1954] : The Effect of Fetch on Wave Generation, Beach Erosion Board, Techn. Mem. 70
- SCHAAF, S.A., u. SAUER, F.M., [1950] : A Note on the Tangential Transfer of Energy between Wind and Waves, Trans. Am. Geophys. Un., Vol. 31, No. 6
- SCHUMACHER, A., [1950] : Stereogrammetrische Wellenaufnahmen mit schneller Bildfolge, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 3, H. 1/2
- SCHUMACHER, A., [1952] : Results of Exact Wave Measurements (by Stereophotogrammetry) with Special Reference to More Recent Theoretical Investigations, Symp. on Gravity Waves, Nat. Bureau of Standards, Circ. 521
- SCHULEJKIN, W.W., [1960] : Theorie der Meereswellen, herausgeg. v. E. Bruns, Akad. Verl. Berlin 1960
- STANTON, T., [1937] : The Growth of Waves on Water Due to the Action of the Wind, Roy. Soc., Proc., A, Vol. 137
- St. DENIS, M., u. PIERSON, W.J. jr., [1953] : On the Motions of Ships in Confused Seas, Trans. of the Soc. of Nav. Arch. and Mar. Eng., N.Y., 61

- St. DENIS, M., [1957] : On the Reduction of Motion Data from Model Tests in Confused Seas, Proc. Symp. on the Behaviour of Ships in a Seaway, Wageningen, Neth.
- STEVENSON, Th., [1851] : Observations on the Force of the Waves, Brit. Ass. Rep., London
- STOKES, G.G., [1847] : On the Theory of Oscillatory Waves, Trans. Cambr. Phil. Soc., Vol. 8, Supplement, Scientific Papers Vol. 1
- STOKES, G.G., [1880] : Scientific Papers Vol. 1 No. 227
- STOKER, J.J., [1957] : Water Waves, Interscience Publishers, N.Y. - London
- SUTHONS, C.T., [1945] : The Forecasting of Sea and Swell Waves, Nav. Weath. Serv. 135
- SVERDRUP, H.U., u. MUNK, W.H., [1947] : Wind, Sea and Swell, Theory of Relations for Forecasting, U.S. Navy Dept., H.O. Publ. No. 601
- THIJSSE, J. Th., [1952] : Growth of Wind-Generated Waves and Energy Transfer, Nat. Bur. of Stan., Circ. 521, Gravity Waves
- THOMSON (LORD KELVIN), W., [1871] : Hydrokinetic Solutions and Observations, Phil. Mag. 4, 17
- THORADE, H., [1931] : Probleme der Wasserwellen, H. Grand, Hamburg
- TICK, L.J., [1958] : A Non-Linear Model of Gravity Waves I, Scientific Papers No. 11, Statist. Lab., Dept. of Math., Res. Div., Coll. of Eng., N.Y. Univers.
- TITOV, L.F., [1955] : Windwellen auf Meeren und Seen, Leningrad (in russisch)
- TUCKER, M.J., [1955] : The N.I.O. Wave Analyser, Proc. of 1. Conf. on Coast. Eng. Instr., Berkeley, Cal.

TUCKER, M.J., [1957] : The Analysis of Finite-Length Records of Fluctuating Signals, British Journ. of Applied Phys., Vol. 8

TUKEY, J.W., [1949] : The Sampling Theory of Power Spectrum Estimates, Symposium on Applications of Autocorrelation Analysis to Physical Problems, Woods Hole, Mass.

TUKEY, J.W., u. HAMMING, R.W., [1949] : Measuring Noise Color 1, Bell. Tel. Lab. Inc., Murray Hill, N.Y.

VOZNESSENSKY, A.J., u. FIRSOFF, G.A., [1957] : Statistical Analysis of Data Concerning Rolling of Ship, Proc. Symp. on the Behaviour of Ships in a Seaway, Wageningen, Neth.

WALDEN, H., [1953/54] : Die Wellenhöhe neu angefachter Windsee nach Beobachtungen Atlantischer Wetterschiffe und des Fischereischutzbootes "Meerkatze", Ann. Met., Jg. 6, H. 9/10

WALDEN, H., [1954a] : Höhe der Windsee in einem wandernden rechteckigen Windfeld, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 7, H. 3/4

WALDEN, H., [1954b] : Über die Dünung aus einem neu gebildeten Sturmfeld, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 7, H. 5/6

WALDEN, H., [1955] : Die Höhe der Windsee bei gleichmäßig zunehmendem Wind, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 8, H. 6

WALDEN, H., [1955/56a] : Ein neues Diagramm zur Berechnung des Seegangs aus den Windverhältnissen, Ann. d. Met., Bd. 7, H. 3/4

WALDEN, H., [1955/56b] : Die Höhe der Windsee bei regionaler Zunahme der Windstärke in der Richtung mit dem Winde, Ann. d. Met., Bd. 7, H. 7/9

WALDEN, H., [1956a] : Zur Bandbreite des Periodenspektrums in der Dünung, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 9, H. 3

WALDEN, H., [1956b] : Stau der Wellenenergie im wandernden Windfeld, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 9, H. 5/6

WALDEN, H., [1956c] : Vorschlag zur Änderung der NEUMANNschen Konstanten c bei der Berechnung der Wellenhöhe aus der Windstärke, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 9, H. 14

WALDEN, H., [1958] : Die winderzeugten Meereswellen, Teil I Beobachtungen des Seeganges und Ermittlung der Windsee aus den Windverhältnissen, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt, Einzelveröff. Nr. 18

WALDEN, H., [1959a] : Versuch einer statistischen Untersuchung über die Eigenschaften der Windsee bei abnehmendem Wind, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 12, H. 4

WALDEN, H., [1959b] : Bemerkungen zu einer von Djoukowski und Bojitch angegebenen Beziehung zur Berechnung des Seegangs aus den Windverhältnissen, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 12, H. 6

WALDEN, H., [1960a] : Der hohe Seegang auf 61°N , 15°W am 16. November 1953 als Ergebnis der Energie-Akkumulation in einem wandernden Sturmfeld, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 13, H. 2

WALDEN, H., [1960b] : Neuere Veröffentlichungen, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 13, H. 6

WALDEN, H., [1961a] : Proposal for Collecting Ocean Waves Obtained under "Ideal" Conditions, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 14, H. 2

WALDEN, H., [1961b] : Comparison of One-Dimensional Wave Spectra Recorded in the German Bight with Various Theoretical Spectra, Conf. on Ocean Wave Spectra, Easton, Maryland

WALDEN, H., [1961c] : Der hohe komplexe Seegang am nordatlantischen Wetterschiff "K" am 6. Dezember 1959, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 14, H. 6

- WALDEN, H., u. FARMER, H.G., [1957] : Auswertung von Seegangsregistrierungen des Forschungsschiffes ATLANTIS mit dem 'ship-borne-wave-recorder' sowie Vergleich mit entsprechenden Seegangsberechnungen aus den Windverhältnissen (Hindcasting), Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 10, H. 4
- WALDEN, H., u. GERDES, H.U., [1958] : Die Größe der kennzeichnenden Periode in der Windsee, Ann. d. Met. 8
- WALDEN, H., u. HÖHN, R., [1961] : Über den Ursprung der "Roller" vor Ascension, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 14, H. 4
- WALDEN, H., u. PIEST, J., [1957] : Beitrag zur Frage des Wellenspektrums in der Windsee, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 10, H. 3
- WALDEN, H., u. PIEST, J., [1958] : Weitere Überlegungen zur Frage des Wellenspektrums in der Windsee, Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd 11, H. 1
- WALDEN, H., u. PIEST, J., [1961] : Vergleichsmessungen des Seeganges mit verschiedenen Meßgeräten zur Prüfung des Seegangs-Beschleunigungsschreibers mit Film-Ritz-Aufzeichnung und ihre Auswertung, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt, Einzelveröff. Nr. 30
- WIENER, N., [1949] : Extrapolation, Interpolation and Smoothing of Stationary Time Series, John Wiley and Sons, N.Y.
- WILSON, B.W., [1955] : Graphical Approach to the Forecasting of Waves in Moving Fetches, Beach Erosion Board, Techn. Mem. No. 73
- WILSON, B.W., [1961] : Deep Water Wave Generation by Moving Wind Systems, J. Waterway and Harb. Div., Proc. Am. Soc. Civ. Eng.
- WOODING, R.A., [1955] : An Approximate Joint Probability Distribution for Amplitude and Frequency in Random Noise, New Zealand J. of Sc. and Techn., Section B, Vol. 36, No. 6

WUEST, W., [1949] : Beitrag zur Entstehung von Wasserwellen durch Wind, Z. angew. Math. u. Mech. 29, Nr. 7/8

YOSHIDA, K., [1951] : Theoretical Derivation of Equations for the 'Energy-Split-up' in the Wind Waves, Geoph. Notes, Tokyo, Vol. 4, No. 6

ZIMMERMANN, E., [1920] : Aufsuchung von Mittelwerten für die Formen ausgewachsener Meereswellen, Schiffb. XXI, Berlin

Tabelle 2

Energiepakete kleinster Periode T, die ein Teilgebiet bestimmter Windgeschwindigkeit $U = \text{const}$ ohne Veränderung durchlaufen

U [kn]	T [sec]
10	6
12	7
14	8
16	9
18	10
20	11
22	13
24	14
26	15
28	16
30	17
32	18
34	19
36	20
38	21
40	22
42	24
44	25
46	26
48	27
50	28
52	29
54	30
56	31
58	32
60	33

Tabelle 4

Beaufort-Windstärken und Bereiche der Windgeschwindigkeit
U [kn]

Bft	U-Bereich [kn]
0	1
1	1 bis 3
2	4 bis 6
3	7 bis 10
4	11 bis 15
5	16 bis 21
6	22 bis 27
7	28 bis 33
8	34 bis 40
9	41 bis 47
10	48 bis 55
11	56 bis 63
12	64 bis 71

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Zur numerischen Berechnung des Seegangsspektrums aus gegebenen Windverhältnissen
- Abb. 2 Zur Komponentenentstehung und -verlagerung im Seegang bei Vernachlässigung nichtlinearer Wechselwirkungen
- Abb. 3 Zur Komponentenentstehung und -verlagerung im Seegang nach dem Prinzip der Energiepakete
- Abb. 4 Zum Prinzip beidseitiger Komponentenentstehung
- Abb. 5 Zum Prinzip konservativer Komponenten
- Abb. 6 Entwicklung der Periode T einzelner Energiepakete als Funktion der Zeit t für verschiedene Windgeschwindigkeiten $U = \text{const}$
- Abb. 7 Wanderungskurven der Energiepakete für verschiedene Windgeschwindigkeiten $U = \text{const}$
- Abb. 8 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall ausgereifter Windsee
- Abb. 9 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee mit Andauerbegrenzung
- Abb. 10 Zum Abbrechen des Spektrums nicht-ausgereifter Windsee
- Abb. 11 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee mit Fetchbegrenzung
- Abb. 12 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee bei unregelmäßig geformtem Windfeld

- Abb. 13 Auszug aus dem Intensitätsentwicklungsdiagramm
 $U = 28 \text{ kn}$
- Abb. 14 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall
von Windsee bei variabler Windgeschwindigkeit
- Abb. 15 Spektrum zur Windseebestimmung nach Abb. 14
- Abb. 16 Reifedaten der Windsee, von verschiedenen Be-
trachtern aus dem gleichen empirischen Material
abgeschätzt
- Abb. 17 Zur Konstruktion der Intensitätsentwicklungs-
kurven bei variabler Windgeschwindigkeit
- Abb. 18 Vergleich verschiedener Seegangbestimmungsver-
fahren: Größte Periode im Spektrum T_1 als Funk-
tion der Fetchlänge x für die Windgeschwindig-
keiten $U = 30 \text{ kn}$ und $U = 50 \text{ kn}$
- Abb. 19 Vergleich verschiedener Bestimmungsverfahren:
Intensitätsentwicklung für die Seegangskompo-
nenten $T = 4, 10$ und 15 sec ; Windgeschwindig-
keit $U = 30 \text{ kn}$
- Abb. 20 Vergleich verschiedener Bestimmungsverfahren:
Intensitätsentwicklung für die Seegangskompo-
nenten $T = 7, 15$ und 25 sec ; Windgeschwindigkeit
 $U = 50 \text{ kn}$
- Abb. 21 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchun-
gen Nr. 1. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte
des Seewetteramtes Hamburg vom 21. Mai 1962,
 06^{h} GMT

- Abb. 22 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen
1a bis 1c
- Abb. 23 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchungen
Nr. 2. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte des
Seewetteramtes Hamburg vom 24. Januar 1962, 18^h GMT
- Abb. 24 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen
2a bis 2d
- Abb. 25 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchungen
Nr. 3. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte des
Seewetteramtes Hamburg vom 29. Mai 1962, 18^h GMT
- Abb. 26 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen
3a bis 3f
- Abb. 27 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchungen
Nr. 4. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte des
Seewetteramtes Hamburg vom 29. April 1962, 18^h GMT
- Abb. 28 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen
4a bis 4c
- Abb. 29 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen 1a bis 1c
- Abb. 30 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen 2a bis 2d
- Abb. 31 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen 3a bis 3f
- Abb. 32 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen 4a bis 4c
- Abb. 33 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 16 \text{ kn}$
- Abb. 34 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 24 \text{ kn}$
- Abb. 35 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 32 \text{ kn}$
- Abb. 36 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 38 \text{ kn}$

- Abb. 37 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 60 \text{ kn}$
- Abb. 38 Wanderungsdiagramm $U = 0$
- Abb. 39 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 16 \text{ kn}$
- Abb. 40 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 24 \text{ kn}$
- Abb. 41 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 32 \text{ kn}$
- Abb. 42 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 38 \text{ kn}$
- Abb. 43 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 60 \text{ kn}$
- Abb. 44 Kennzeichnende Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$ als Funktion der Gesamtintensität E
- Abb. 45 Diagramm zur Berücksichtigung von Windrichtungsabweichungen
- Abb. 46 Diagramm zur Korrektur der Windgeschwindigkeit bei negativen Werten $\Delta\tau$

Lebenslauf

Am 15. August 1929 wurde ich als Sohn des Schiffbauingenieurs Waldemar P i e s t und seiner Ehefrau Margarethe P i e s t , geb. W i n k l e r in Altona geboren. Ich bin deutscher Staatsangehöriger.

Im Jahre 1934 siedelten meine Eltern nach Kiel über. Ich besuchte dort nach vierjähriger Grundschule die Oberschule für Jungen in Kiel-Wellingsdorf bis zum Abitur im Jahre 1950.

Ab Sommersemester 1950 studierte ich an der Universität Kiel und absolvierte dort nach 7 Semestern im Sommer 1953 die Diplom-Vorprüfung in Physik. Nach weiteren 4 Semestern Studium an der Universität Hamburg legte ich dort im Sommer 1955 die Diplom-Hauptprüfung in Meteorologie ab. Anschließend war ich 3 Semester als Gasthörer bei der Universität Hamburg eingetragen.

Am 28. März 1961 schloß ich mit Margot Dinglinger die Ehe.

Seit Anfang 1954 bin ich - die ersten 3 Jahre als freier Mitarbeiter im Rahmen eines ERP-Projektes, dann als Angestellter für ein Projekt des Bundesverteidigungsministeriums - beim Deutschen Wetterdienst, Seewetteramt Hamburg, auf dem Gebiet der winderzeugten Meereswellen tätig.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Prof. Dr. Artmann, Prof. Dr. Bachmann, Prof. Dr. Bagge, Prof. Dr. Brocks, Prof. Dr. Collatz, Prof. Dr. Defant sen., Prof. Dr. Dietrich, Prof. Dr. Errulat, Prof. Dr. Grewe, Prof. Dr. Juza, Prof. Dr. Kleinfeller, Prof. Dr. Klemm, Prof. Dr. Kroebel, Prof. Dr. Lenz, Prof. Dr. Lochte-Holtgreven, Prof. Dr. Maecker, Prof. Dr. Menzel, Prof. Dr. Mierke, Prof. Dr. Raethjen, Prof. Dr. Schulze, Prof. Dr. Seilkopf, Prof. Dr. Steubing, Prof. Dr. Ullrich, Prof. Dr. Weise, Prof. Dr. Wolter.

