

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN  
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

HERAUSGEGEBEN

. VON

ERICH BRUNS

HEFT 9



---

AKADEMIE - VERLAG · BERLIN

1963

## INHALT

E. BRUNS:	Maximale und maximal mögliche Wellen des Ozeans	5
H. KASTEN:	Automatisch registrierendes Temperatur- und Salzgehaltsmeßgerät für Messungen in situ . . . . .	14
G. SAGER:	Das Verhältnis des kleinsten zum größten Gezeitenstrom bei mittlerer Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See . . . . .	30
M. STURM:	Methoden zur empirischen Berechnung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Meeresoberfläche . . . . .	36

DAW  
Institut für Meereskunde  
Warnemünde  
— Bibliothek —

21960 617

Erschienen im Akademie-Verlag GmbH, Berlin W 8, Leipziger Straße 3—4  
Copyright 1963 by Akademie-Verlag GmbH  
Lizenznummer: 202 · 100/545/63  
Kartengenehmigung: Mdl der DDR Nr. 8284/63  
Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“ Bad Langensalza  
Bestellnummer: 2105/9 · ES 18 E 4 · Preis: DM 13,—

## Maximale und maximal mögliche Wellen des Ozeans

VON ERICH BRUNS

*Zusammenfassung:* Auf Grund von in der Natur durchgeführten experimentellen Wellenmessungen während der Orkanstürme im Ozean und im Zusammenhang mit bereits bestehenden theoretischen Methoden bzw. empirischen Beziehungen zur Feststellung von maximalen Wellenhöhen wird versucht, die maximal möglichen Wellen des Ozeans festzustellen und sie mit Hilfe von gemessenen Maximalwerten der Wellenhöhen zu bekräftigen.

In den alten Annalen, nautischen Büchern und verschiedenartigen Zeitschriften findet man ab und zu einige Angaben über Seegang, über Wellenabmessungen, Schilderungen über die Entstehung und den Verlauf dieser eigenartigen Naturerscheinung. Man stößt aber auch auf vielleicht übertriebene Angaben über die Abmessungen der größten Wellen. Manche Nautiker sprechen über das Antreffen von haushohen Wellen im Ozean, so daß man unwillkürlich an Übertreibungen denken muß. Ist das wirklich so?

Je mehr die Forscher, die Nautiker sich der Wellenforschung widmeten, desto mehr wurde es deutlich, daß selten, aber dennoch sehr hohe Wellen unter Einwirkung von orkanartigen Winden entstehen können.

Der sehr interessante sowjetische Seeatlas (Morskoi Atlas) aus dem Jahre 1953 gibt in seinem Band II u. a. kartenmäßige Zusammenfassungen für einzelne meereskundliche Faktoren, auch in Karte 34 zusammengefaßte Angaben über Wellenelemente von Windwellen im Zusammenhang mit den Windverhältnissen für einzelne Ozeane auf Grund von Beobachtungen (s. Tab. 1), Angaben über die größten Abmessungen von Windwellen in Abhängigkeit von der Windstärke auf Grund von Beobachtungen (s. Tab. 2), sowie auch die mittlere Häufigkeit von Wellen verschiedener Höhen bzw. Seegangsstärken in % für einzelne Ozeane und ihre Teile (s. Tab. 3). Die regionale Verteilung der Seegangsstärken konnte kartenmäßig für die 4 Jahreszeiten wegen Fehlens von einheitlichem Beobachtungsmaterial aus dem Weltozean nicht veröffentlicht werden. Nur die Häufigkeit der Wellenrichtung wurde bearbeitet und kartenmäßig für 10-Grad-Quadrate dargestellt.

Die Angaben der Tab. 1 leuchten ein, da es sich augenscheinlich um mittlere Werte der Wellenabmessungen handelt. Das Verhältnis der Wellenhöhe zur Länge

TABELLE 1  
Windwellen im Ozean nach Beobachtungen

Wind in Stärkegraden nach Bft.	Wellenelemente			
	Höhe in m	Länge in m	Periode in sec	Verhältnis Höhe/Länge
I. Atlantischer Ozean				
a) Nördlicher Teil				
7	4,7	133	9,4	1/28
8	7,5	140	9,5	1/19
9	10,7	204	11,4	1/19
10	11,0	200	11,2	1/18
b) Passatgebiet				
5	1,9	65	5,8	1/34
II. Indischer Ozean				
a) Nördlicher Teil				
Periode der NO-Monsune				
4	1,8	40	5,1	1/22
Periode der SW-Monsune				
8	7,7	135-229	9,3-12,1	1/18-1/30
b) Gebiet der Westwinde				
6	3,7	62	6,0	1/17
7	5,3	114	7,6	1/22
III. Stiller Ozean				
a) Passatgebiet				
4	3,1	102	8,2	1/33
b) Gebiet der Westwinde				
10	12,0	240	12,4	1/20
11	12,0	190	11,0	1/16
12	14,0	220	11,8	1/16

TABELLE 2  
Größte Abmessungen von Windwellen nach Beobachtungen

in Stärke- graden n. Bft.	Wind Geschwindig- keit m/sec	Wellenelemente				Verhältnis Höhe/Länge
		Höhe in m	Länge in m	Geschwindig- keit in m/sec	Periode in sec	
6	13	4,0	87	11,8	7,4	1/22
7	16	5,8	129	14,2	9,1	1/22
8	19	8,4	138	14,7	9,4	1/16
9	22	11,5	180	16,8	10,7	1/16
10	25	12,6	285	21,1	13,5	1/22
11	28	14,5	376	24,4	15,5	1/25
12	> 29	16-18				

TABELLE 3  
Mittlere Häufigkeit von Wellen verschiedener Höhen in %

Seegebiet	Seegangsstärken in Graden					
	bis III	IV-V		VI und mehr		
	Wellenhöhen in Metern					
	0-0,9 m	0,9-1,2	1,2-2,1	2,1-3,7	3,7-6,1	6,1 m
I. Atlantischer Ozean						
Nördlicher Teil (zwischen Neufundland und Irland)	20	20	20	15	10	15
Äquatoriales Gebiet	20	30	25	15	5	5
Gebiet der Westwinde	15	20	20	20	15	10
II. Indischer Ozean						
Nördlicher Teil (Gebiet 10° N)						
Periode NO-Monsune	55	25	10	5	5	0
Periode SW-Monsune	15	15	25	20	15	10
Südl. Teil (Gebiet 20° S)	30	25	20	15	5	5
Gebiet der Westwinde	10	20	20	20	15	15
III. Stiller Ozean						
Nördl. Teil (Gebiet 40° N)	25	20	20	15	10	10
Äquatoriales Gebiet (Ost- Teil)	25	30	25	10	5	5
Gebiet der Westwinde	10	20	10	20	15	15

wird mit der Vergrößerung der Wellenhöhe kleiner, die Wellen werden steiler, was den Beobachtungen in der Natur entspricht.

Nach der ersten Betrachtung der Angaben der Tab. 2 entstehen einige Fragen. Warum werden die Wellen mit dem Wachstum der Windstärke zuerst logischerweise steiler und später bei orkanmäßigen Winden aber flacher? Welche Unterlagen dienen für die Zusammenstellung der Höhenabmessungen?

Einige exakte Werte der beobachteten Wellenabmessungen, die bereits vor dem Erscheinen des Seeatlases im Jahre 1953 bekannt waren, und auch neuere nach der Veröffentlichung des Seeatlases sowjetischerseits z. B. im Stillen Ozean vorgenommenen Wellenabmessungen auch mit Hilfe der stereophotogrammetrischen Methode, lassen Tab. 2 als überholungsbedürftig erscheinen.

Aus der umfangreichen Literatur über Meereswellen ist bekannt, daß mit Hilfe der exakten stereophotogrammetrischen Methode im NO-Teil des Atlantischen Ozeans von G. WEINBLUM und W. BLOCK (1936) vom deutschen MS „San Franzisko“ bei 49,5° N und 13,5° W am 14. 12. 1934 um 14.15 Uhr die bisher größte Wellenhöhe von 18,5 m gemessen wurde, die auch in den Werken von E. BRUNS (1955, 1958) mit enthalten ist. Die augenblickliche Windgeschwindigkeit betrug dabei 9-10 m/sec. Die Wellenlänge wurde mit über 200 m festgestellt, was somit eine Steilheit der betreffenden Wellen von ca. 1 : 11 ausmacht.



Vor kurzem hat G. W. RSCHÉPLINSKIJ (1961) am 2. April 1956 im südlichen Teil des Stillen Ozeans (57° S und 159° E) zwischen der Macquarie-Inselgruppe und den Balleny-Inseln (s. Werke des Staatlichen Ozeanographischen Instituts des Hydromet. Dienstes der UdSSR — Bd. 61) bei einer raschen Änderung des Windgradienten auf einer Strecke von nur 100 Seemeilen eine größte Wellenhöhe von 24,9 m bei einer Wellenlänge von ca. 400 m auf Grund von stereophotogrammetrischen Wellenaufnahmen festgestellt. Solch hohe Wellen entwickeln sich im genannten Seegebiet innerhalb von nur 3–4 Stunden. Die Wellenhöhe von 24,9 m stellt die bisher größte bekannte Wellenhöhe im Ozean dar, wobei diese Welle eine Steilheit von rund 1 : 16 besaß.