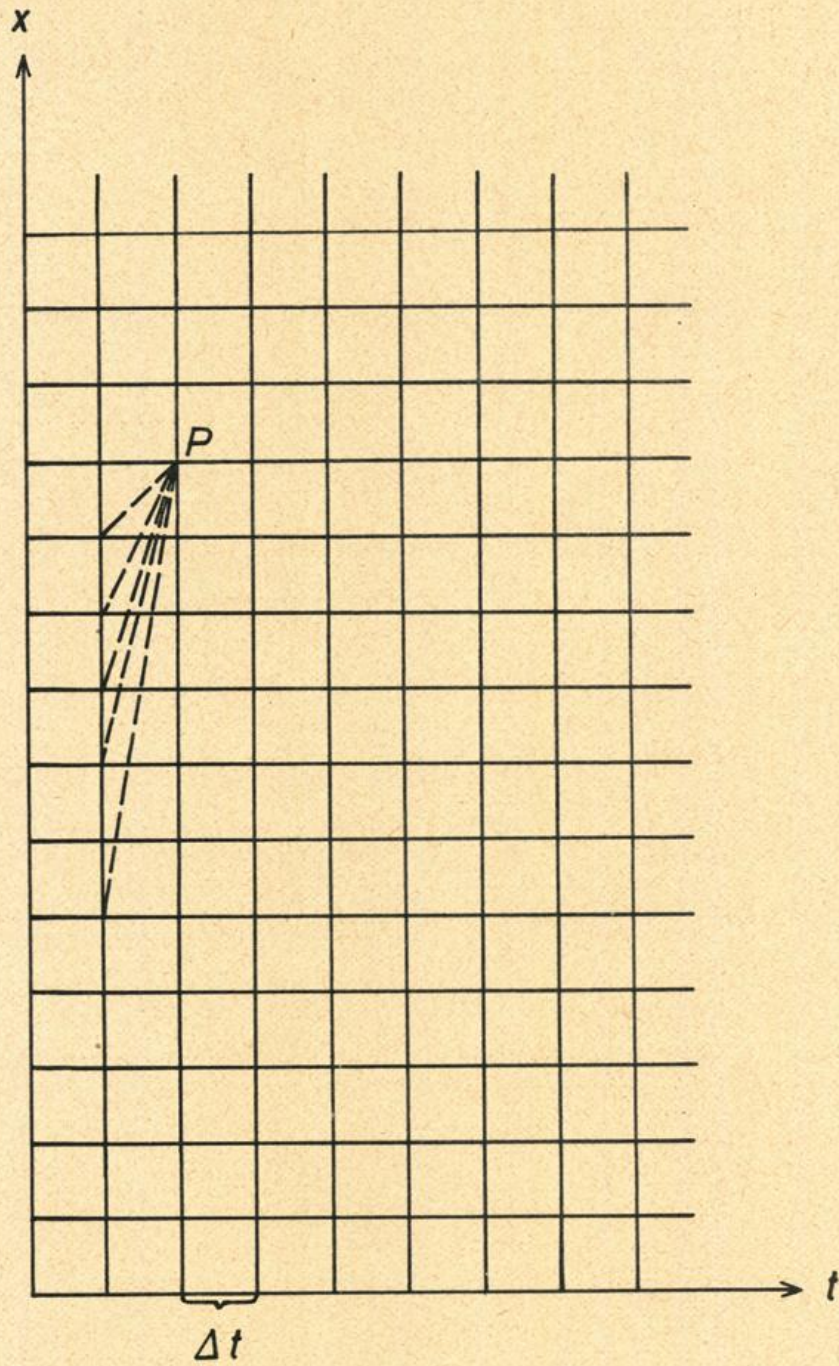


Abb. 1 Zur numerischen Berechnung des See-
gangsspektrums aus gegebenen Windver-
hältnissen

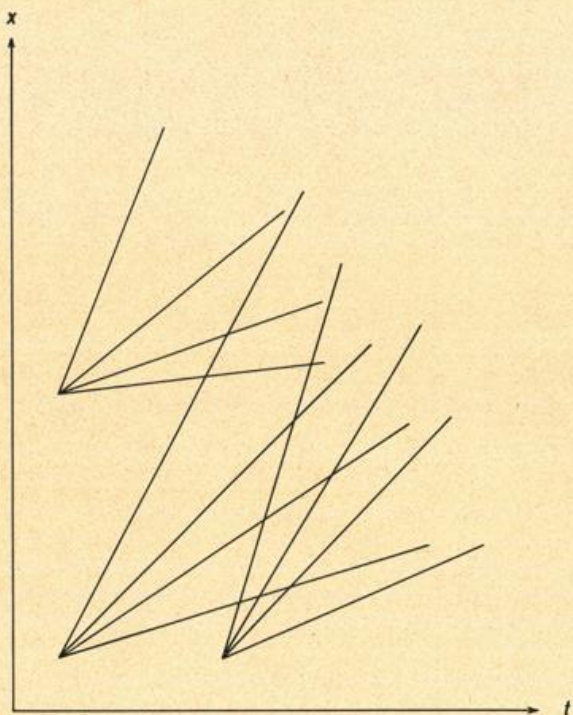


Abb. 2 Zur Komponentenentstehung und -verlagerung im Seegang bei Vernachlässigung nichtlinearer Wechselwirkungen

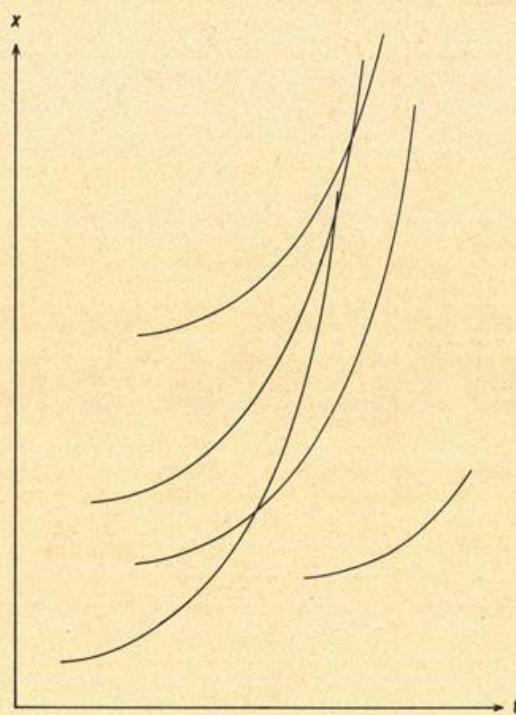


Abb. 3 Zur Komponentenentstehung und -verlagerung im Seegang nach dem Prinzip der Energiepakete

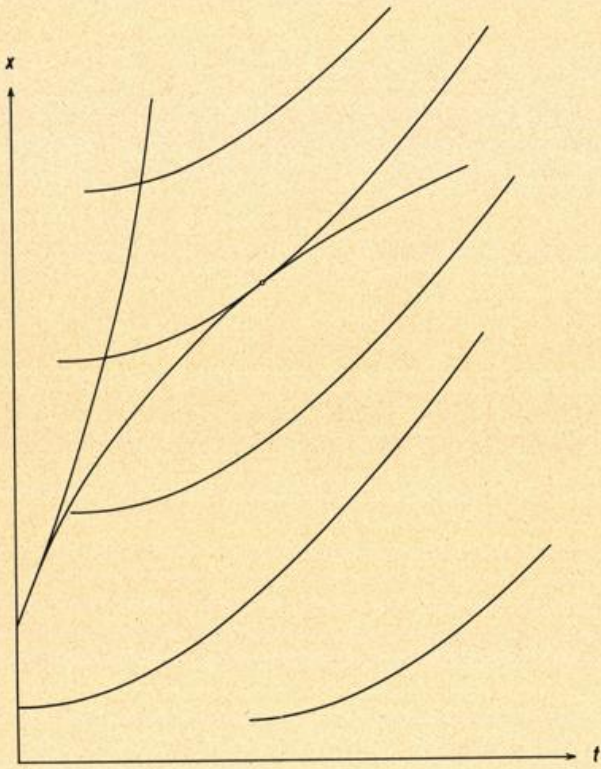


Abb. 4 Zum Prinzip beidseitiger Komponenten-
entstehung

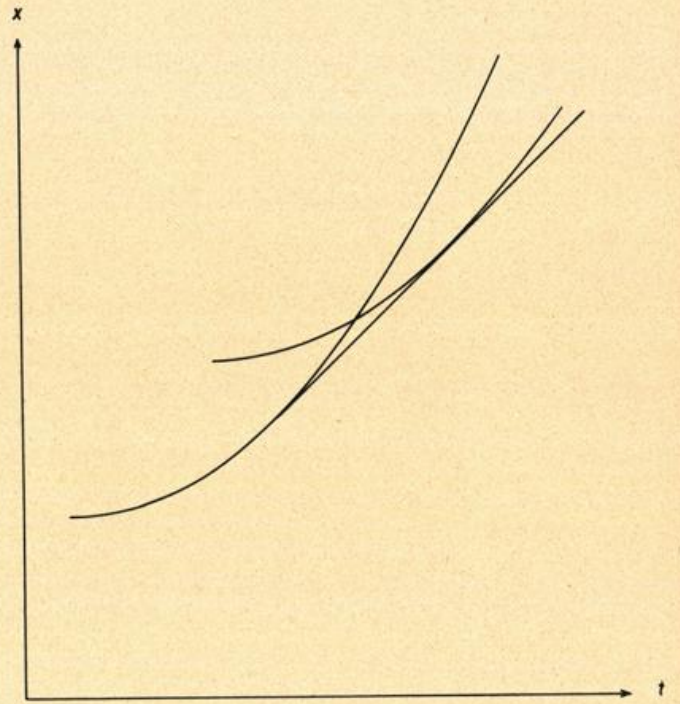


Abb. 5 Zum Prinzip konservativer Komponenten

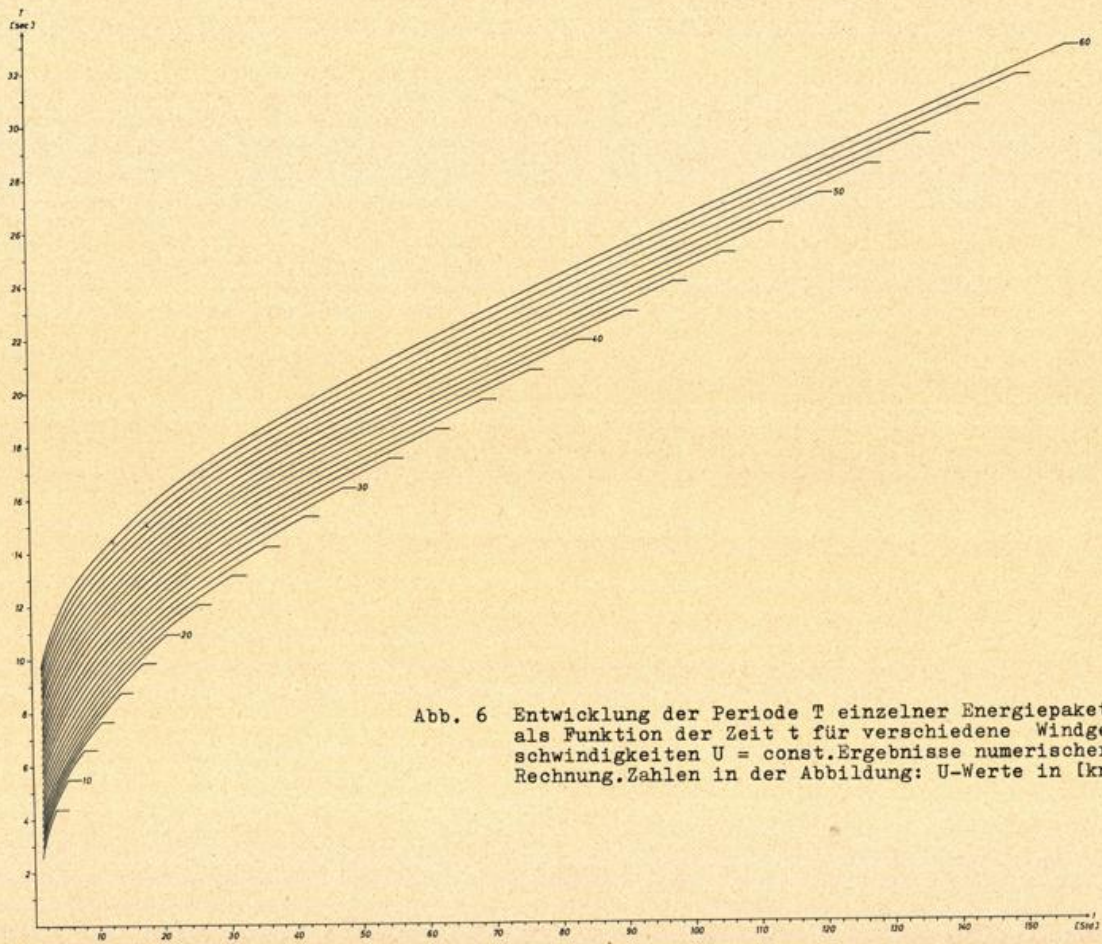


Abb. 6 Entwicklung der Periode T einzelner Energiepakete als Funktion der Zeit t für verschiedene Windgeschwindigkeiten $U = \text{const.}$ Ergebnisse numerischer Rechnung. Zahlen in der Abbildung: U -Werte in [km]

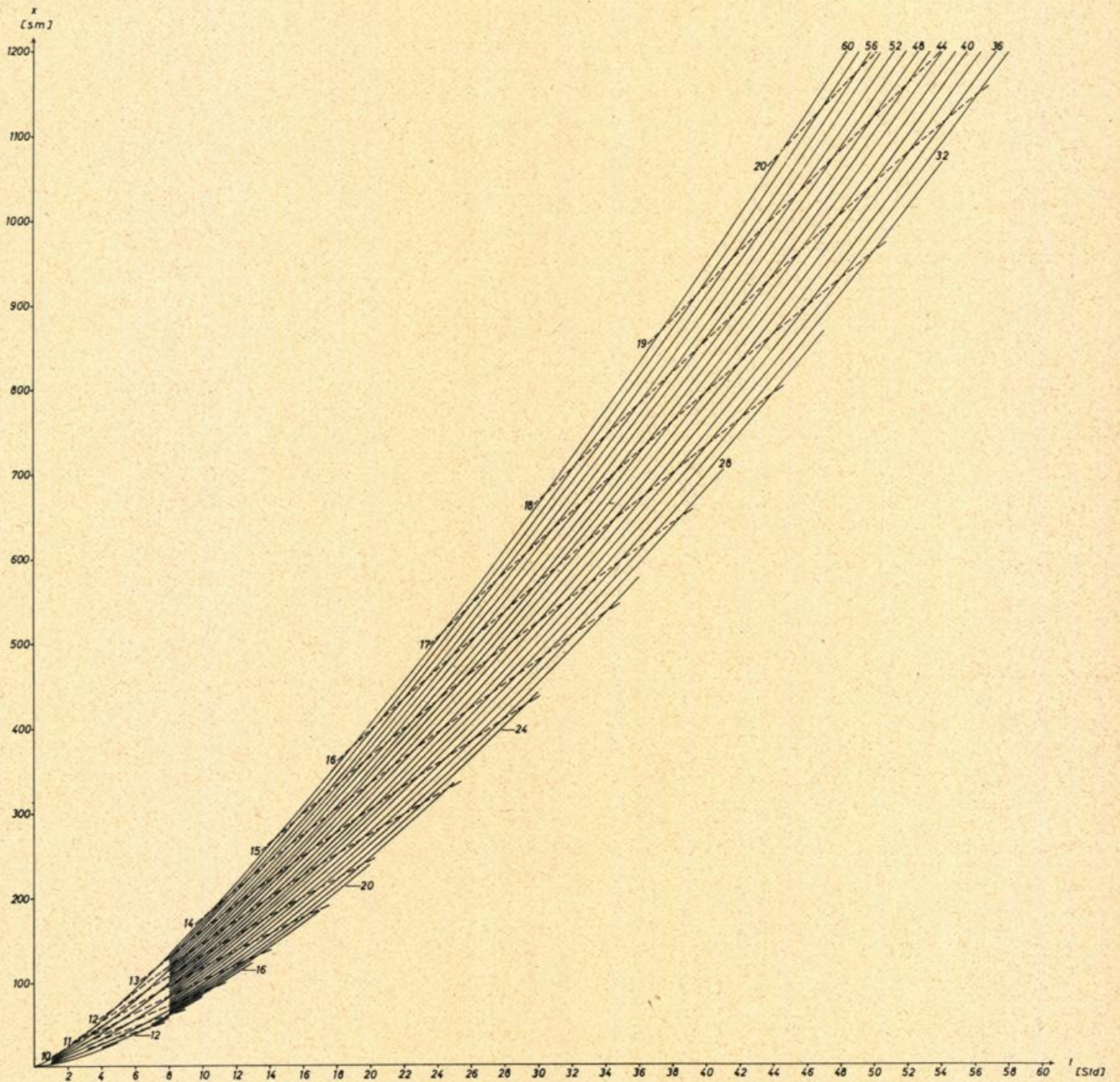


Abb. 7 Wanderungskurven der Energiepakete für verschiedene Windgeschwindigkeiten $U = \text{const.}$ Ergebnisse numerischer Rechnung. Weg x als Funktion der Zeit t . Zahlenangaben oberhalb und auf der rechten Seite der Kurvenschar: U -Werte in [kn]. Gestrichelte Kurven: Isolinien der jeweils erreichten Periode der Energiepakete. Zahlenangaben auf der linken Seite der Kurvenschar: Perioden - Isowerte in [sec]

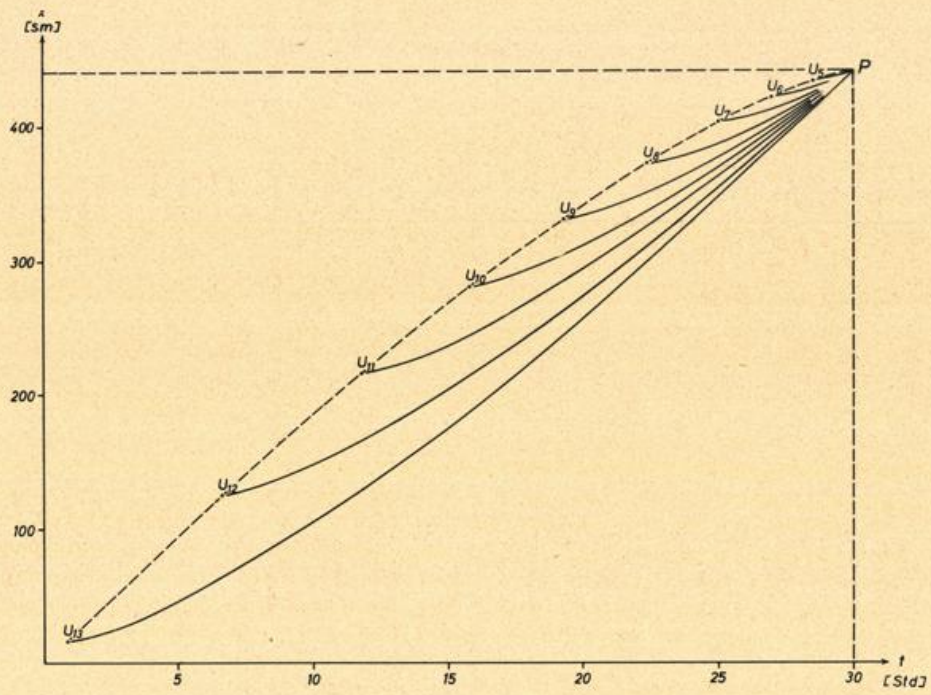


Abb. 8 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall ausge-reifter Windsee (Erläuterung im Text)

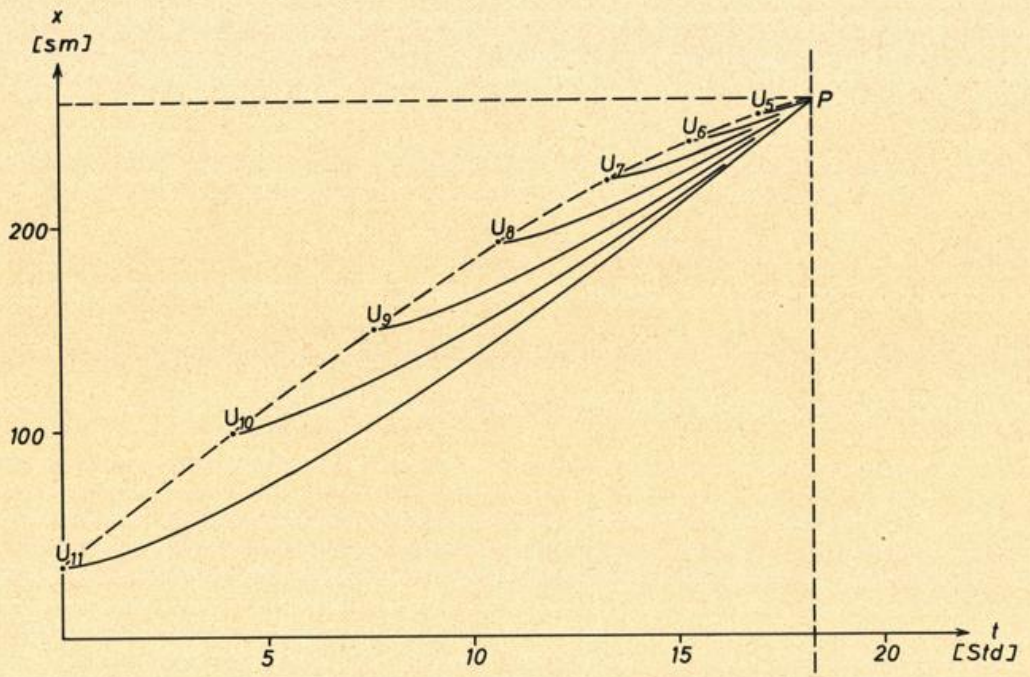


Abb. 9 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee mit Andauerbegrenzung (Erläuterung im Text)

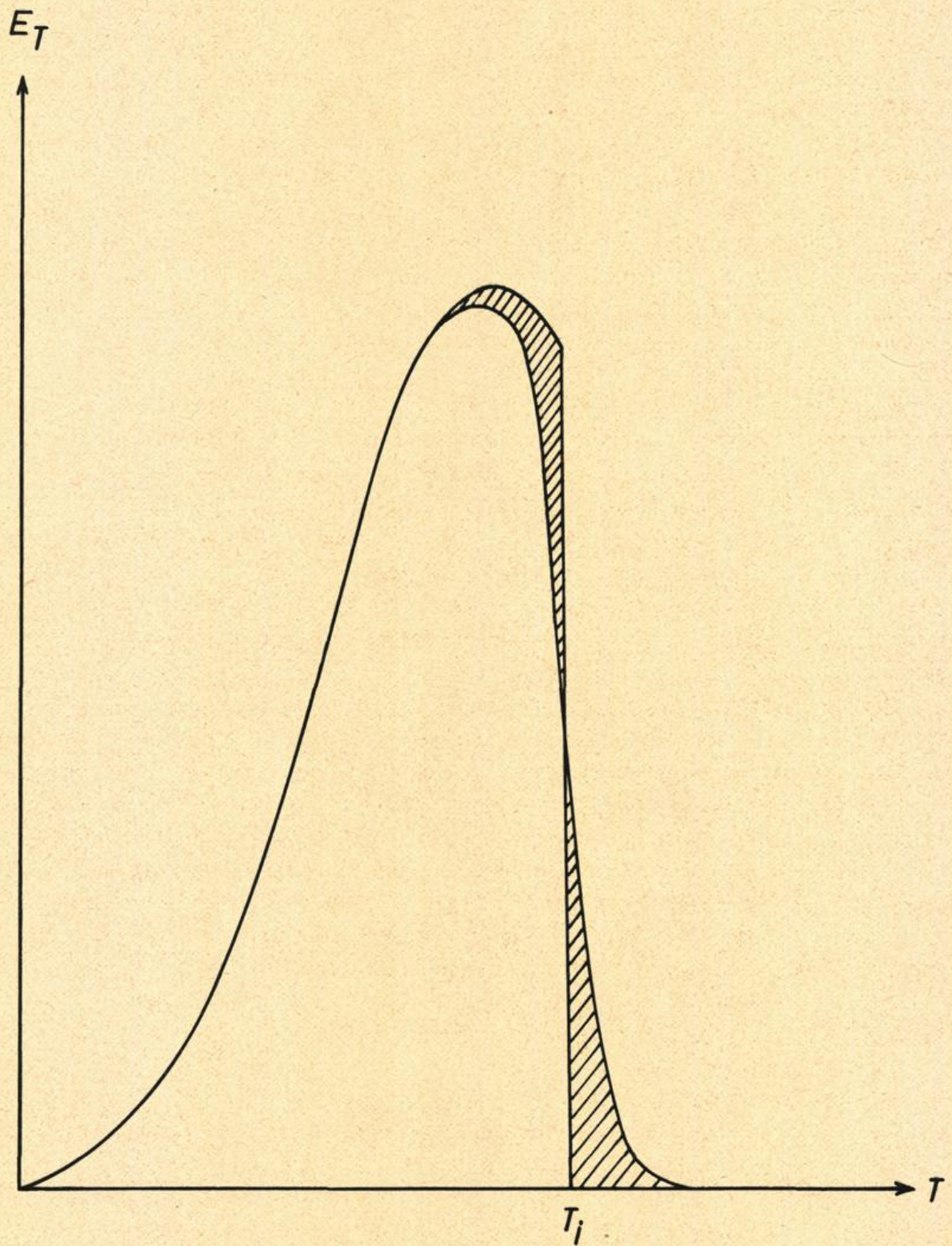


Abb.10 Zum Abbrechen des Spektrums nicht ausgereifter Windsee

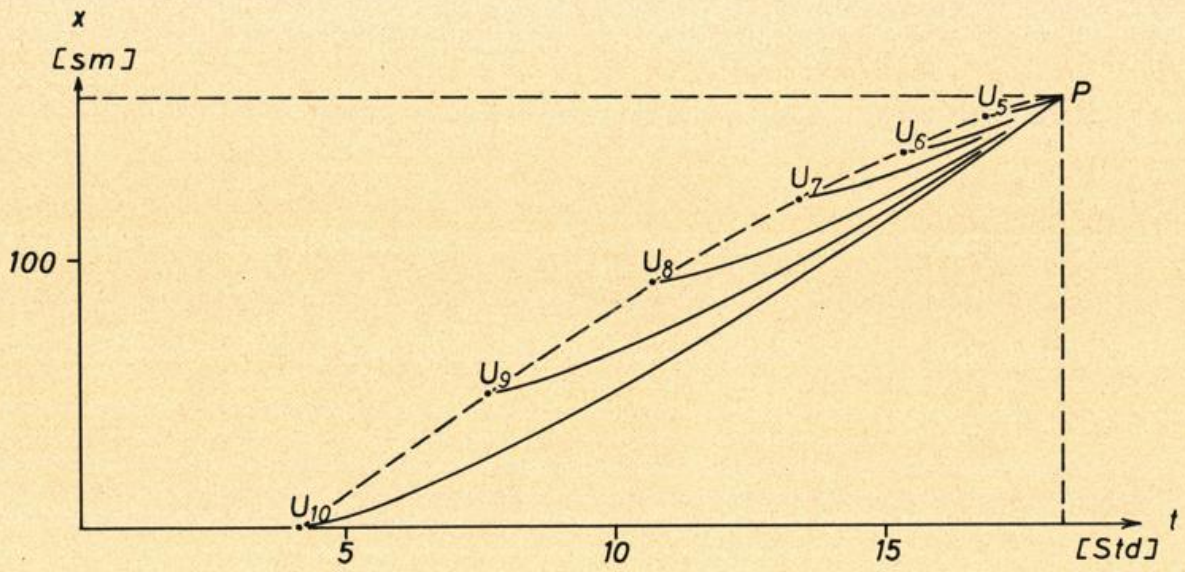


Abb.11 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee mit Fetchbegrenzung (Erläuterung im Text)

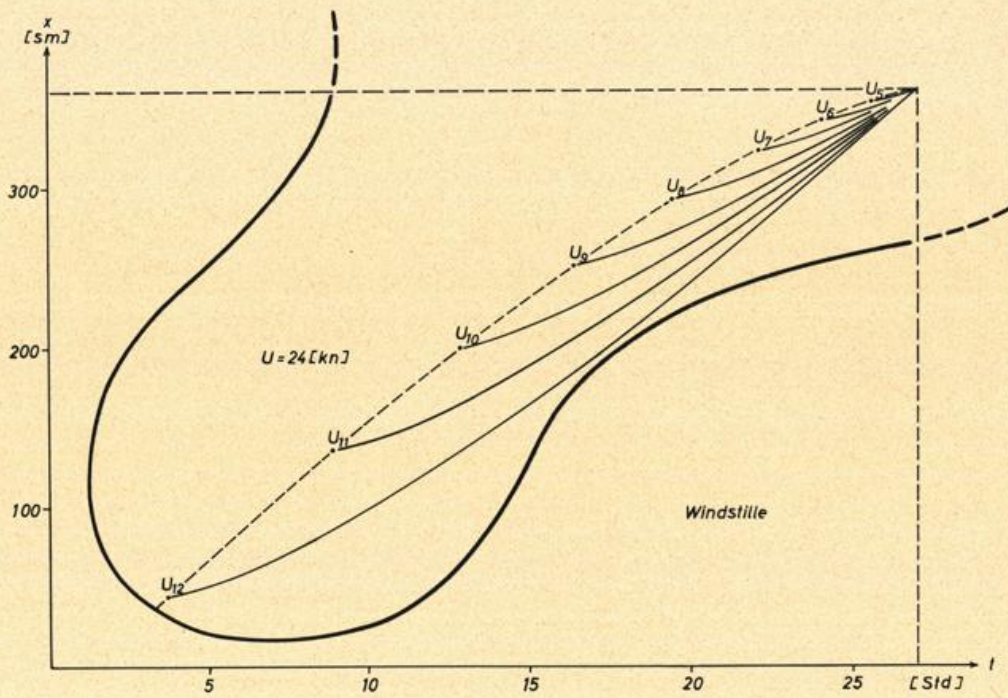


Abb. 12 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee bei unregelmäßig geformtem Windfeld (Erläuterung im Text)

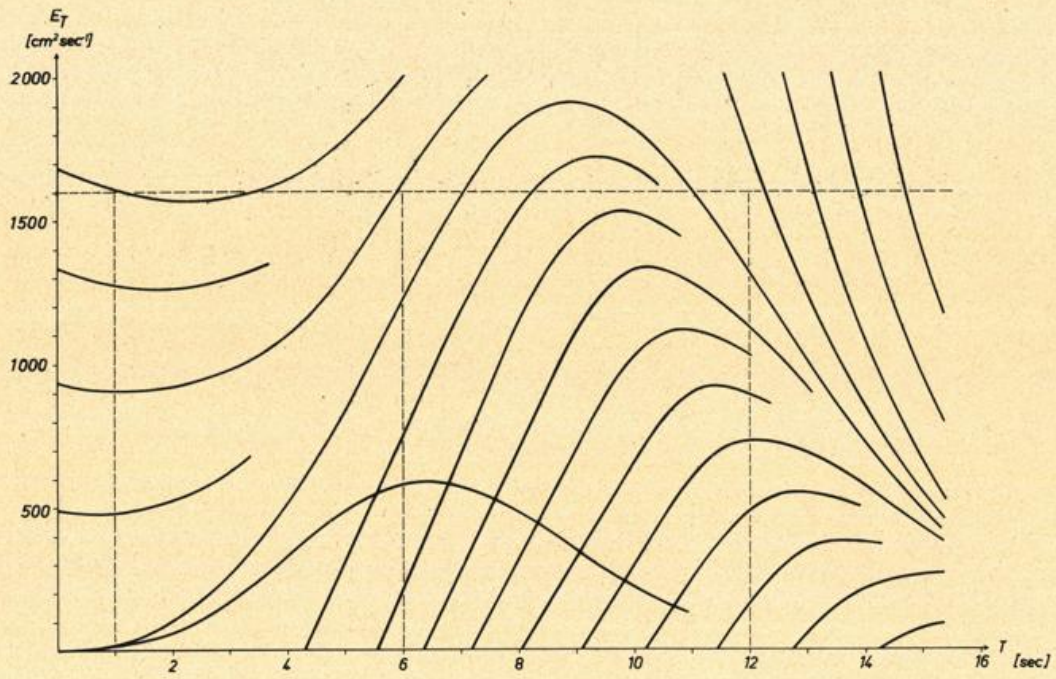


Abb. 13 Auszug aus dem Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 28$ [kn]

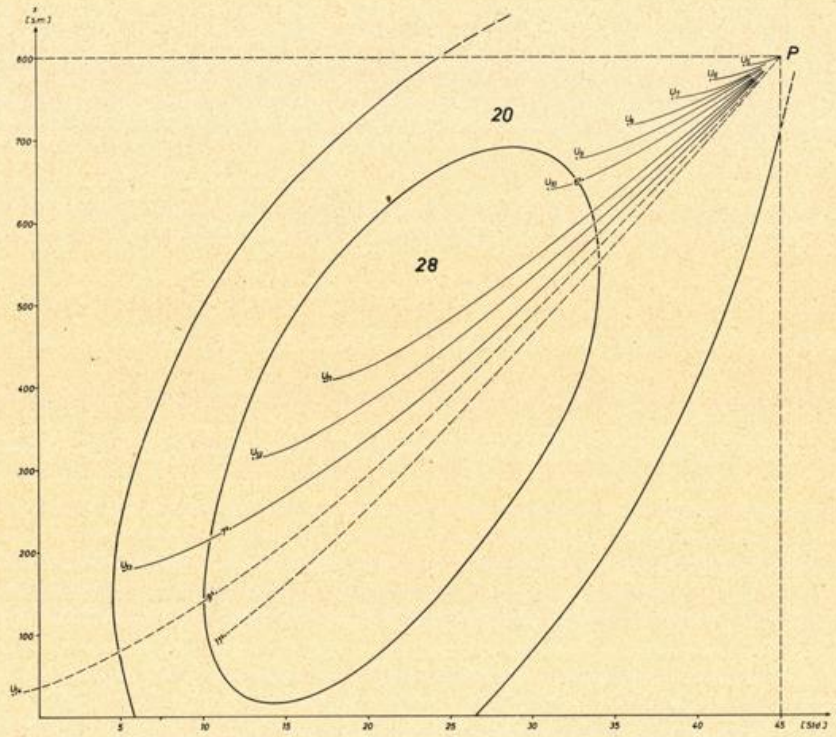


Abb. 14 Weg-Zeit-Diagramm für einen konstruierten Fall von Windsee bei variabler Windgeschwindigkeit (Erläuterung im Text)

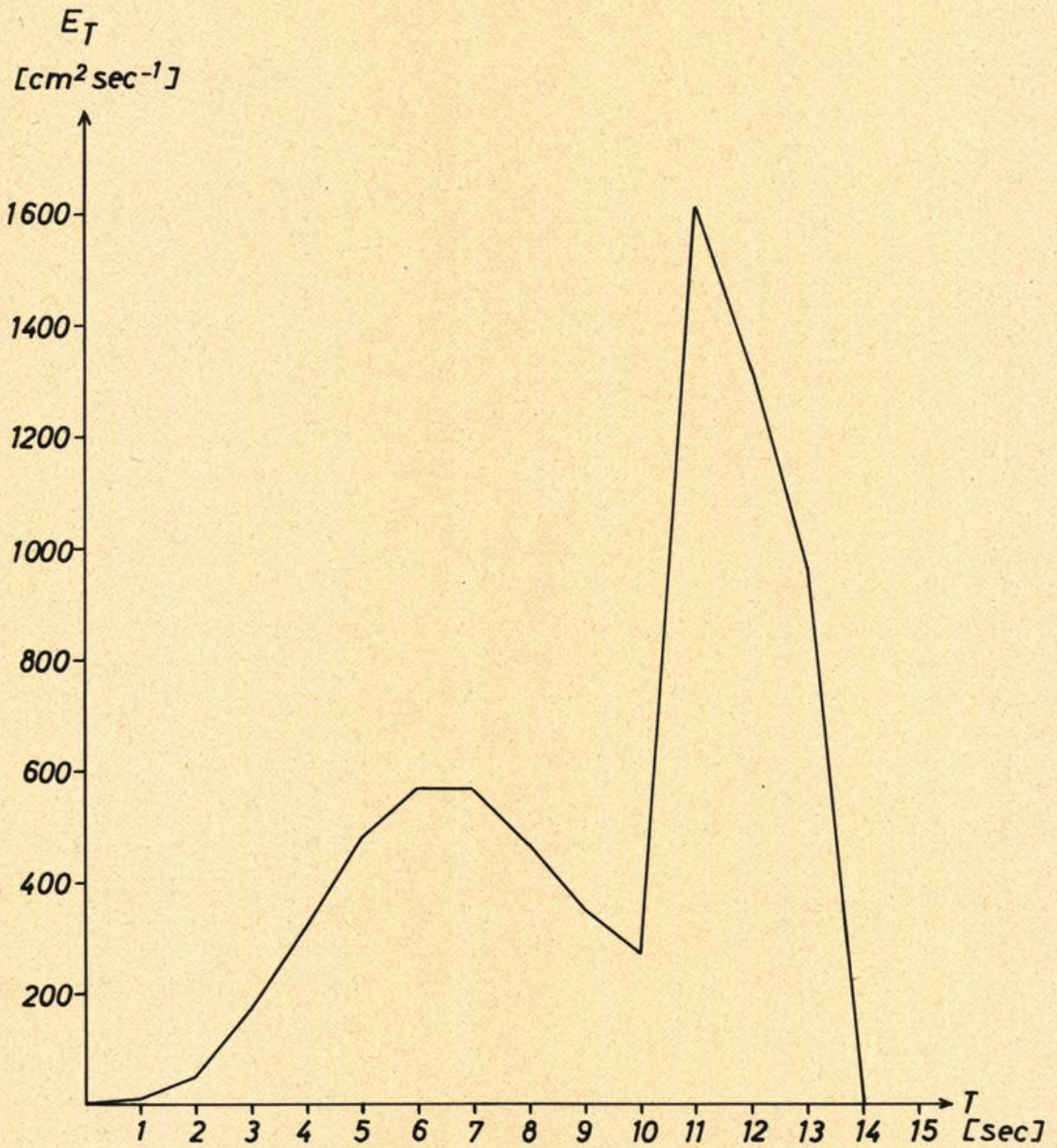


Abb. 15 Spektrum zur Windseebestimmung nach Abb.14. T-spektrale Intensitätsdichte E_T als Funktion der Periode T .