In dem bekannten Werk von W. W. SCHULEIKIN „Theorie der Meereswellen“ (1960) behandelt der Verfasser die Analyse der Messungen von maximal großen Windwellen auf dem Ozean und gibt dort in Abb. 39 ein Diagramm der maximalen Wellenhöhen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in m/sec.

W. W. SCHULEIKIN stellt hierbei fest, daß auf Grund von Versuchen im Sturmbecken und theoretischen Arbeiten von S. W. DOBROKLONSKIJ (1947), K. BOWDEN (1950) und neueren Arbeiten des Seehydrophysikalischen Instituts der UdSSR die maximale Höhe der Windwellen auf dem Ozean proportional dem Quadrat der relativen Windgeschwindigkeit der Größe  $(V - c)^2$  ist, in der  $V$  die Windgeschwindigkeit und  $c$  die Phasengeschwindigkeit der Windwellen bedeuten. Dieses ist aus dem Ausdruck von W. W. SCHULEIKIN

$$r_{\infty} = \frac{9}{\pi} \frac{x}{K^2} \frac{\delta a}{\delta} \left( \frac{R}{r} \right)_{\infty} \frac{(V - c)_{\infty}^2}{g} \quad (1)$$

zu ersehen. Hier bedeuten:

- $r_{\infty}$  = den Bahnradius der oberflächlichen Teilchen,
- $R_{\infty}$  = den Radius des Rollkreises,
- $x$  = einen Koeffizienten,
- $\delta a$  = die Luftdichte,
- $\delta$  = die Dichte des Wassers,
- $V$  = die Windgeschwindigkeit,
- $c$  = die Phasengeschwindigkeit der Windwellen,
- $K$  = eine Konstante und
- $g$  = die Erdbeschleunigung.

Weiter stellt W. W. SCHULEIKIN fest, daß zahlreiche instrumentelle Messungen vieler Autoren eine Beziehung ergeben, die in Abb. 39 (s. Abb. 1 dieses Aufsatzes) dargestellt ist und der Arbeit von A. A. IWANOW (1956) entstammt. Die Kurve, die in Abb. 1 nahe durch die Punkte hindurchgelegt wurde, ist eine Parabel. Sie ergibt eine Schlußfolgerung, daß nach experimentellen Forschungen im Ozean die maximale Höhe der Windwellen auf dem Ozean proportional dem Quadrat der absoluten Windgeschwindigkeit ist. In Abb. 1 sind auf der Ordinatenachse die maximalen Wellenhöhen auf dem Ozean und auf der Abszissenachse die Werte der absoluten Windgeschwindigkeiten  $V$  abgetragen. Beim Konstruieren der Kurve

aus den Wellenmessungen fanden einige Messungen von A. A. IWANOW, L. F. TITOW, A. SCHUHMACHER, G. SCHOTT, G. WEINBLUM, A. N. KRYLOW, G. CORNISH und des Seeobservatoriums Tuapse Verwendung.

W. W. SCHULEIKIN betont im Endeffekt die gleichzeitige Gültigkeit der beiden gleich zuverlässigen Beziehungen (der theoretischen nach Formel (1) und der empirischen nach Abb. 1) und zeigt, daß sich die maximale Wellenhöhe auf dem Ozean immer bei einem praktisch konstanten Wert von  $\frac{V - c_{\infty}}{V}$  herausbildet, oder bei jeder Windgeschwindigkeit entstehen maximale Längen der Windwellen, die ein und demselben Grenzwert von  $c_{\infty}/V$  entsprechen.

Bei der Betrachtung der Abb. 1 nach A. A. IWANOW und W. W. SCHULEIKIN stellen wir fest, daß die Beziehung für die Parabel nur für den Bereich von maximalen Windwellen bis höchstens 14 m bei einer Windgeschwindigkeit von ca. 30 m/sec gilt.

Welche Beziehung muß zwischen der Windgeschwindigkeit und höheren Wellen, wie z. B. bei den tatsächlich gemessenen 18,5 m bzw. 24,9 m Wellenhöhen vorhanden sein?

Ist die Parabel der Abb. 1 auch für den Bereich von 14,0 m bis 25 m Wellenhöhe gültig?

Auf den ersten Blick erscheint diese Parabel für den Bereich über 14 m Wellenhöhe der Windwellen nicht gültig zu sein. Sie müßte wahrscheinlich viel steiler liegen.

Untersuchen wir nun, bei welchen Windgeschwindigkeiten die beiden ausgefallenen maximalen Wellenhöhen und andere große Wellen entstanden.

In seinem Buch „Windwellen auf Meeren und Ozeanen“ gibt L. F. TITOW (1955) eine Tabelle der errechneten maximalen Höhen, Längen und Perioden von Windwellen in Abhängigkeit von der Windstärke (s. Tab. 4). Danach können bei einer Windgeschwindigkeit eines Orkans mit 30 m/sec Wellenhöhen bis zu 21,9 m entstehen.

Die Maximalwelle im Atlantischen Ozean mit einer Wellenhöhe von 18,5 m entstand bei einer örtlich gemessenen Windgeschwindigkeit von 9–10 m/sec, also bei einer verhältnismäßig geringen Windgeschwindigkeit. In Anwendung der Parabel der Abb. 1 dürfte bei dieser Windgeschwindigkeit die Höhe der Windwelle nur höchstens 2,3 m erreichen, evtl. nach der Tabelle von L. F. TITOW etwa 3,5 m. Somit kann man vermuten, daß diese tatsächlich vorhanden gewesene Maximalwelle nicht eine reine Windwelle, sondern das Ergebnis einer Interferenz von Wellen darstellt. Das besagt aber nicht, daß so hohe Windwellen im Atlantischen Ozean nicht vorkommen können, im Gegenteil, es sind solche im Atlantischen Ozean schon mehrmals beobachtet worden.

Die von G. W. RSCHÉPLINSKIJ gemessene Maximalwelle von 24,9 m im Stillen Ozean wurde bei Windgeschwindigkeit von 30–36 m/sec beobachtet, wobei zu ihrer Entstehung nur 3–4 Stunden Windwirkung ausgereicht haben sollen.

Es sind noch weitere Fälle von sehr hohen Wellen bekannt. V. CORNISH (1934) beobachtete eine Welle von 18 m Höhe im Atlantischen Ozean südwestlich von

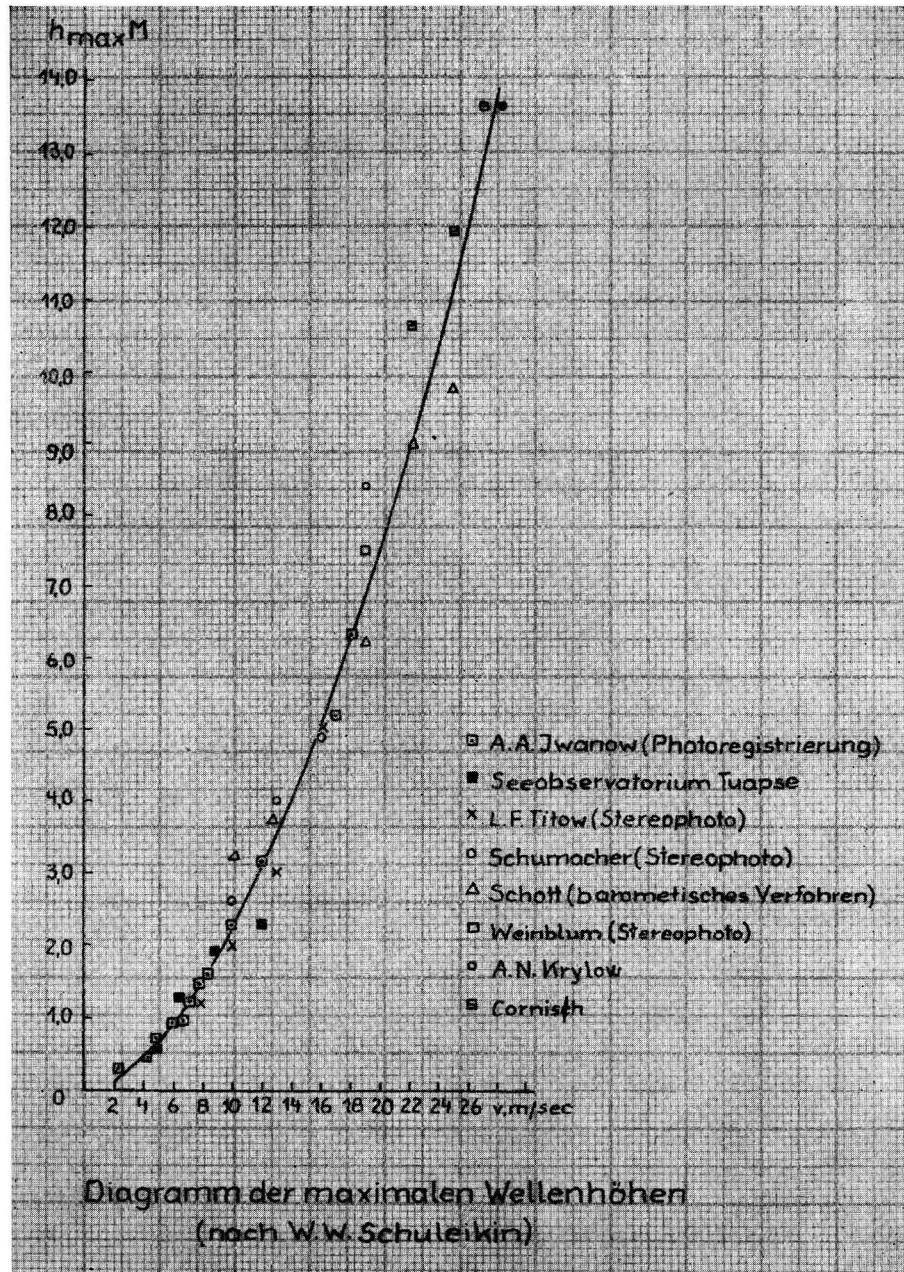


Abb. 1. Diagramm der maximalen Windwellen (nach W. W. SCHULEIKIN)