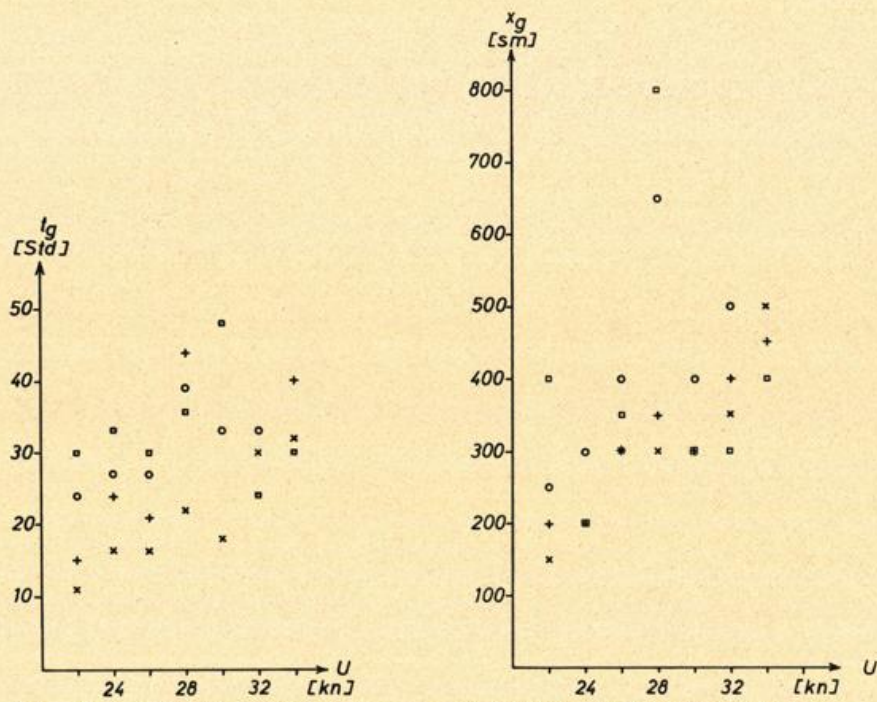


Abb. 16 Reifedaten der Windsee, von verschiedenen Betrachtern aus dem gleichen empirischen Material abgeschätzt.
 16a: Zeiten t_g , die zum Erreichen ausgereifter Windsee für verschiedene Windgeschwindigkeiten U erforderlich sind.
 16b: Reife-Petchlängen x_g für verschiedene Werte U . Jedes der verschiedenen eingetragenen Symbole ist einem bestimmten Betrachter zugeordnet.

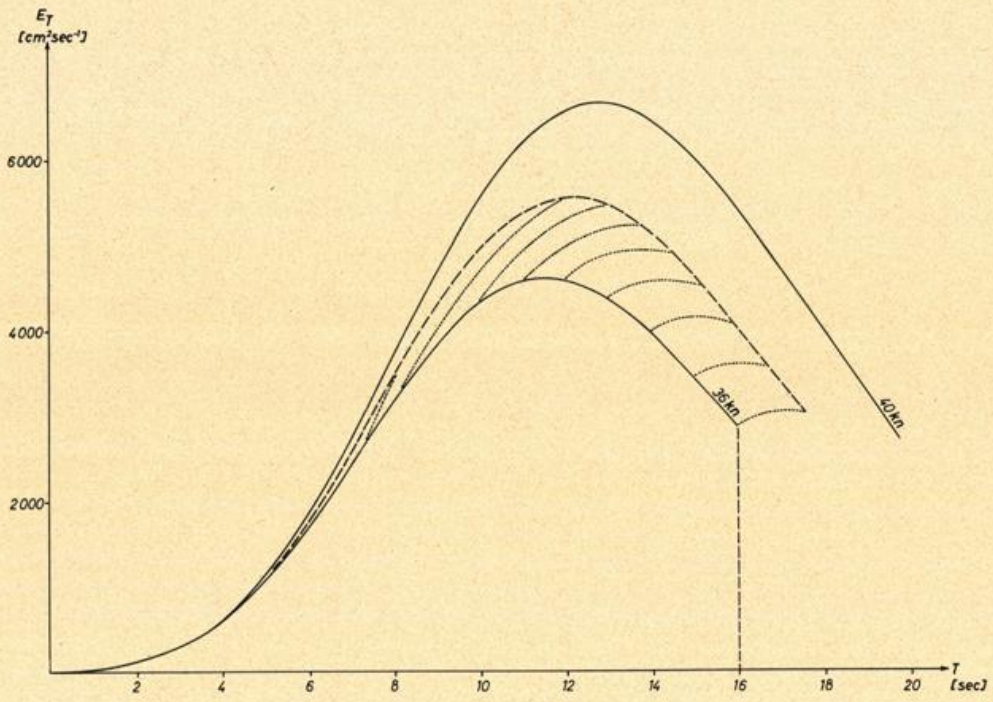


Abb. 17 Zur Konstruktion der Intensitätsentwicklungskurven bei variabler Windgeschwindigkeit

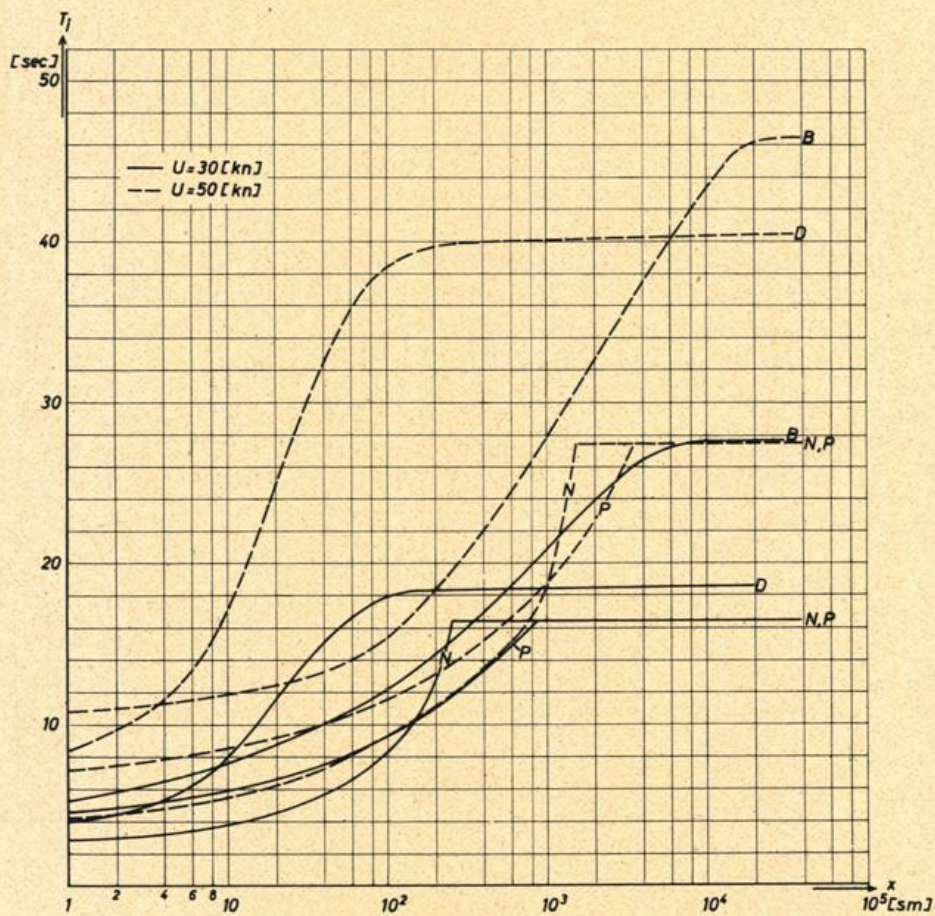


Abb. 18 Vergleich verschiedener Bestimmungsverfahren: Größte Periode im Spektrum T_1 als Funktion der Fetchlänge x für Windgeschwindigkeiten $U = 30$ [kn] und $U = 50$ [kn]
 B: C. L. BRETSCHNEIDER
 D: J. DARBYSHIRE
 N: G. NEUMANN
 P: vorgelegtes Bestimmungsverfahren

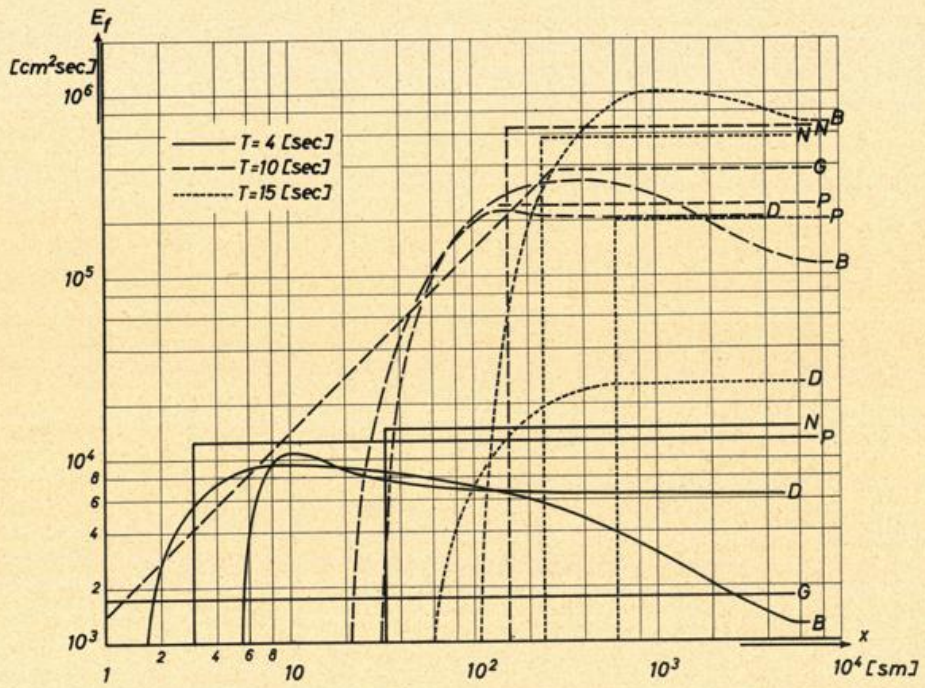


Abb. 19 Vergleich verschiedener Bestimmungsverfahren: Intensitätsentwicklung für die Seegangskomponenten $T = 4, 10$ und 15 [sec]; Windgeschwindigkeit $U = 30$ [kn]. Bezeichnung der Verfahren bzw. Verfasser s. Abb.18

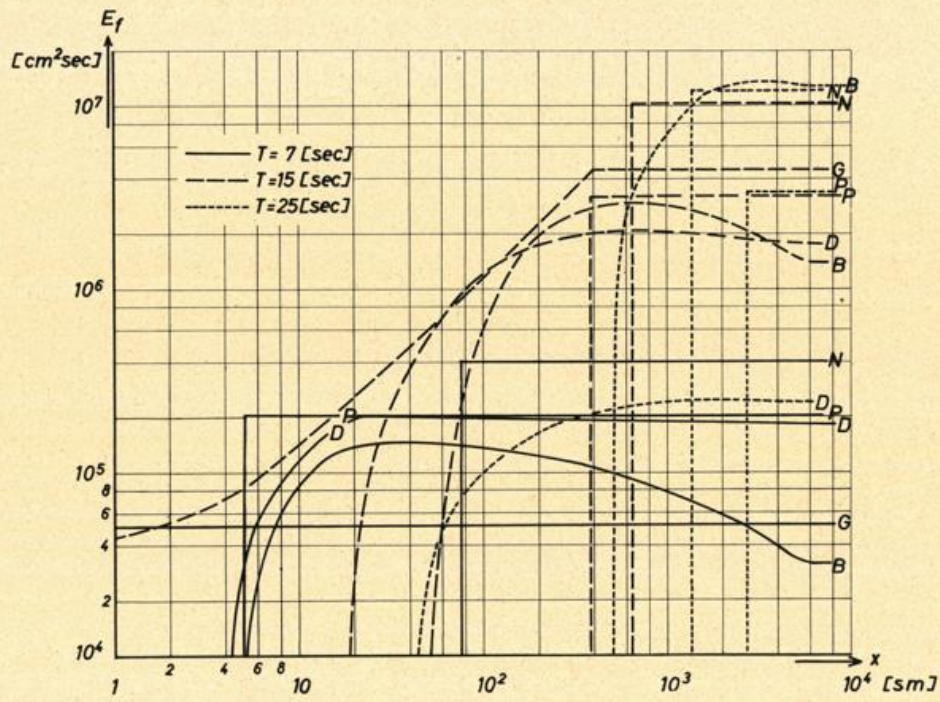


Abb. 20 Vergleich verschiedener Bestimmungsverfahren: Intensitätsentwicklung für die Seegangskomponenten $T = 7, 15$ und 25 [sec]; Windgeschwindigkeit $U = 50$ [kn]. Bezeichnung der Verfahren bzw. Verfasser s. Abb.18

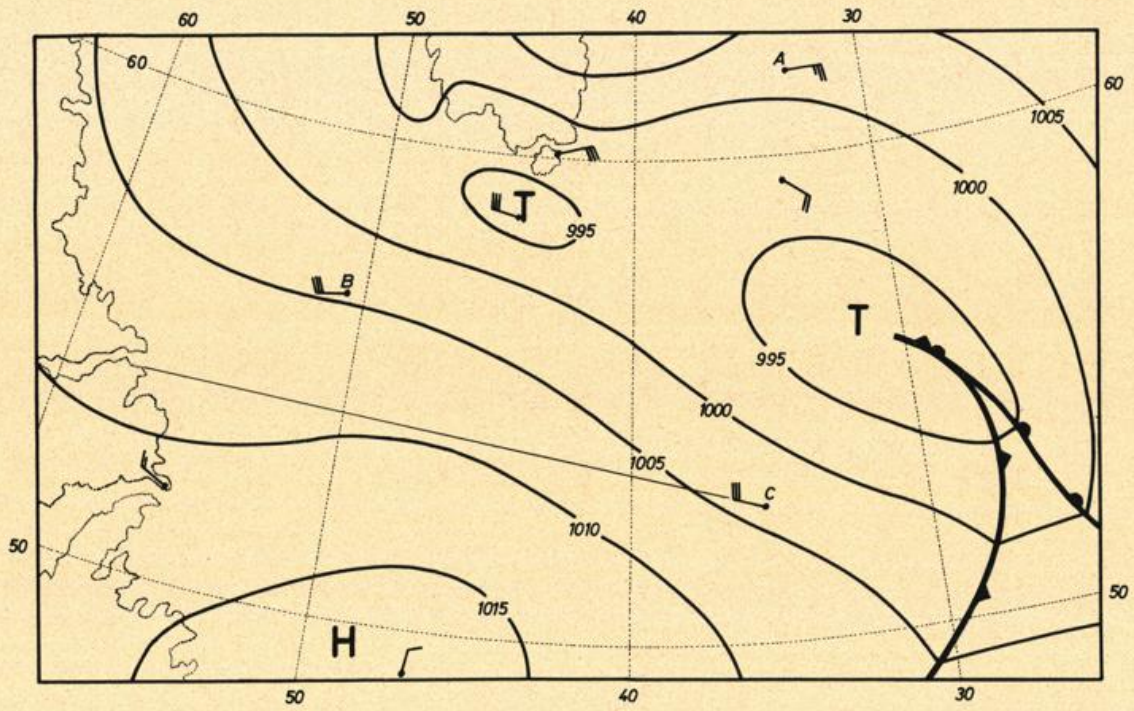


Abb. 21 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr.1. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte des Seewetteramtes Hamburg vom 21. Mai 1962, 06^h GMT

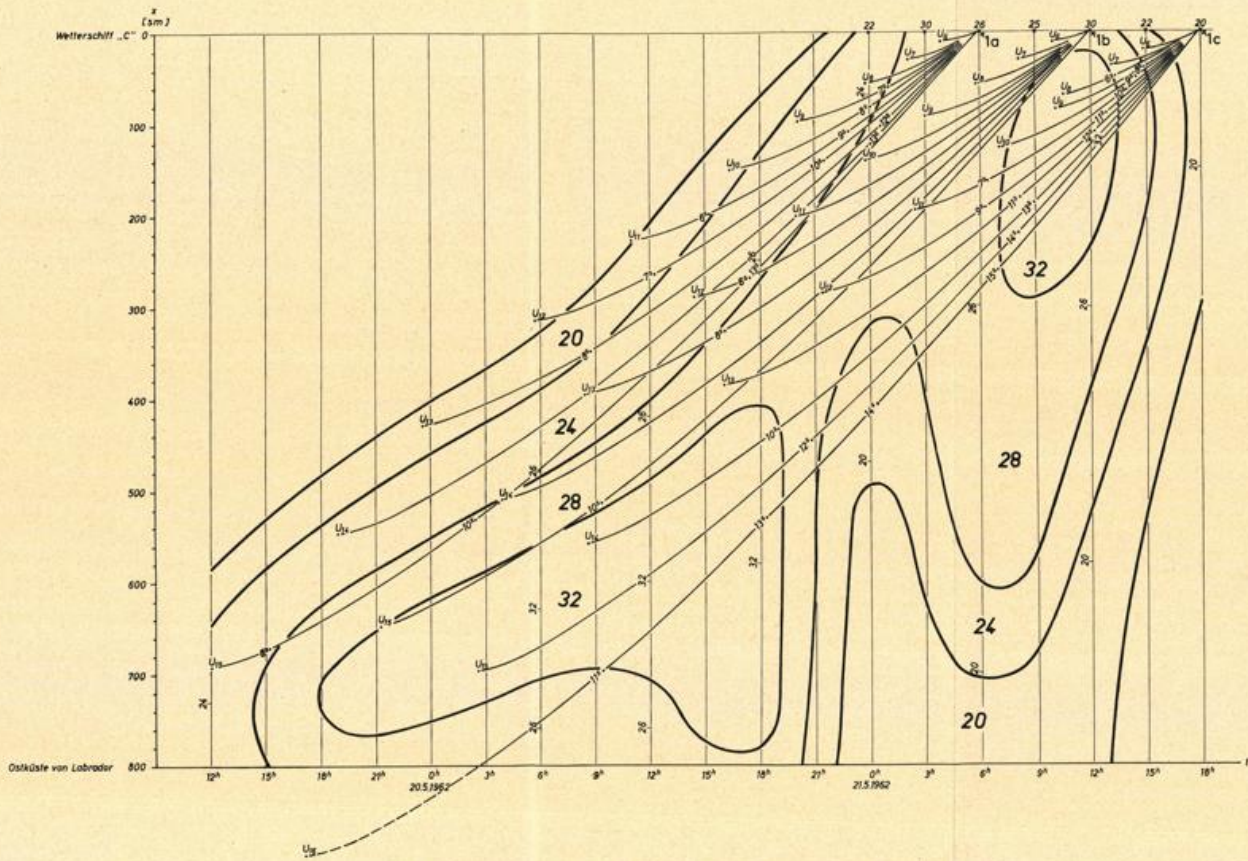


Abb. 22 weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 1a bis 1c

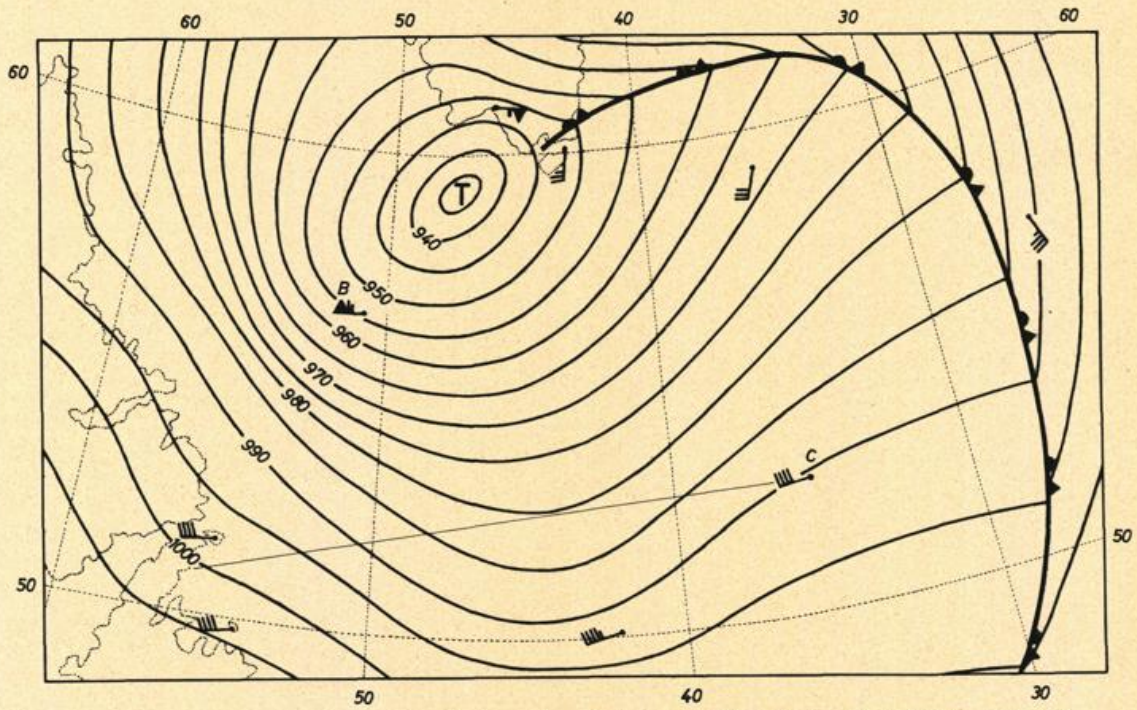


Abb. 23 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr.2. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte des Seewetteramtes Hamburg vom 24. Januar 1962, 18^h GMT

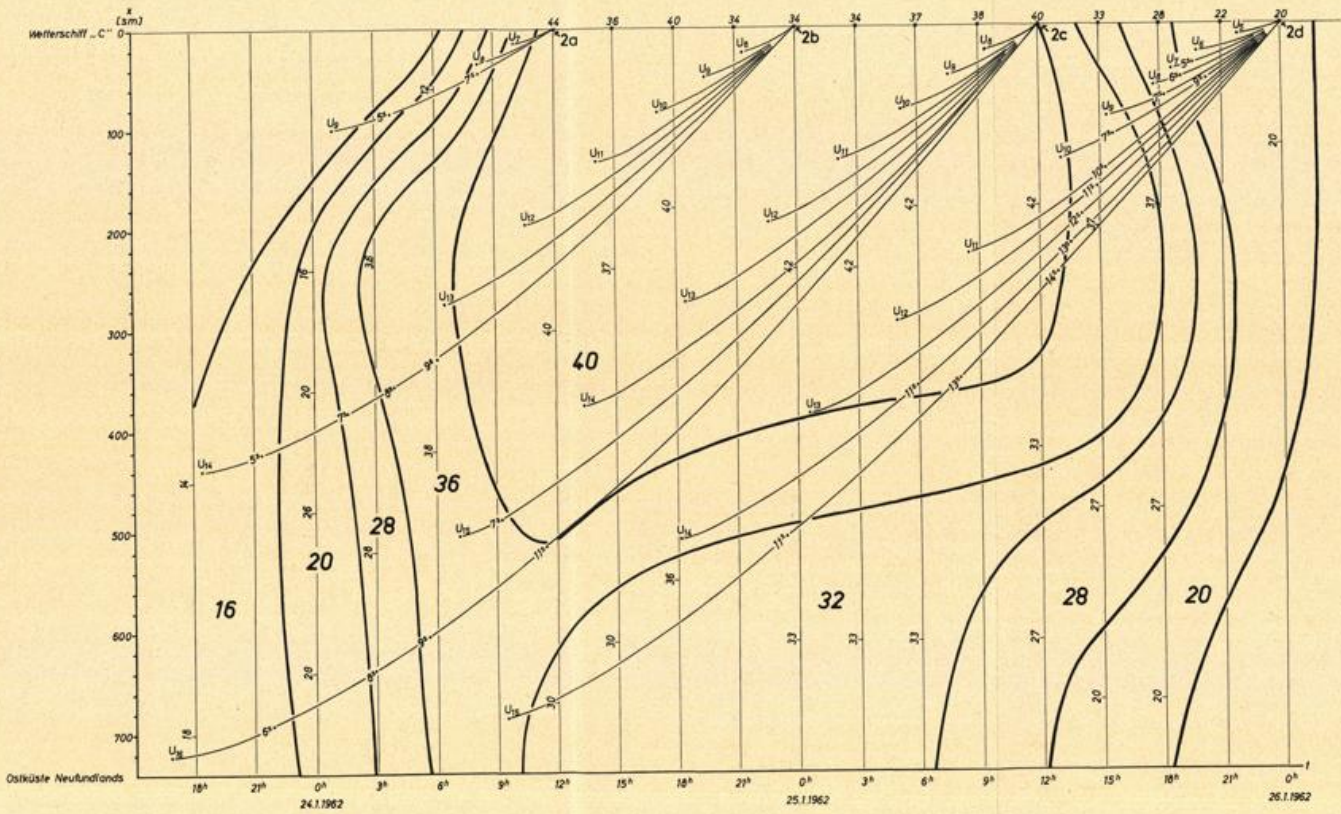


Abb. 24 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindocasting-Untersuchungen Nr. 2a bis 2d

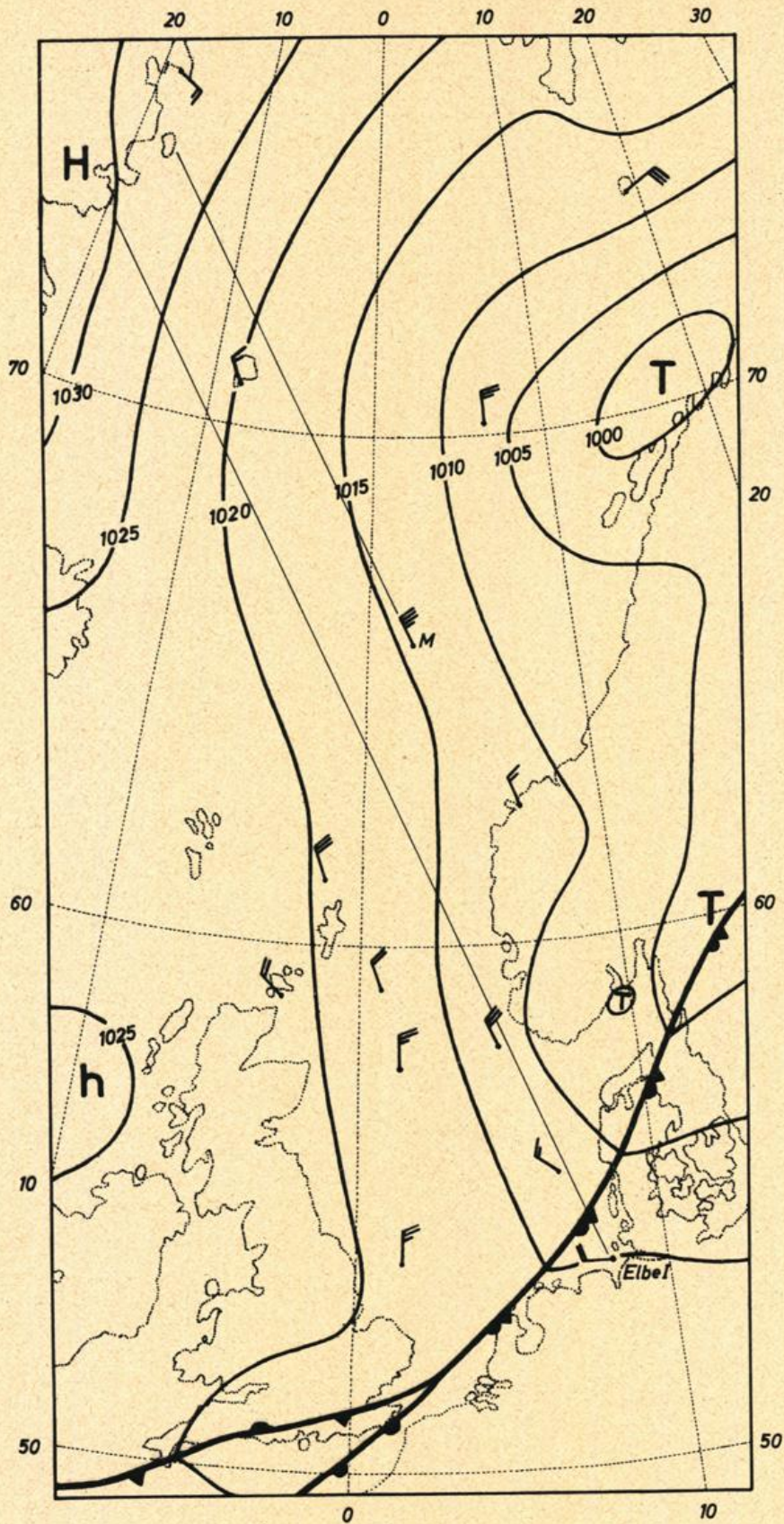


Abb. 25 Wettersituation zu den Hindcasting-
 Untersuchungen Nr.3. Ausschnitt aus
 der Arbeitswetterkarte des Seewetter-
 amtes Hamburg vom 29. Mai 1962, 18^h GMT

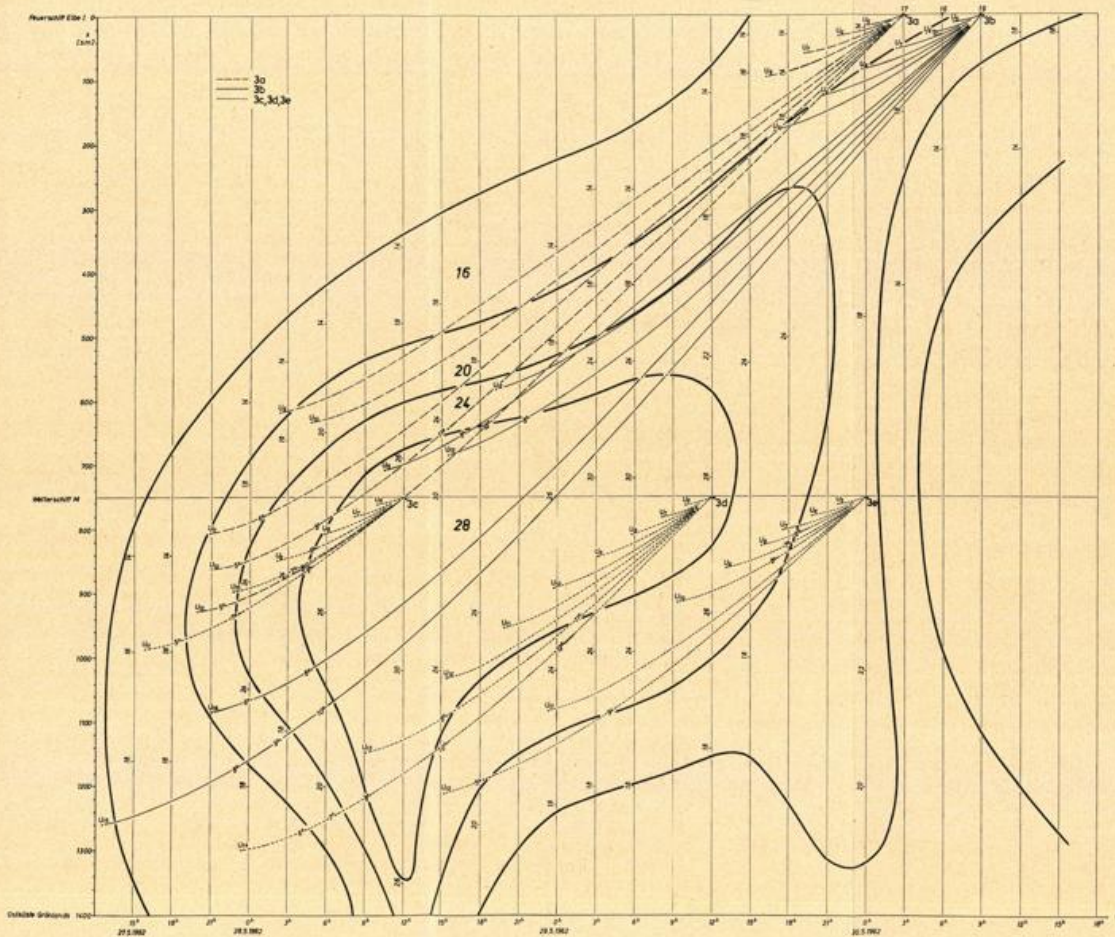


Abb. 26 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 3a bis 3f

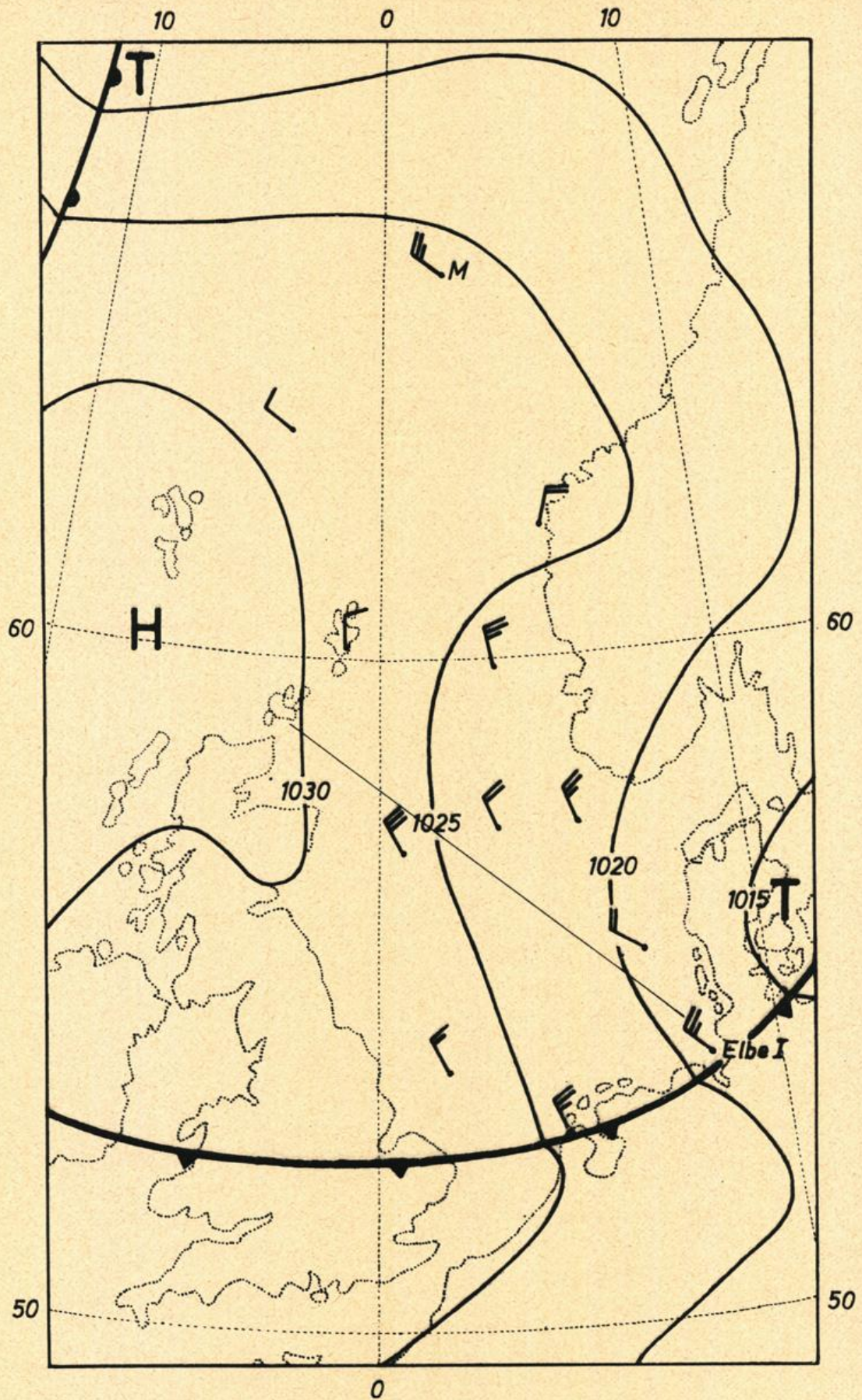


Abb. 27 Wettersituation zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr.4. Ausschnitt aus der Arbeitswetterkarte des Seewetteramtes Hamburg vom 29. April 1962, 18^h GMT