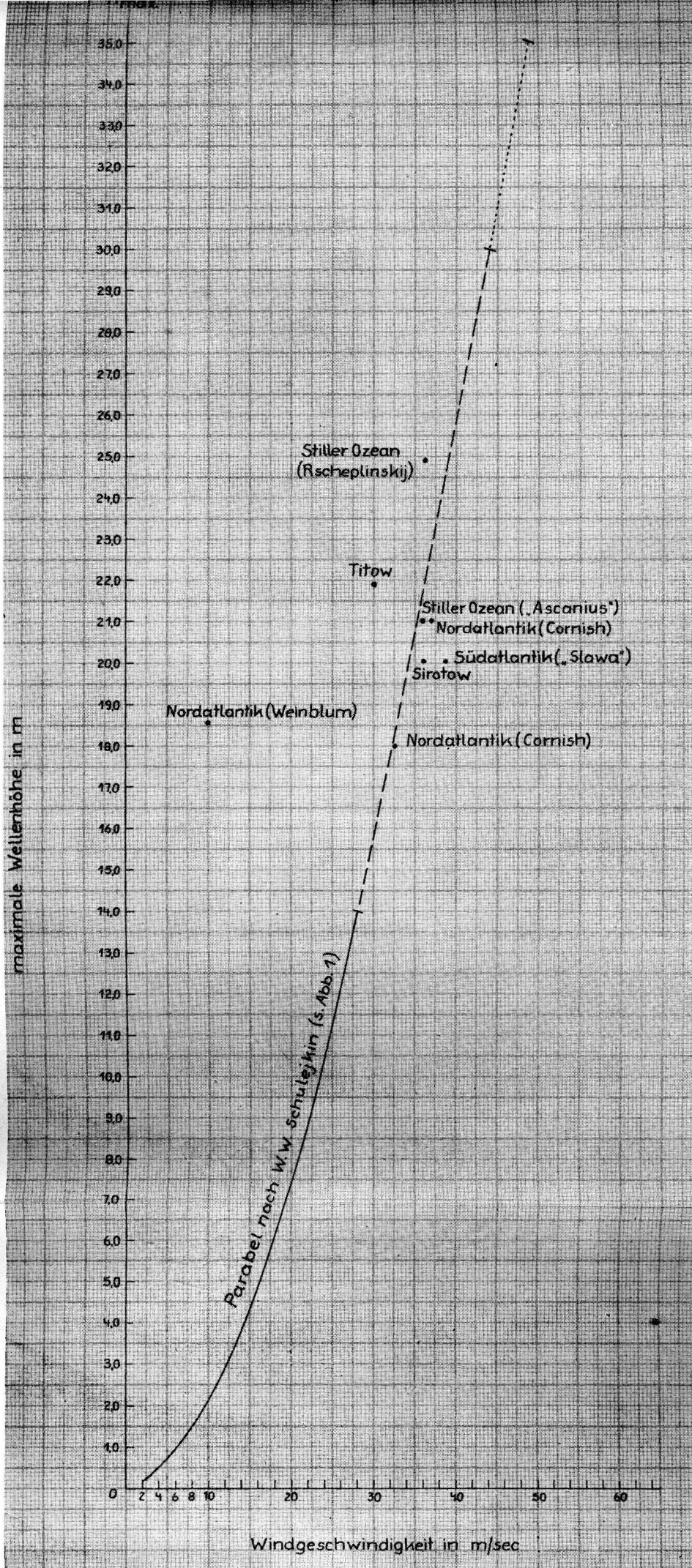


Abb. 2. Diagramm der größtmöglichen Windwellen des Ozeans.

TABELLE 4  
Errechnete maximale Höhen, Längen und Perioden von Windwellen nach L. F. TITOW

Wind		Maximale Höhe von Windwellen (Häufigkeit von 1%) und dieser Höhe entsprechende Länge und Periode mit Angabe der Steilheit, die diese Wellen besitzen			
Stärke- grade	Wind- geschwindigkeit m/sec	Höhe in m	Länge in m	Periode in sec	Verhältnis der Höhe zur Länge
4	6	1,4	22	3,8	1 : 16
5	9	2,9	50	5,7	1 : 17
6	11	3,9	76	7,0	1 : 19
7	14	6,0	123	8,9	1 : 20
8	17	8,3	181	10,8	1 : 22
9	20	10,9	250	12,7	1 : 23
10	23	14,0	330	14,6	1 : 24
11	27	18,2	455	17,1	1 : 25
12	30	21,9	564	19,0	1 : 26

Irland vom MS „Majestik“ bei Wind über 10–11 Stärkegraden (also 26,4 bis 32,6 m/sec). Derselbe Verfasser ist der Meinung, daß im Nordatlantik Wellen bis zu 21 m Höhe bei Winden von 12 Stärkegraden (32,6–36,9 m/sec) entstehen können. Im Stillen Ozean wurde von der „Askanius“ bei Orkanwinden Wellen von 21 m Höhe beobachtet.

Das sowjetische Walfangmutterschiff „Slawa“ (1961) beobachtete am 17. Januar 1958 im Seegebiet der Bouvet Insel im Südatlantik eine Wellenhöhe von 20 m bei einer Windgeschwindigkeit bis 39 m/sec. K. M. SIROTOW (1960) meint, daß die Wellenhöhe von 20 m bei 30–36 m/sec Windgeschwindigkeit sich in die allgemeine Beziehung zwischen den maximalen Wellenhöhen und der Windgeschwindigkeit nach W. W. SCHULEIKIN (1960) einpaßt.

Wir tragen alle diese beobachteten bzw. festgestellten Werte auf ein analoges Diagramm wie Abb. 1 auf (s. Abb. 2) und extrapolieren die Parabel der Abb. 1 bis zu dem Wert der bisher maximal beobachteten Wellenhöhe von rd. 25 m und etwas darüber hinaus bis 30–35 m Wellenhöhe (s. gestrichelte und punktierte Teile der Parabel).

Aus Abb. 2 kann man feststellen, daß für den Bereich von 16 m bis zu 24 m der maximalen Wellenhöhen die Beziehung zur Windgeschwindigkeit im Verlauf des gestrichelten Teiles der Parabel durch die aufgetragenen beobachteten Werte der maximalen Wellenhöhen bekräftigt wird und die Beziehung von W. W. SCHULEIKIN zutrifft.

Unter Berücksichtigung der Arbeiten von J. G. WILENSKIJ und B. CH. GLUCHOWSKIJ (1957) und M. S. LONGUET-HIGGINS (1952) schlug J. M. KRYLOW (1961) eine theoretische Methode vor, die durch nachfolgende Endformel

$$\log N = \Theta - \log \left( 1 - \frac{1 - \frac{1}{m}}{0} [1 - \exp. (-\Theta)] \right) \quad (2)$$



charakterisiert wird und den wahrscheinlichsten Wert der maximal möglichen Wellenhöhe ergibt. In ihr ist

$$\Theta = \left( \frac{\bar{h}_{\max}}{\alpha} \right)^m \quad (3)$$

wobei  $\bar{h}_{\max}$  die maximal mögliche Wellenhöhe von Ozeanwellen,  $\alpha$  und  $m$  entsprechende Parameter und  $N$  die Zahl der Glieder der statistischen Beobachtungsreihe bedeuten.

Die Methode von J.M. KRYLOW erlaubt es, für lange Beobachtungsreihen, z. B. bis zu 300 Jahren, die ganz selten (in 0,001% der Fälle) wahrscheinlich vorkommende maximale Wellenhöhe von 35 m zu errechnen. Danach ist die beobachtete maximale Wellenhöhe von rd. 25 m bei einer Häufigkeit von 0,1%, also einmal bei 1000 Beobachtungen bestimmt möglich. Die Wellenhöhe von 35 m nach J. M. KRYLOW bei 0,001% Häufigkeit wäre also einmal bei 100000 Wellenbeobachtungen möglich. Sie könnte bei 1 Wellenbeobachtung pro Tag in ca. 300 Jahren einmal beobachtet werden. Man kann mit Hilfe dieser Methode auch noch höhere Wellen z. B. für 500 bzw. 1000 Jahre Beobachtungszeit errechnen. Diese Berechnungen würden aber einer physikalischen Grundlage entbehren, weil doch die maximale Wellenhöhe nicht von der Zahl der Beobachtungen oder ihrer Dauer, sondern von der Kraft des sie erzeugenden Windes und seiner Wirkungsdauer abhängt.

Ginge man in den Erwägungen bis 35 m Wellenhöhe, so müßten nach der noch weiter verlängerten Parabel der Abb. 2 (siehe punktierten Teil) Windgeschwindigkeiten von 49–50 m/sec vorhanden sein, die nach der verlängerten Beaufortskala einer Orkanwindstärke 15 entsprächen, welche im Weltozean auch in südlichen Teilen der Ozeane vor der Antarktis kaum vorgekommen ist. Deswegen wäre eine maximale Wellenhöhe über 30 m Höhe wenig wahrscheinlich.

Die wahrscheinliche maximale Wellenhöhe bis 30 m für Ozeanwellen entspräche einer Windgeschwindigkeit bis ca. 44–45 m/sec, also dem Stärkegrad 14 nach der verlängerten Beaufortskala, die bei Orkanstürmen über dem Ozean in der Südhemisphäre schon des öfteren auch als lang anhaltende Windstärke registriert wurde.

### Literatur

- [1] BOWDEN, K., Die Wirkung der Zähigkeit auf die Ozeanwellen; (engl.) Phil. Mag. 1950.
- [2] BRUNS, E., Ozeanologie. Bd. I, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1958.
- [3] BRUNS, E., Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane. 1. Auflage SHD der DDR, 1953; 2. Auflage VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1955.
- [4] CORNISH, V., Ocean waves and kindred geophysical phenomena. Cambridge, University Press., 1934.
- [5] DOBROKLONSKIJ, S. W., Die turbulente Zähigkeit in der Oberflächenschicht des Meeres und die Wellenbewegung, (russ.), Berichte der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, 58 (1947) Nr. 7, 1345.
- [6] IWANOW, A. A., Einige Folgerungen aus der Analyse der Beobachtungsergebnisse über Windwellen (russ.), Abh. des Seehydrophysikalischen Instituts der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, 8 (1956).

- [7] KRYLOW, J. M., Berechnung der maximalen Höhen von Meereswellen. Werke des Staatlich-Ozeanographischen Instituts des Hydromet. Dienstes der UdSSR, 61 (1961) (russ.).
- [8] LONGUET-HIGGINS, M.S., On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. of Marine Res. XI (1952) Nr. 3.
- [9] RSCHEPLINSKIJ, G. W., Ergebnisse der Forschungen ozeanischer Wellen in der Antarktis. Abh. des Staatlich-Ozeanographischen Instituts des Hydromet. Dienstes der UdSSR 61 (russ.), Moskau (1961).
- [10] RSCHEPLINSKIJ, G. W., Ozeanwellen in der Antarktis, Werke des Staatl.-Ozeanographischen Instituts des Hydromet. Dienstes der UdSSR, Bd. 48, Moskau 1959 (russ.).
- [11] SCHULEKIN, W. W., Theorie der Meereswellen. Vom Verf. neu bearb. und ergänzte deutsche Ausgabe des in Moskau 1956 erschienenen Werkes, Akademie-Verlag, Berlin 1960.
- [12] Seeatlas, Bd. II (russ.). Physikalisch-Geographischer Teil. Herausgegeben vom Hauptstab der Seestreitkräfte der UdSSR, Moskau 1953 (russ.).
- [13] SIROTOW, K. M., Windwellen der Antarktis im Raum der Bouvet-Insel, Werke des Staatl. Ozeanographischen Instituts des Hydromet. Dienstes der UdSSR, Bd. 58, Moskau 1960 (russ.).
- [14] TITOW, L. F., Windwellen auf Meeren und Ozeanen (russ.), Moskau 1955.
- [15] WEINBLUM, G. und BLOCK, W., Stereophotogrammetrische Wellenmessungen bei der Hochsee-Meßfahrt 1934 auf MS „San Franzisko“. Mitt. der Preuß. Versuchsanstalt für Wasserbau, Erd- und Schiffbau, H. 23 (1936).
- [16] WILENSKIJ, J. G. und GLUCHOWSKIJ, B. CH., Experimentelle Erforschung des Prozesses der Windwellen des Meeres, Werke des Staatl. Ozeanographischen Instituts des Hydromet. Dienstes der UdSSR, 36 (1957) (russ.).

## Ein automatisch registrierendes Temperatur- und Salzgehaltsmeßgerät für Messungen in situ 500 m Tiefe

Von HEINZ KASTEN

*Zusammenfassung:* Es wird ein Temperatur- und Salzgehaltsmesser hoher Genauigkeit für den Expeditionseinsatz beschrieben.

Das Registriergerät druckt jede 30 Sekunden in Ziffern (4 Dezimalen) die Leitfähigkeit in  $\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , die Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  und den hydrostatischen Druck in  $\text{kp cm}^{-2}$  aus. Bis auf durch Eichung ermittelte Korrekturen entsprechen die Zahlenwerte den Einheiten der jeweiligen physikalischen Größe.

Das Unterwasserteil der Anlage kann bis zu 500 m gefiert werden. Es enthält die 3 Meßfühler sowie 3 mit Präzisionswiderständen aufgebaute Brückenschaltungen, die nacheinander durch einen dekadisch gestuften Abgleichwiderstand abgeglichen werden.

Die Dekadenwerte werden durch eine Impulsfolge zum Registriergerät an Bord des Schiffes übertragen, wodurch die Einstellung der Zifferndruckrolle erfolgt.

Das Gerät wurde von der deutschen Teilnehmergruppe der Atlantik-Expedition des sowjetischen Forschungsschiffes „Michail Lomonossow“ mit Erfolg eingesetzt.

### Allgemeines

Die neuzeitliche intensive Forschungstätigkeit auf allen Weltmeeren, die insbesondere durch das Geophysikalische Jahr einen Höhepunkt erreichte, erfordert auch neue Methoden der Meßwerterfassung und Registrierung, die die bisher übliche lobarmäßige Untersuchung des Meerwassers ablösen müssen. Die klassische Methode besteht grundsätzlich in der Schöpfung von Meerwasser aus verschiedenen Tiefen und der Auswertung (Chlorgehalt, Leitfähigkeit usw.) mit Hilfe von Laboreinrichtungen an Bord des Forschungsschiffes, die präzise Meßwerte zu liefern gestatten.

Die klassische Methode ist in erster Linie zu langsam. Zur Erlangung eines einzigen Meßwertes müssen von einer Schöpfprobe manuell Abgleichungen bzw. Titrations durchgeführt werden.

Die Wasserschöpfungen erfolgen „blind“ und wegen der notwendigen zeitlichen Beschränkung auch in großen örtlichen Abständen. Es gehen deswegen interessante Einzelheiten verloren. Schließlich erhält man nicht den Zustand des Wassers, wie er am Schöpfort vorhanden ist.

Zur Erlangung eines möglichst vollständigen Bildes über die Wasserkörper der Weltmeere sind an vielen Orten viele über die Tiefe gestaffelte Meßwerte erforder-

lich. Dieser Aufgabe sind die klassischen Methoden im Hinblick auf die erforderlichen Aufwendungen für Expeditionen nicht mehr gewachsen. Die deutschen Teilnehmer an Bord des sowjetischen Forschungsschiffes „Lomonossow“ setzten während der Expeditionen auf dem Atlantik ein automatisch registrierendes Temperatur- und Salzgehaltsmeßgerät hoher Genauigkeit ein.

Dieses Gerät ermittelt jede 30 Sekunden Temperatur, Leitfähigkeit und hydrostatischen Druck in situ und registriert die Werte in 4 Dezimalen an Bord des Schiffes. Bis auf das Komma und eine Korrektur liefern die Ziffern direkt die Meßwerte. Mit Hilfe dieses Gerätes wurde umfangreiches Material (Wertetripel, Temperatur, Leitfähigkeit und Druck bis 500 m Tiefe) gewonnen. Die erste Auswertung der Registrierungen der Atlantik-Expedition der „Lomonossow“ wurde von Dr. VOIGT im Heft 7/8 der Beiträge zur Meereskunde dargestellt.

An dieser Stelle erfolgt nun die Beschreibung dieses Gerätes.

### Die Grundlagen des Gerätes

Folgende Gesichtspunkte lagen der Grundkonzeption des Gerätes zugrunde:

1. Die Ermittlung der Meßwerte soll am Meßort erfolgen.
2. Die Fernübertragung zum Schiff soll die Meßwerte nicht beeinflussen.
3. Die Registrierung der Meßwerte soll ebenfalls ohne Fehler erfolgen.
4. Der Registrierpapierbedarf soll auf ein Mindestmaß reduziert werden.
5. Der Salzgehalt soll durch die separate Bestimmung von Temperatur ( $\vartheta$ ) und Leitfähigkeit ( $\kappa$ ) charakterisiert werden. Im Anschluß an die Registrierung, also unabhängig vom Gerät, soll die Auswertung an Hand der experimentell ermittelten Funktion  $S = S(\kappa, \vartheta)$  erfolgen.
6. Der Temperaturbereich soll  $0-30^{\circ}\text{C}$ , der Leitfähigkeitsbereich  $0-6 \cdot 10^{-2} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  betragen.