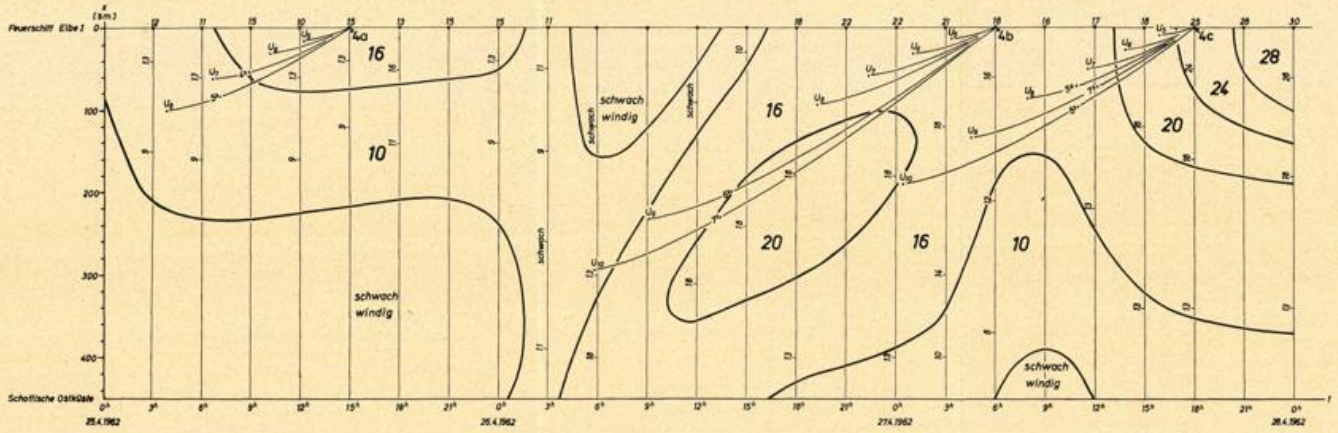


Abb. 28 Weg-Zeit-Diagramm zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 4a bis 4c

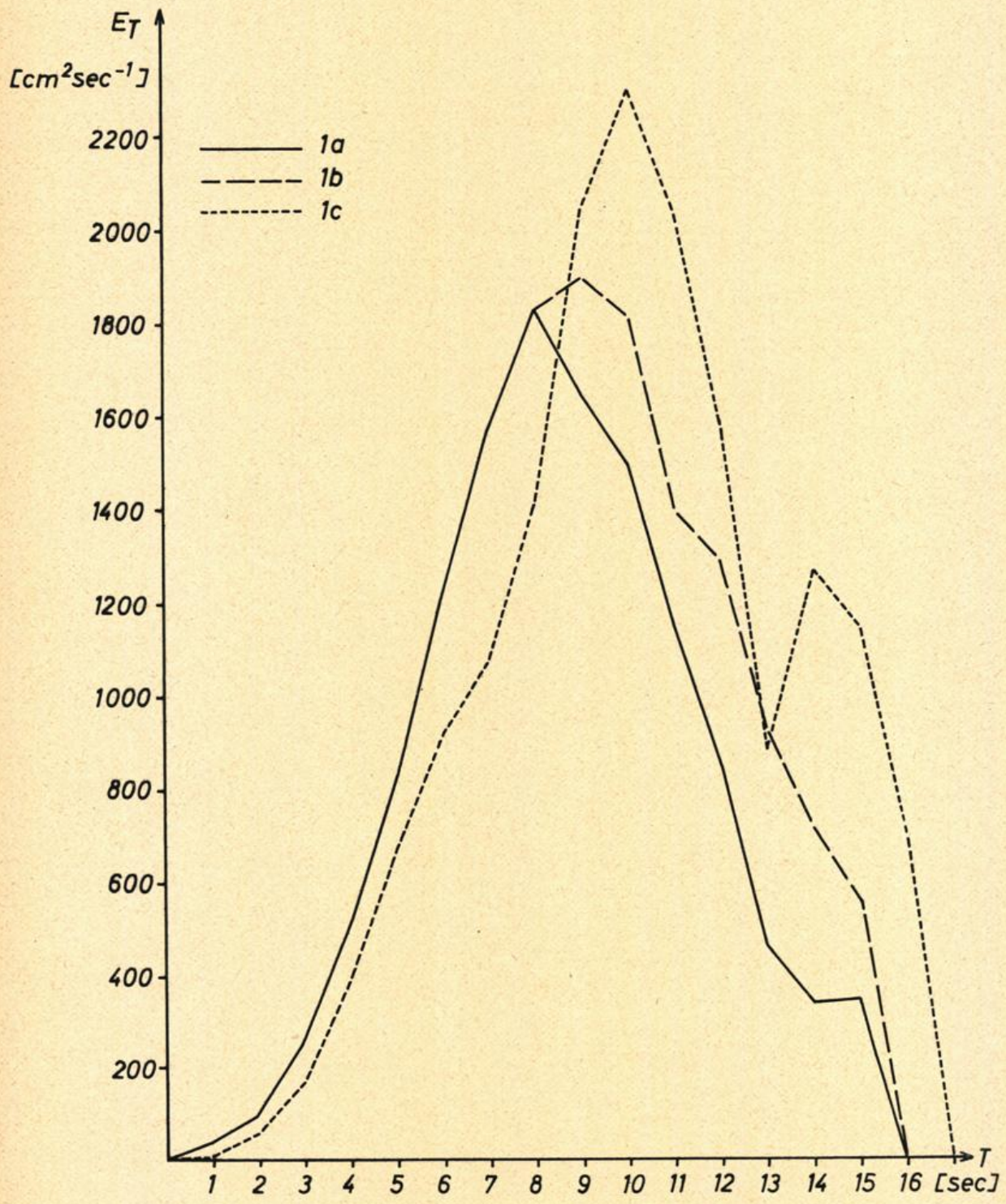


Abb. 29 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 1a bis 1c. T-spektrale Intensitätsdichte E_T als Funktion der Periode T

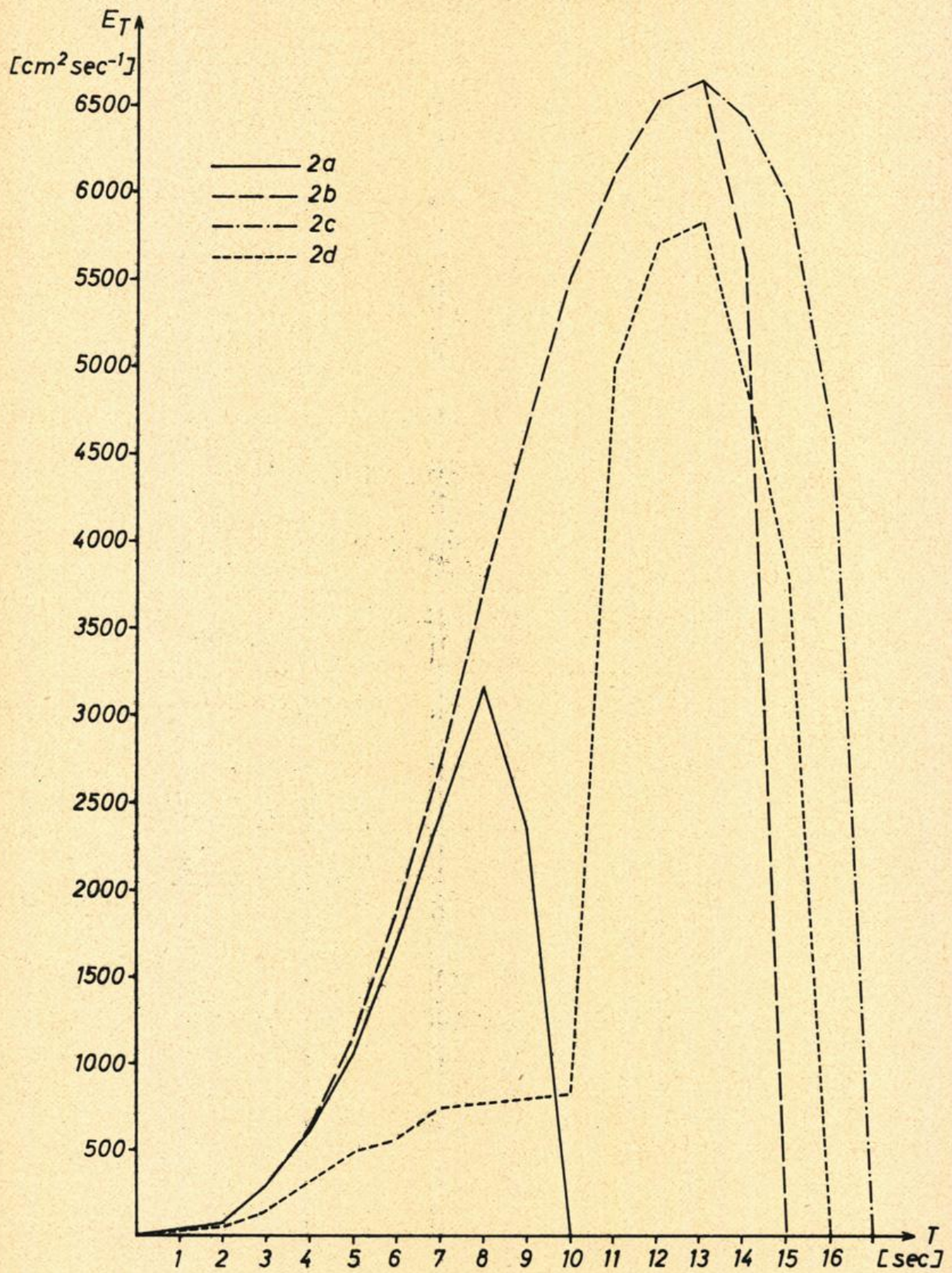


Abb. 30 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 2a bis 2d. T-spektrale Intensitätsdichte E_T als Funktion der Periode T

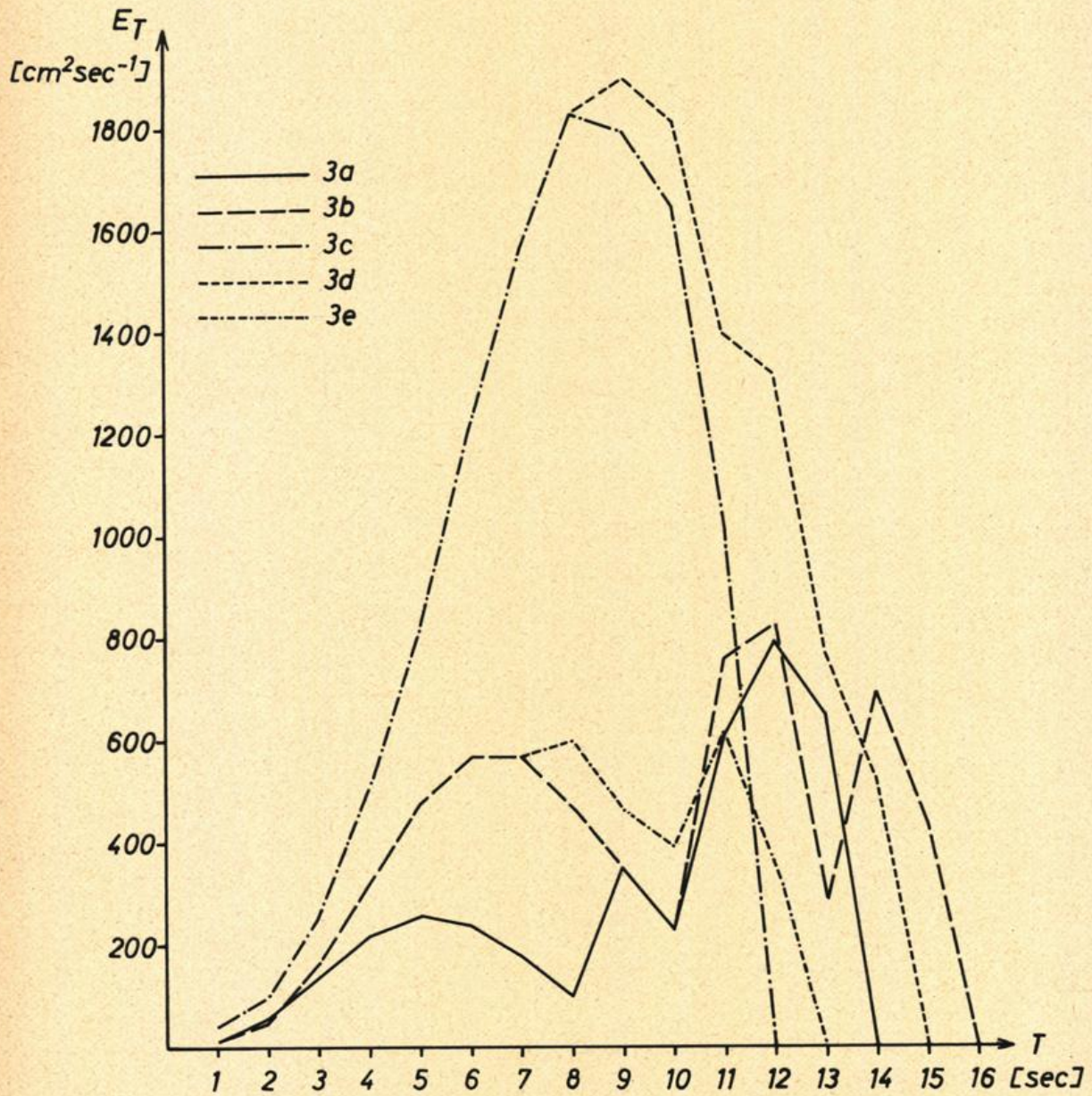


Abb. 31 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr. 3a bis 3f. T-spektrale Intensitätsdichte E_T als Funktion der Periode T

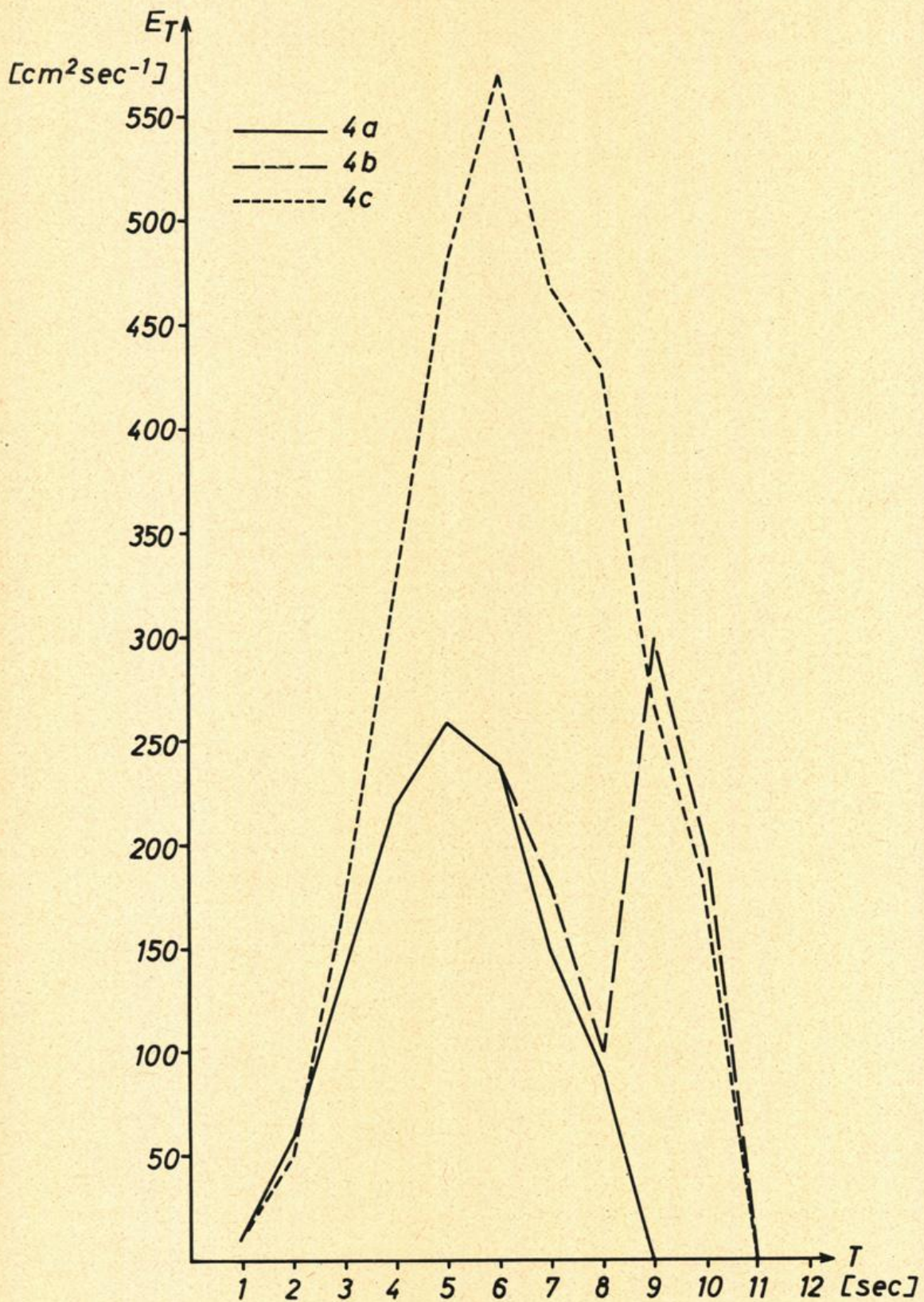


Abb. 32 Spektren zu den Hindcasting-Untersuchungen Nr.4a bis 4c. T-spektrale Intensitätsdichte E_T als Funktion der Periode T