Die spezielle Funktion  $S$  ist für das Weltmeerwasser bekannt. Für andere Gewässer (Änderung der Ionenzusammensetzung) sind Korrekturen anzubringen.

Es soll damit erreicht werden, daß das Gerät nur zur Ermittlung der eindeutig definierten Größen  $\vartheta$  und  $\kappa$  dient. Eine gerätetechnische Realisierung der Funktion  $S(\kappa, \vartheta)$  zur direkten Salzgehaltsbestimmung gelingt nur näherungsweise im kleineren Bereich in  $\vartheta$  und  $\kappa$ ; von derartigen Lösungsversuchen soll daher abgesehen werden.

Die Titrationsgenauigkeit hinsichtlich des Salzgehaltes beträgt etwa  $0,05\%$ . Für die ungünstigste Stelle ( $\vartheta = 0^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 40\%$ ) der  $S(\vartheta, \kappa)$ -Funktion beträgt hierfür  $\Delta\vartheta = \pm 0,02^{\circ}\text{C}$  und  $\Delta\kappa = \pm 2 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ; für die anderen Stellen der  $S(\vartheta, \kappa)$ -Funktion sind  $\Delta\vartheta$  und  $\Delta\kappa$  für  $\Delta S = 0,05\%$  größer. Bis auf diese Fehler müssen also die Meßwerte den wahren Werten entsprechen, soll die Titrationsgenauigkeit an der ungünstigsten Stelle der  $S(\vartheta, \kappa)$ -Funktion erreicht werden. Für die Druckmessung soll ein Fehler von  $1\%$  zugelassen werden.

7. Die drei Meßwerte sollen periodisch registriert werden; die Dauer einer Periode soll höchstens 60 s betragen.
8. Zum Betrieb der Anlage soll 220 V Gleichspannung vorausgesetzt werden.

### Grundsätzliches zur Meßwertermittlung

#### Leitfähigkeitsmeßstelle

Die Leitfähigkeit wird mit einer 3-Elektrodenzelle der Zellenkonstante  $R \cdot \kappa = a$  ( $a \approx 4 \frac{1}{\text{cm}}$ ) durch eine Widerstandsmeßbrücke gemessen.

Die Meßzelle liegt in einem Brückenweig, während im gegenüberliegenden Brückenweig der Abgleichwiderstand liegt. Zur Berücksichtigung der Polarisationskapazität wird die Meßbrücke mit Wechselstrom der Frequenz von 1000 Hz gespeist. In Näherung kann die Meßzelle durch Reihenschaltung eines Widerstandes  $R = \frac{a}{\kappa}$  und einer Kapazität  $C = a' \kappa$  dargestellt werden, wodurch die Zeitkonstante  $T_z$  der Meßzelle unabhängig von  $\kappa$  ist. Dieser Sachverhalt wurde durch Versuche mit Kopenhagener Normalwasser und KCL verschiedener Konzentration gefunden. Damit ergab sich die Möglichkeit, in einem festen Brückenweig eine feste Kapazität der Größe hinzuzufügen, daß wieder  $T$  erreicht wird (kapazitiver Abgleich).

Nun sei angenommen, daß der kapazitive Abgleich nicht vollständig ist. Zerlegt man die Brückenausgangsspannung in einen reellen und einen imaginären Anteil, wobei der reelle Anteil mit der Speisespannung in Phase liegt, so wird der Abgleichzustand durch das Verschwinden des reellen Anteils definiert.

Der imaginäre Anteil hat dann eine von null verschiedene Größe. Die Meßzelle wurde nun in Verbindung der Frequenz der Speisespannung von 1000 Hz so dimensioniert, daß ohne jeden kapazitiven Abgleich der so definierte Abgleichzustand einen Wert des Abgleichwiderstandes ergibt, der vom rein ohmschen Abgleich (keine Polarisationskapazität) nur noch so viel abweicht, wie es etwa  $\Delta\kappa = 1 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  entspricht. Die Meßzelle besteht aus 3 großen Elektroden aus Platinblech, die in entsprechenden Verdickungen eines Glasrohres angebracht sind. Für die Zellenkonstante  $a$  sind daher nur die langen engen Rohrstücke ( $L, F$ ) maßgebend ( $a \approx \frac{L}{2F}$ ); auch der Einfluß von Übergangswiderständen wird so weitgehend herabgesetzt.

Der kapazitive Abgleich verkleinert nun sowohl den imaginären Anteil der Brückenausgangsspannung (im Grenzfall bis auf null) als auch die Abweichung des Abgleichwiderstandes gegenüber dem Wert des ohmschen Abgleiches. Da exakt ein vollständiger Abgleich nicht erreicht wird, kommt es darauf an, daß der verbleibende imaginäre Anteil den Meßverstärker nicht übersteuert; im Fall der Übersteuerung verringert sich der Verstärkungsfaktor, wodurch der Fehler

<sup>1)</sup>  $T_z \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ s}$

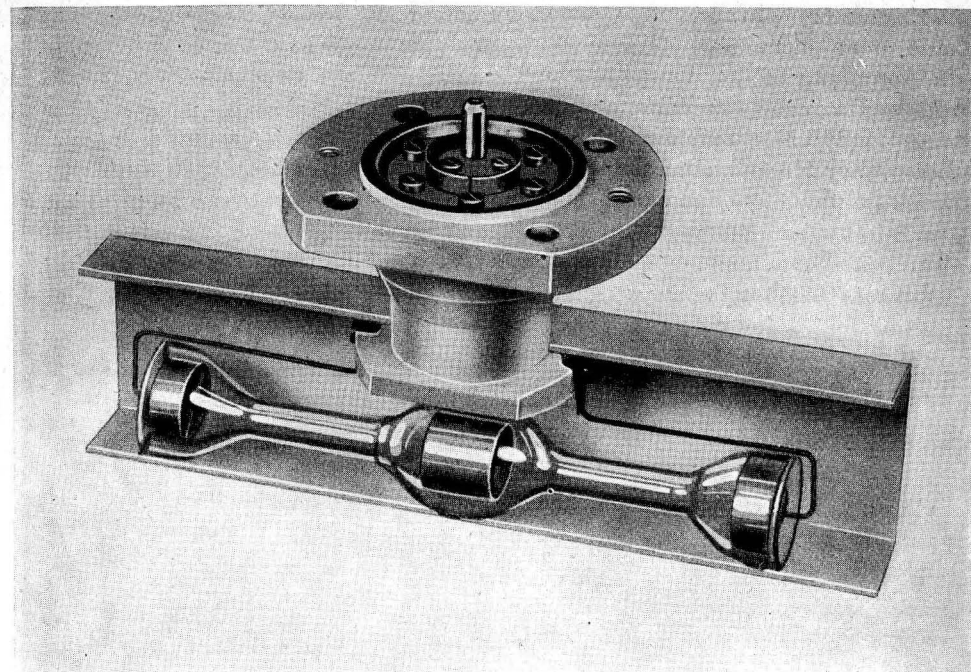


Abb. 1. Leitfähigkeitszelle, Schutzkappe entfernt

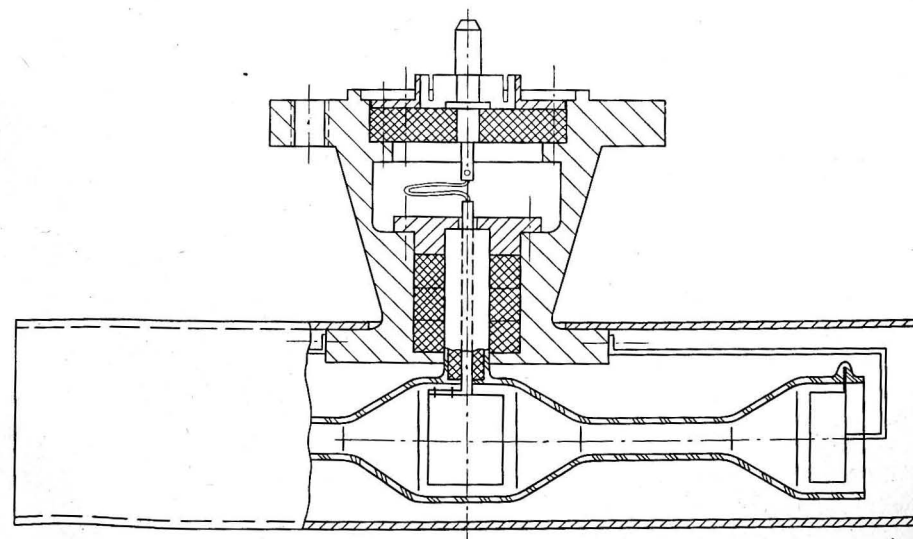


Abb. 2. Leitfähigkeitszelle



in  $\Delta z$  wieder vergrößert wird (der reelle Anteil der Brückenausgangsspannung kann dann nicht zum Verschwinden gebracht werden). Es entsteht somit die Forderung an den Verstärker, den Verstärkerfaktor weitgehend unabhängig von der Größe des imaginären Anteils zu halten.

An die Meßzelle ist ein Stiel aus Glasrohr zur Halterung der Meßzelle angegossen. Zur Herabsetzung der Belastung des Glases bei hohem hydrostatischen Druck ist dieser Stiel mit kalthärtendem Epoxydharz schichtweise ausgegossen. Der Stiel ist zur Haltung und Stoßsicherung in eine Gummimuffe gefaßt. Die elektrische Belastung der Meßzelle wurde so gering gehalten, daß der durch die Temperaturerhöhung verursachte Fehler wesentlich kleiner als  $1 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  ist.

### Temperaturmeßstelle

Als Meßfehler dienen 8 in Reihe geschaltete Platinwiderstandselemente (je  $100 \Omega$ ,  $\alpha = 3,91 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ\text{C}}$ ), die in entsprechende Kupferhülsen mit Woodsmetall

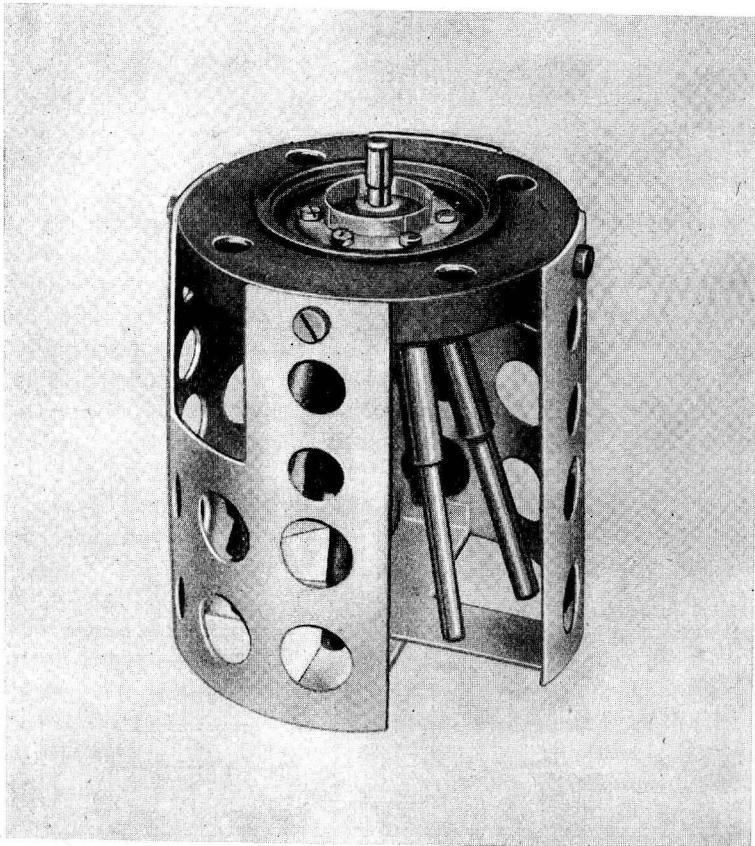


Abb. 3. Temperaturmeßfühler

eingegossen sind. Die Zeitkonstante wurde dadurch von 1 s (ohne Schutz in Wasser) auf nur 1,8 s erhöht. Die Meßfühler sind Teil einer Widerstandsmeßbrücke, wobei hier im anliegenden Brückenzweig der Abgleichwiderstand liegt.

Der Abgleichwiderstand enthält einen konstanten Anteil zur Kompensation des Grundwiderstandes der Platinwiderstandselemente. Die elektrische Belastung der Platinwiderstände verursacht eine Temperaturerhöhung, die weit unterhalb  $1/100 \text{ } ^\circ\text{C}$  liegt.

In Verbindung mit dem Verstärkungsfaktor waren deshalb 8 Platinwiderstände notwendig.

Die Widerstandsmeßbrücke wird ebenfalls mit 1000 Hz gespeist; es tritt daher wegen der verteilten Kapazitäten (Platinwiderstände gegen Hülsen) auch hier ein imaginärer Anteil in der Ausgangsspannung auf. Es kommt also auch hier ebenso wie bei der Leitfähigkeitsmeßstelle darauf an, den Verstärker so einzurichten, daß die imaginäre Komponente auf den Verstärkungsfaktor keinen störenden Einfluß nehmen kann.

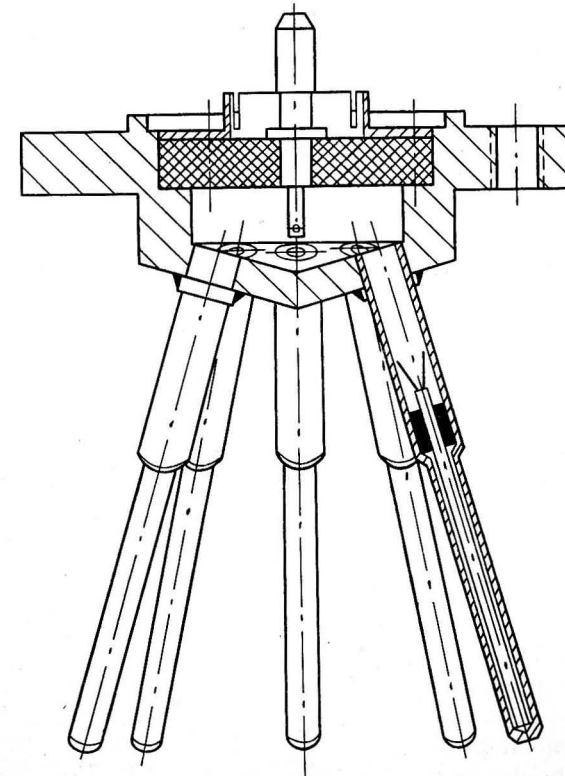


Abb. 4. Temperaturmeßfühler

### Druckmeßstelle

Der Druckmeßfühler besteht aus einem reibungsarm aufgebauten System von mit Stahlfedern abgestützten Wellrohrkörpern, das seine elastische Verformung infolge Druckeinwirkung auf den Schleifer eines Widerstandes überträgt. Die Meßwerterfassung geschieht wieder mit einer Meßbrückenschaltung, die mit 1000 Hz gespeist wird.

### Meß- und Registrierverfahren

Den Gesichtspunkten für die Grundkonzeption des Gerätes entspricht das folgende Meß- und Registrierverfahren:

Die drei mit Präzisionswiderständen aufgebauten Meßbrücken werden nacheinander durch einen in 4 Dekaden gestuften Abgleichwiderstand abgeglichen. Die vier Dekaden sind ebenfalls mit Präzisionswiderständen in Sparschaltung bestückt und werden durch Präzisionsdreheschalter eingestellt.

Ein ständig laufendes Getriebe mit vier parallelen Ausgängen betreibt über vier Magnetkupplungen diese Dreheschalter. Die Magnetkupplungen übertragen im stromlosen Zustand die Drehbewegung auf die Dreheschalter, während sie unter Strom die Dreheschalter festsetzen; die Schaltung der Kupplungen erfolgt durch den Verstärker. Eine durch Stromimpulse schrittweise betriebene Programmsteuerwalze schaltet zunächst nacheinander die Abgleichdekaden an die 3 Meßbrücken und in weiterer Unterteilung jeweils den Verstärker nacheinander an die vier Magnetkupplungen der Dekaden. Weitere Schaltstellen der Programmsteuerwalze in der Sonde beziehen sich auf das entsprechende Anschalten der Speisespannungen an die drei Meßbrücken und der vorübergehenden Zuschaltung einer Dekadenwiderstandseinheit der entsprechenden sich im Abgleich befindlichen Dekade; hierdurch wird erst der automatische, dekadische Abgleich aller Dekaden ermöglicht. Weitere von den Dreheschaltern betriebene Kontakteinrichtungen gewährleisten, daß die Dreheschalter nur 10 definierte Stellungen einnehmen können; an diesen wird dann durch den Verstärkerausgang kontrolliert, ob der Abgleichzustand überschritten wurde oder nicht.

Wurde er überschritten, so erfolgt in dieser Stellung schlagartig das Stillsetzen des Dreheschalters.

Durch Zurückschalten der Dekadenwiderstandseinheit wird das Zuschalten der nächst niedrigen Dekade ermöglicht.

Im Verlauf eines Abgleichs bewegen sich also die vier Dreheschalter nacheinander kontinuierlich jeweils von der Nullstelle an bis zur letzten vollen Einheit vor dem Abgleichswiderstandswert, der also von unten in 4 Dezimalen angenähert wird. Weitere Schaltstellen der Programmsteuerwalze sowie Kontakteinrichtungen auf den Dreheschaltern sorgen nach erfolgtem Abgleich für das Weiterdrehen der Dreheschalter bis zu ihren Nullstellen.

Diese hier beschriebenen Einrichtungen für den automatischen dekadischen Abgleich der durch die 3 Meßfühler eingestellten Widerstände einschließlich der



Abb. 5. Sonde, Druck-, Temperatur- und Leitfähigkeitsmeßfühler



Programmsteuerwalze befinden sich in der Sonde, einem eisernen Topf, an dessen Unterseite die drei durch Flanschverbindungen befestigten Meßfühler angebracht sind.

Durch ein gummibewehrtes Kabel mit 13 um ein Tragseil angeordneten Leitern kann diese Sonde bis 500 m gefiert werden.