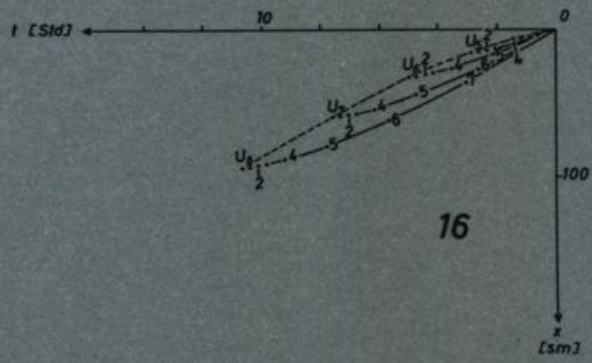


Abb. 33 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 16$ [kn]

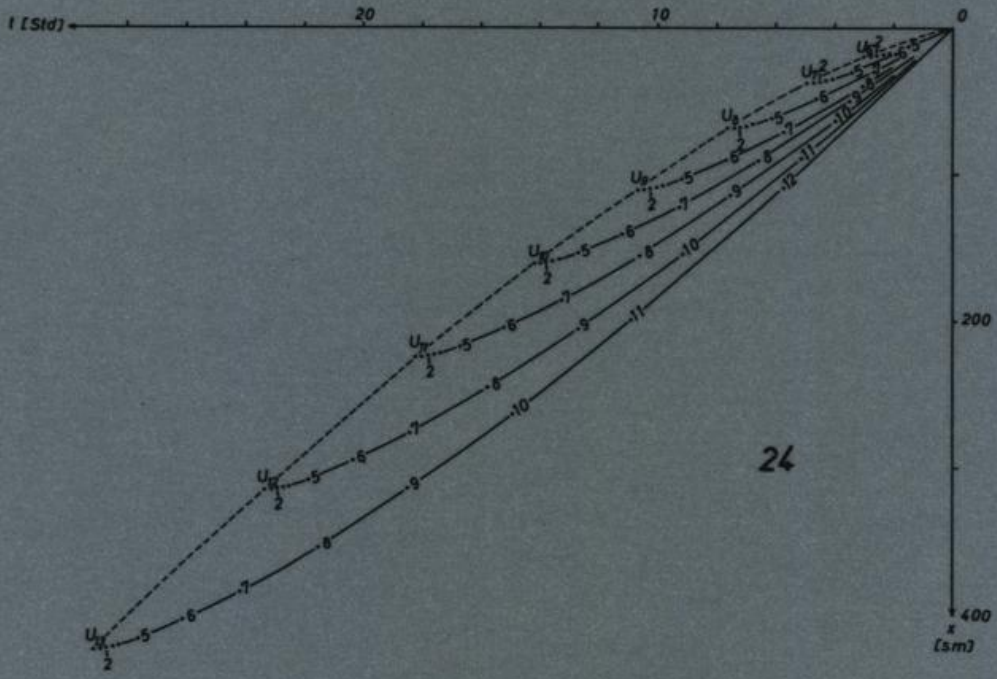


Abb. 34 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 24$ [kn]

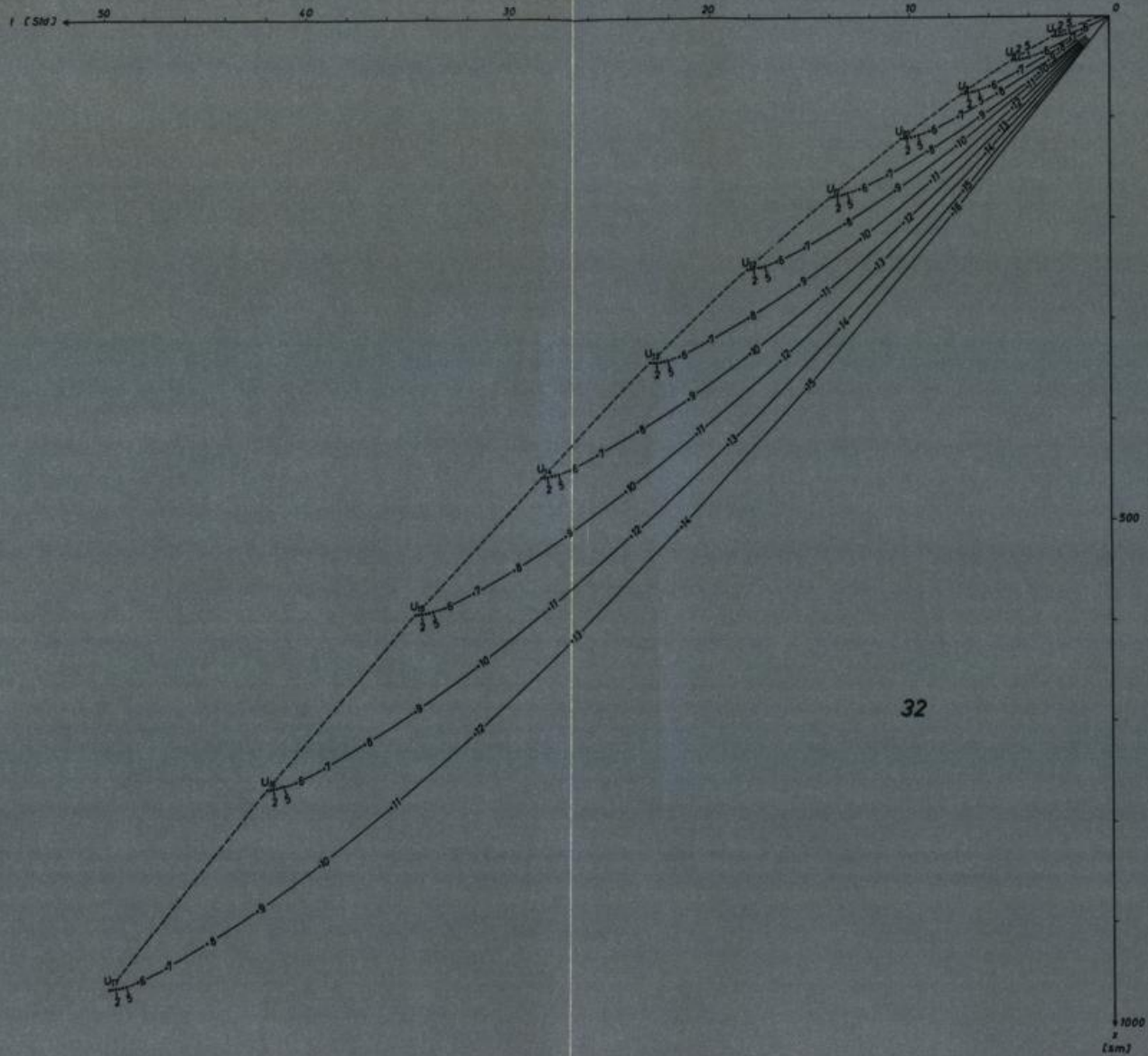


Abb. 35 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 32$ [kn]

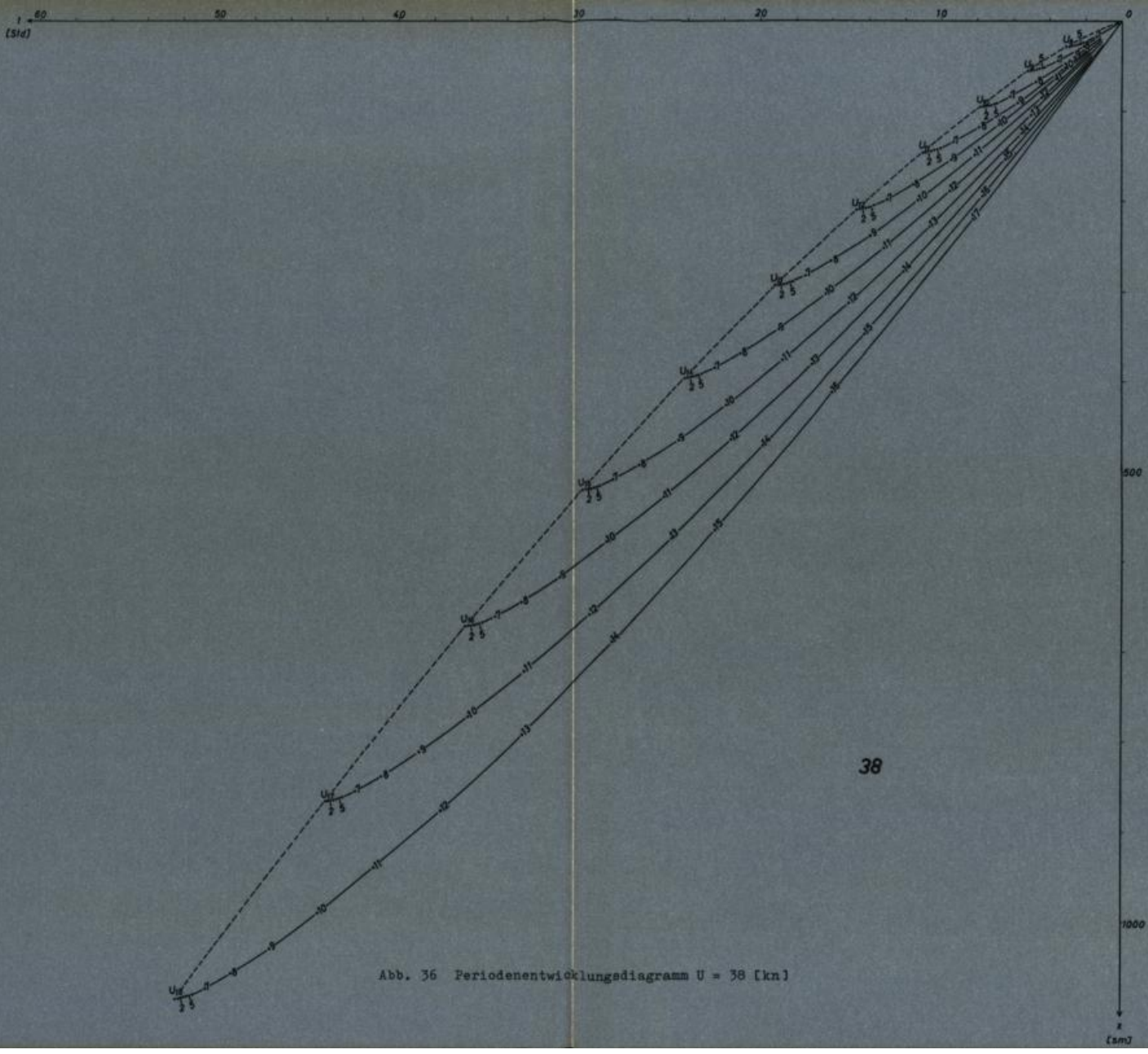


Abb. 36 Periodenentwicklungsdiagramm $U = 38$ [kn]

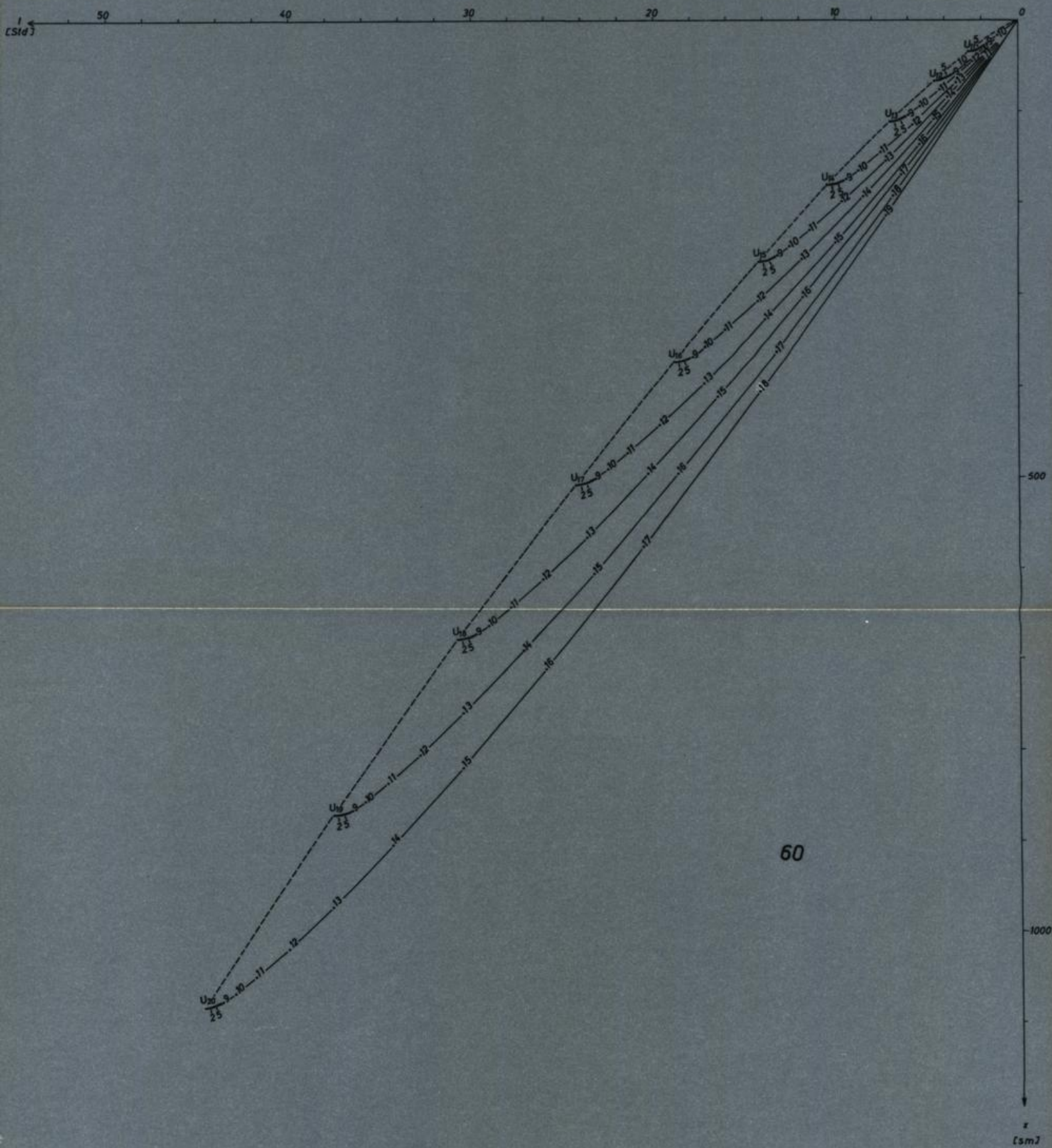


Abb. 37 Periodenentwicklungsdiagramm U = 60 [kn]

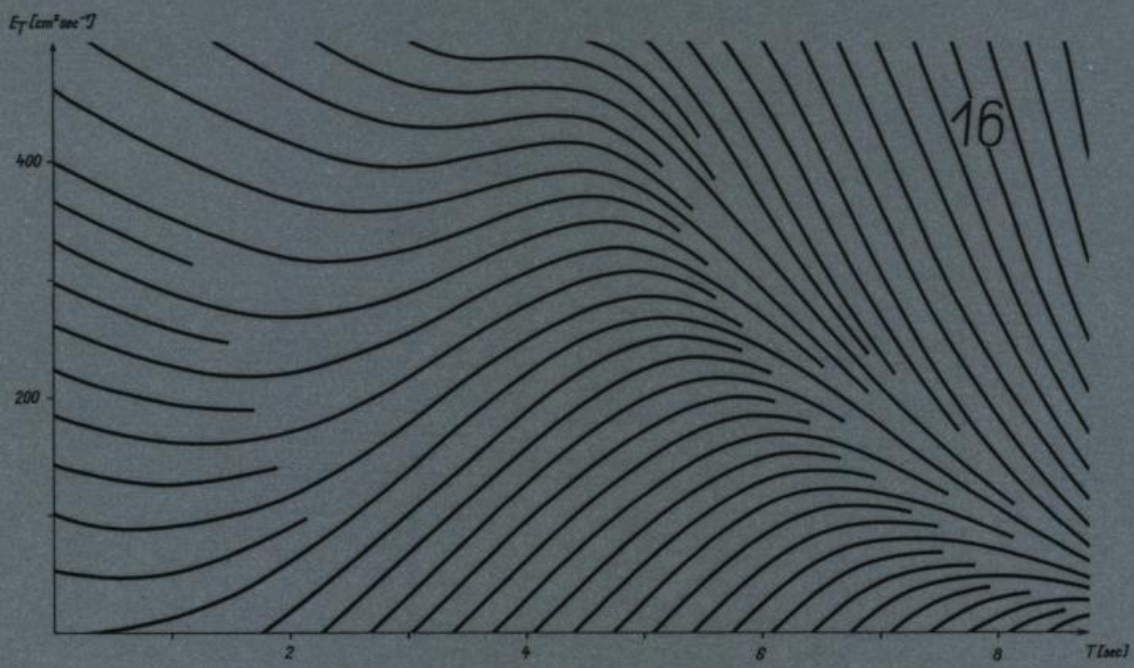


Abb. 39 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 16 [kn]$



Abb. 40 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 24$ [kn]



Abb. 41 Intensitätsentwicklungdiagramm $U = 32$ [kn]

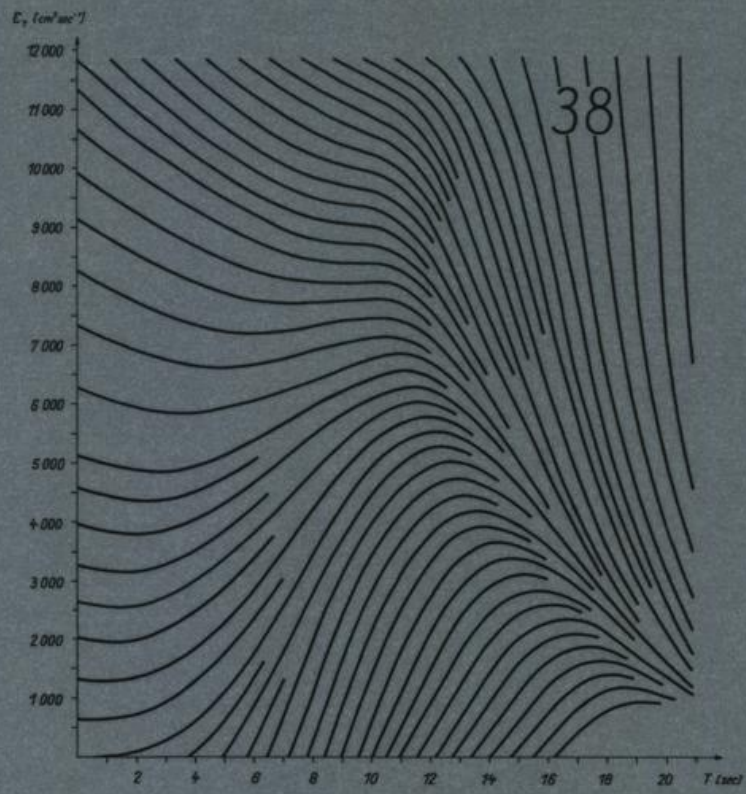


Abb. 42 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 38$ [kn]

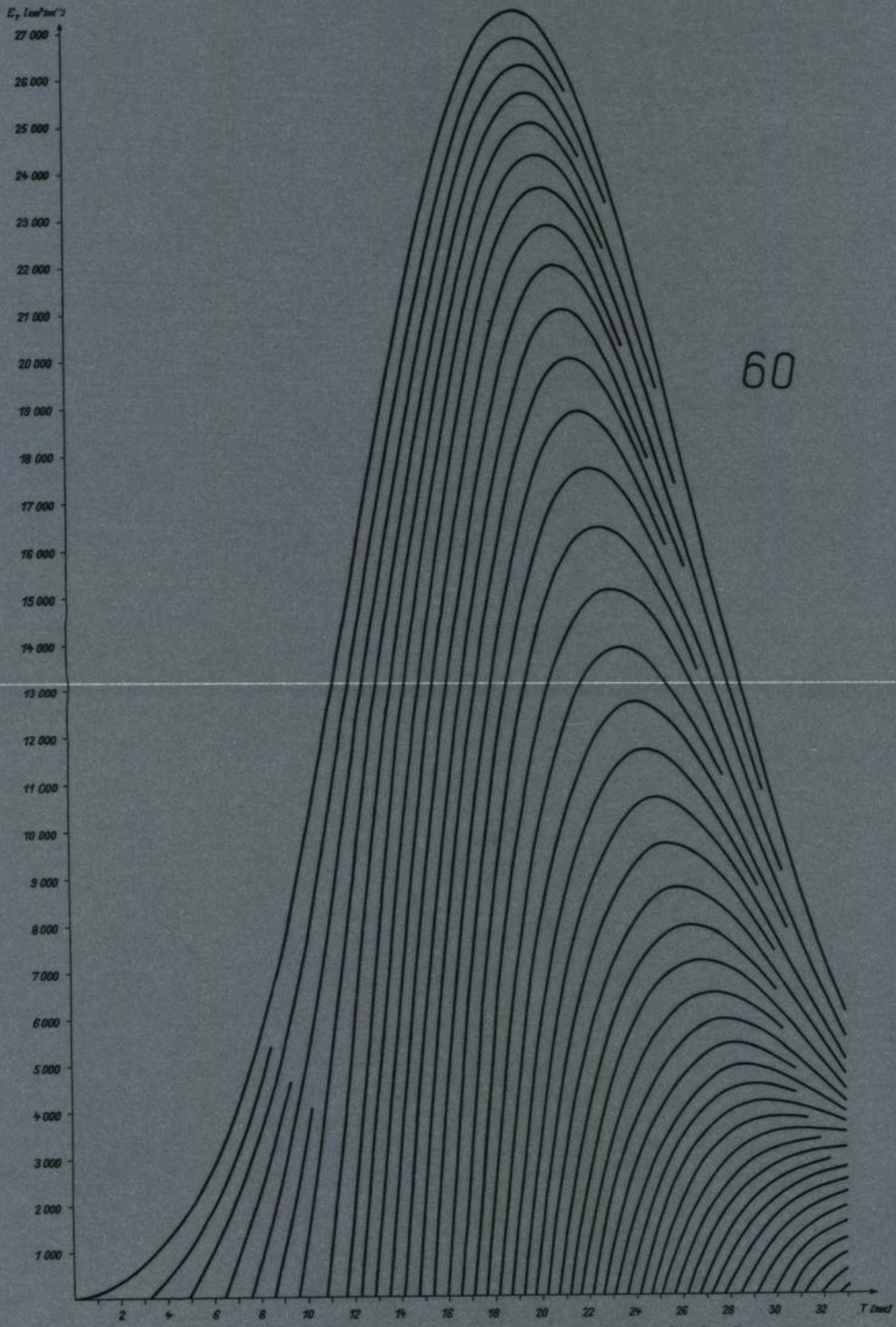


Abb. 43 Intensitätsentwicklungsdiagramm $U = 60$ [kn]

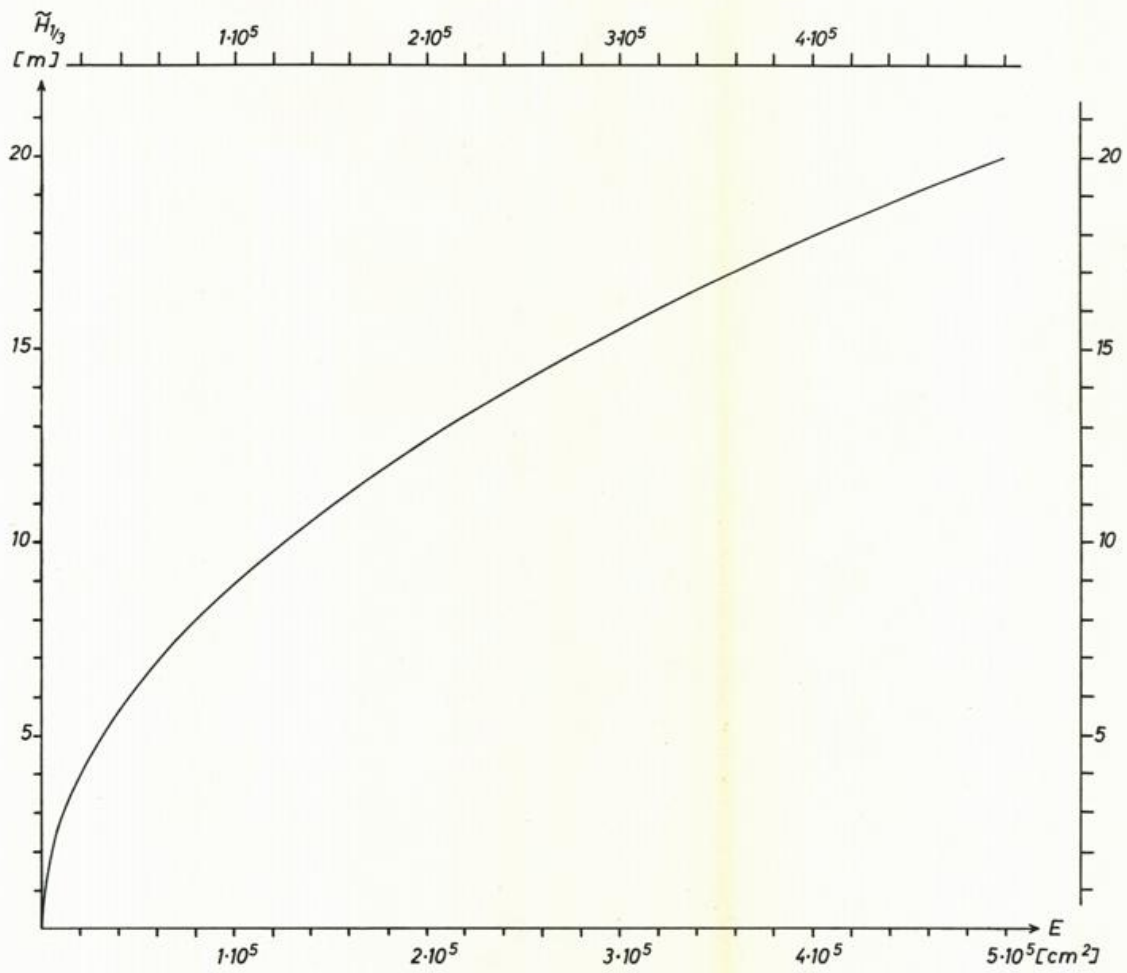


Abb. 44 Kennzeichnende Wellenhöhe $\tilde{H}_{1/3}$ als Funktion der Gesamtintensität E

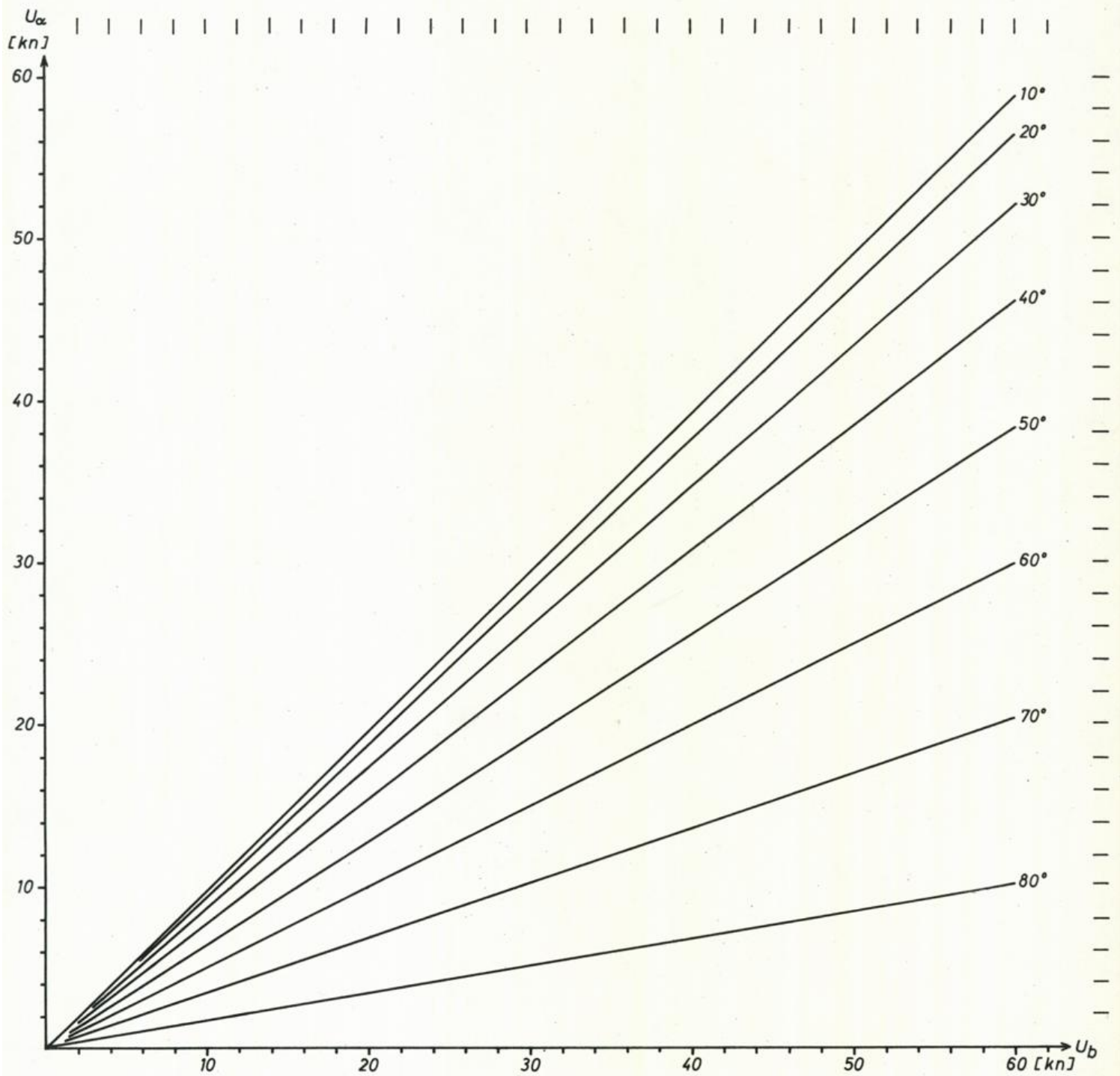


Abb. 45 Diagramm zur Berücksichtigung von Windrichtungsabweichungen. Abszisse: beobachtete Windgeschwindigkeit U_b . Ordinate: korrigierte Windgeschwindigkeit U_α . Zahlen in U_b der Darstellung: Winkelabweichung der beobachteten Windrichtung von der Hauptwindrichtung

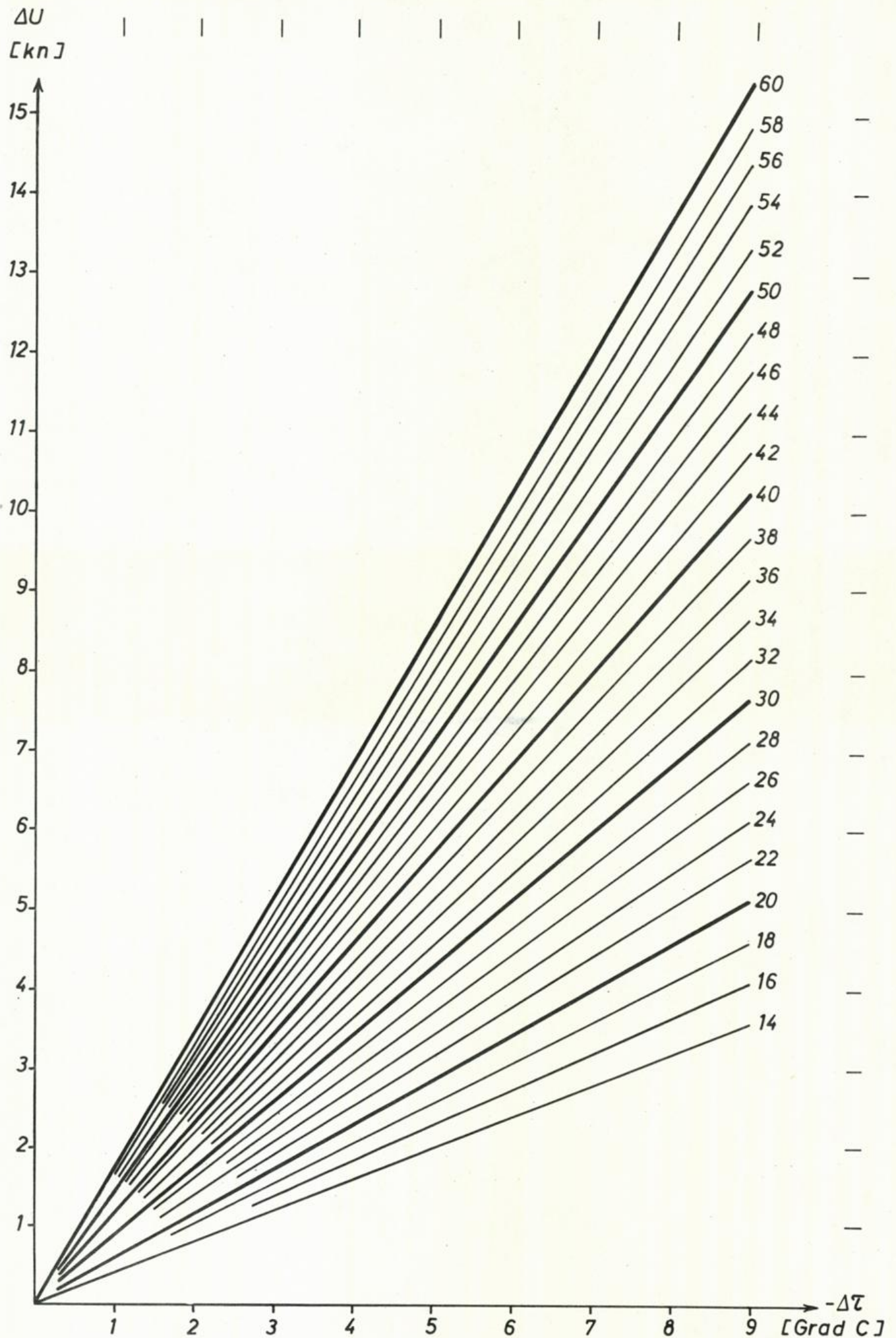


Abb. 46 Diagramm zur Korrektur der Windgeschwindigkeit bei negativen Werten $\Delta\tau$ ($\Delta\tau$ = Lufttemperatur minus Wassertemperatur). Abszisse: $(-\Delta\tau)$. Ordinate: Korrektionszuschlag ΔU zur beobachteten Windgeschwindigkeit. Zahlen in der Darstellung: beobachtete Windgeschwindigkeit, in [kn]

- Nr. 34 (1962) Über den Geländeeinfluß auf Windrichtung und Windgeschwindigkeit im Raum Hamburg (E. Franken)
- Nr. 35 (1962) Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1958
- Nr. 36 (1962) Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1959
- Nr. 37 (1963) Klimatologie des Mittelmeeres. Teil 2: Temperatur, Bewölkung, Niederschlag, Nebel (H. Markgraf)
- Nr. 38 (1963) Zur Klimatologie des Nordatlantischen Ozeans. Teil 1: Text (C. Pflugbeil)
- Nr. 39 (1963) Zur Klimatologie des Nordatlantischen Ozeans Teil 2: Tabellen (C. Pflugbeil und E. Steinborn)
- Nr. 40 (1963) Zur Klimatologie des Nordatlantischen Ozeans Teil 3: Abbildungen (C. Pflugbeil und E. Steinborn)
- Nr. 41 (1964) Die Eigenschaften der Meereswellen im Nordatlantischen Ozean (H. Walden)
- Nr. 42 (1964) Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee (Bundesrepublik) 1960
- Nr. 43 (1964) Die Bestimmung des Tiefwasserseegangs aus seinen skalar-spektralen Komponenten bei bekannten Windverhältnissen (J. Piest)