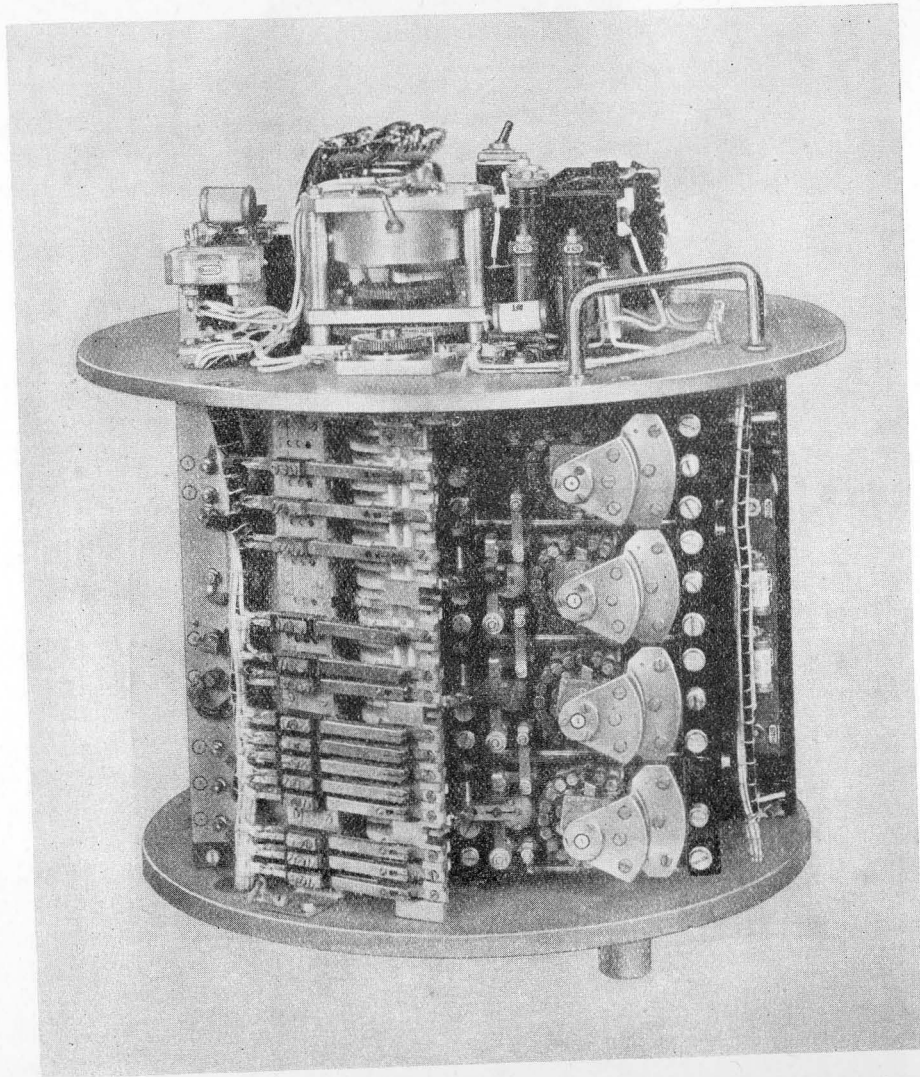


Abb. 6. Sonde, Gerätegestell, Drehschalter und Zuschalter je einer Dekadenwiderstandseinheit, Programmsteuerwalze

Die Festwiderstände der 3 Brückenschaltungen, die vier Dekaden einschließlich der Drehschalter, der Dekadenantrieb mit Magnetkupplungen und der Verstärker sind als Baugruppen in einem Gerätegestell untergebracht.

Die Registrierung der Meßwerte erfolgt in einem Registriergerät an Bord des Schiffes in Form von Ziffern. An den Drehschaltern der Abgleichdekaden befinden sich Kontakteinrichtungen, die während der kontinuierlichen Bewegung der

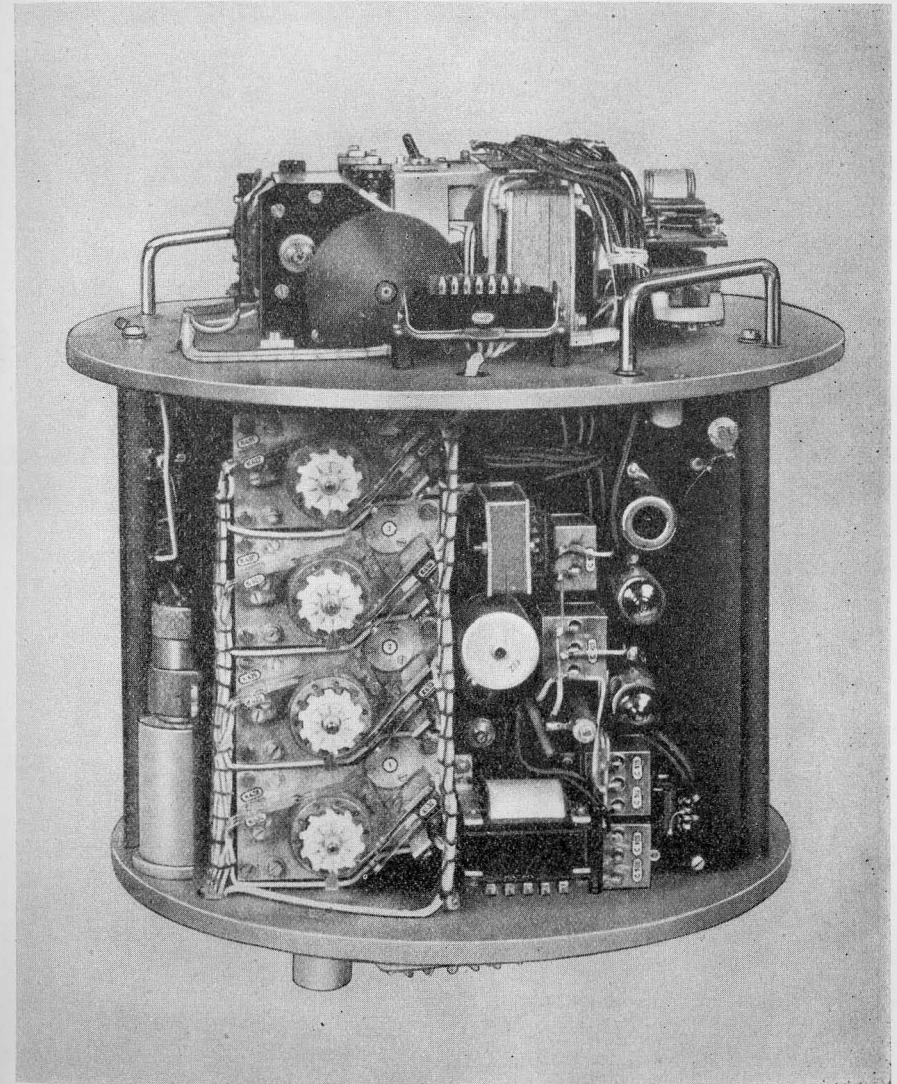


Abb. 7. Sonde, Gerätegestell, Antriebsseite der Dekadenschalter mit Impulsgeber für die Fernübertragung der Meßwerte; Verstärker

Drehschalter je überstrichene Dekadenwiderstandseinheit einen Stromimpuls geben. Eine Zahlendruckrolle mit Schrittantrieb wird für jede folgende Dekade um eine Spalte seitlich verschoben, während die Stromimpulse direkt den Schrittantrieb der Zahlendruckrolle betätigen; nach jeder erfolgten Einstellung folgt der Zifferndruck.

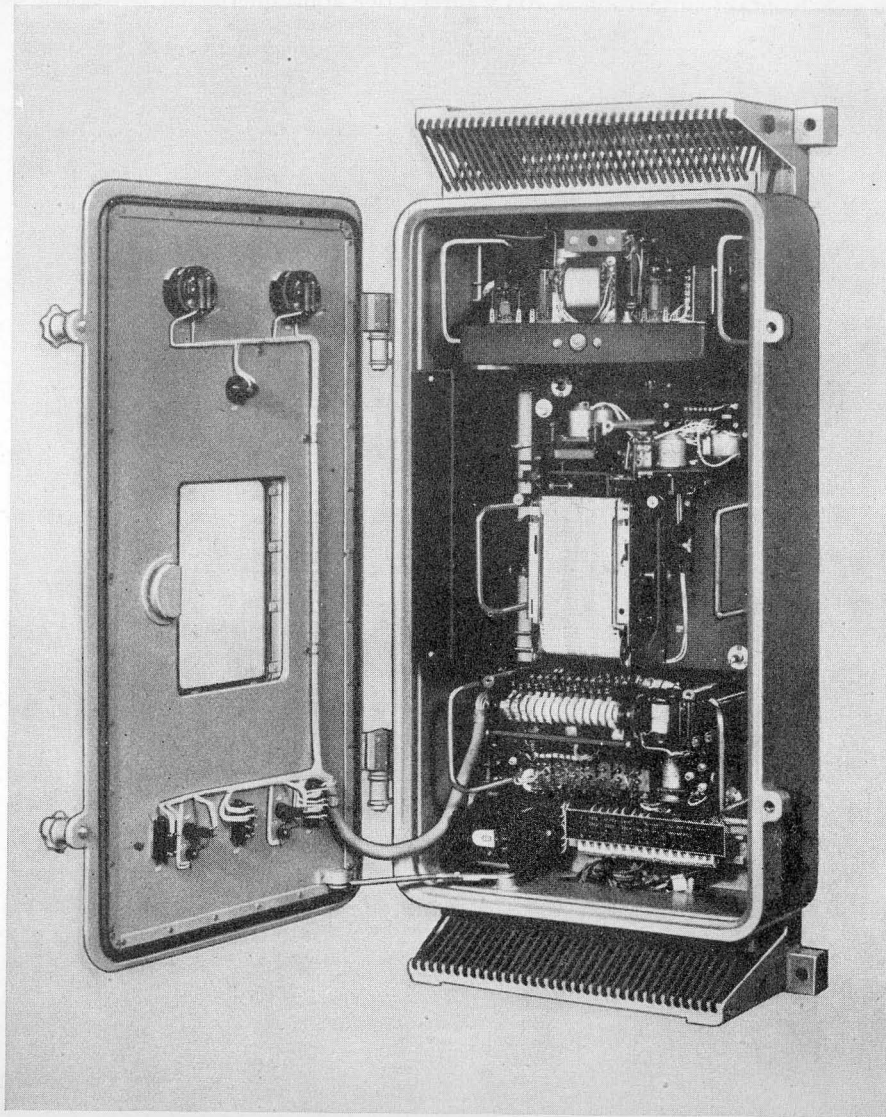


Abb. 8. Registriergerät, geöffnet; Schutzkappen entfernt. Generator, Umformer, Registrierwerk, Programmsteuerwalze, Schutzrelais gegen Wassereinbruch in der Sonde, Anschlußklemmen

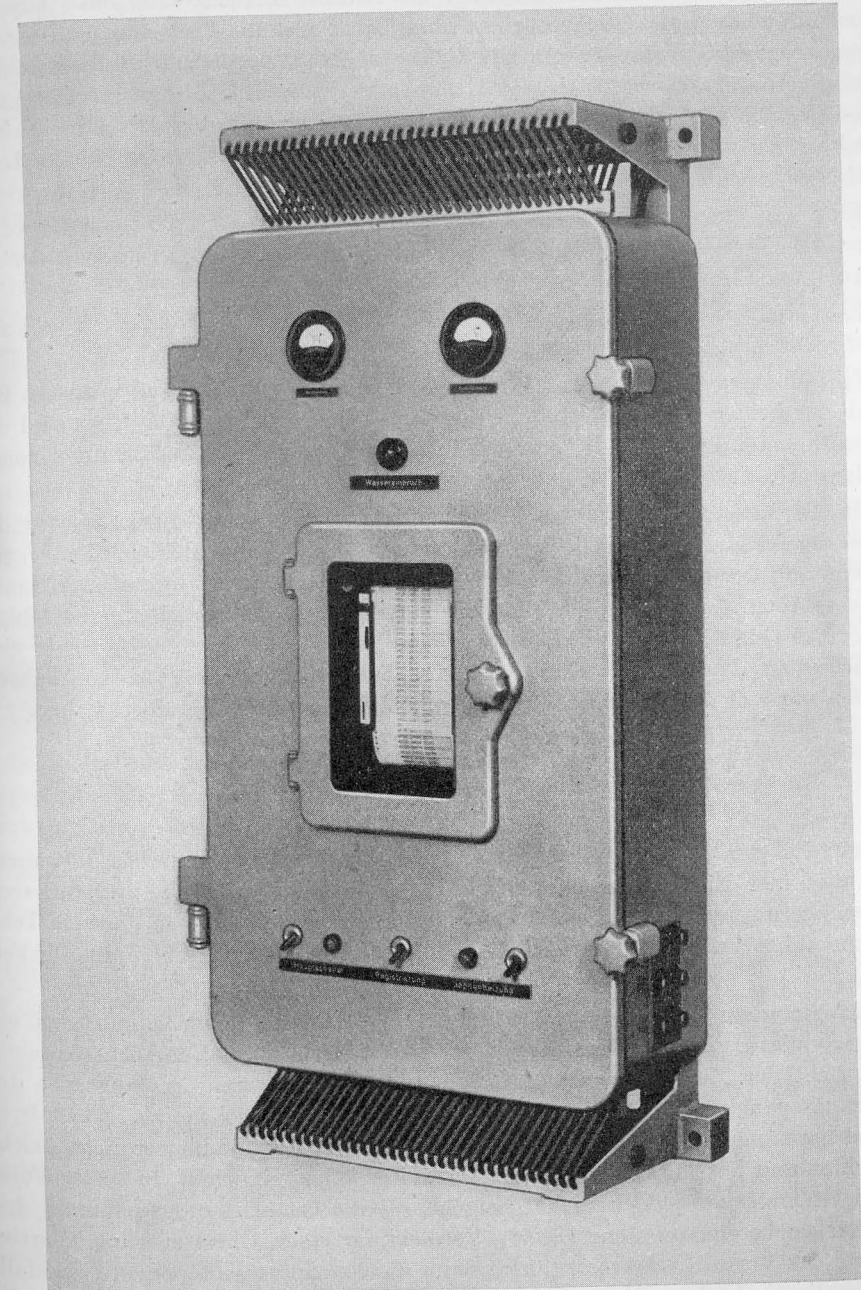


Abb. 9. Registriergerät



Beim Wechsel der Meßstelle erfolgt die seitliche Verschiebung ohne Zifferndruck. Nachdem die 3 Meßstellen so abgeglichen und die Einstellungen der vier Dekaden gedruckt wurden, wird die Zahlendruckrolle wieder nach links zum Anschlag geführt. Das Registrierpapier bewegt sich um eine Zeile weiter, und das Spiel beginnt neu. So entstehen im Verlauf der Registrierung drei 4stellige Ziffernkolonnen; die erste bedeutet den hydrostatischen Druck, die zweite die Leitfähigkeit und die dritte die Temperatur.

Eine von einem fliehkraftgeregelten Motor betriebene Programmsteuerwalze leitet die Funktionen des Registriervorganges und erzeugt die Stromimpulse zum Betrieb der Programmsteuerwalze in der Sonde.

Eine Meßperiode beträgt 30 s; für den Abgleich einer Dekade stehen 1,2 s zur Verfügung, die Schaltfrequenz der Zahlendruckrolle beträgt 10 Hz.

Eine einfache Kontrolleinrichtung sorgt automatisch für den zugeordneten Betrieb der beiden Programmsteuerwalzen; treten Abweichungen auf, so wird die Programmsteuerwalze in der Sonde bei Unterbrechung der Registrierung so lange stillgesetzt, bis wieder die Zuordnung erreicht ist.

Im Registriergerät ist ferner der amplitudengeregelte RC-Generator für die Speisung der Meßbrücken sowie ein Umformer (Verstärker und Gleichrichter) zur Gewinnung der massefreien Anodenspannung für den Verstärker in der Sonde untergebracht. Diese digitale Meßwertübertragung und Registrierung ist fehlerfrei. Der Quantisierungsfehler beträgt eine Einheit der vierten Dezimale und resultiert aus den Genauigkeitsforderungen. Sämtliche Einflüsse auf den Abgleich dürfen nur wesentlich kleinere als den Quantisierungsfehler zur Folge haben.

### Der Verstärker

Zunächst muß der Verstärker einen Verstärkungsfaktor der Größe aufweisen, daß die einer Einheit der letzten Dezimale entsprechende Spannungsdifferenz (Quantisierungsspannung etwa  $50 \cdot 10^{-5}$  V) die Magnetkupplungen über ein Telegraphenrelais mit großer Sicherheit schalten kann. (Ansprechempfindlichkeit  $5 \cdot 10^{-6}$  V.)

Zwischen dem Telegraphenrelais und dem Verstärkerausgang befindet sich ein Ringmodulator zur phasenempfindlichen Gleichrichtung; die Vergleichsspannung entspricht der Meßbrückeneingangsspannung. Nur die reelle Komponente der Ausgangsspannung erscheint entsprechend dem Vorzeichen als polarisierte Gleichspannung, die imaginäre Komponente wird im Ringmodulator nicht gleichgerichtet und hat infolge der Siebmittel weiter keinen Einfluß. In dieser Form ist der Verstärker jedoch nicht geeignet, da die Quantisierungsspannung den Verstärker bereits aussteuert. Zur Vermeidung einer Übersteuerung (Verringerung des Verstärkerfaktors) dürfte dann die imaginäre Komponente ebenfalls nur in dieser Größenordnung liegen. Dies ist praktisch aber nicht der Fall; die imaginäre Komponente ist im allgemeinen wesentlich größer, da sich der genaue

kapazitive Abgleich über den gesamten Meßbereich nicht ermöglichen läßt. Der Verstärker wurde daher unterteilt (je eine ECC 83 und ein System der ECC 82).

Die phasenempfindliche Gleichrichtung erfolgt bereits nach dem ersten Verstärkerteil; die entstehende, der reellen Komponente entsprechende Gleichspannung wird über den zweiten Gleichspannungsverstärkerteil dem Telegraphenrelais zugefügt. Der Gleichspannungsverstärker arbeitet mit der Trägerfrequenz 1 kHz. Durch diese Maßnahme ist es möglich, daß der imaginäre Anteil bis  $10^{-3}$  V ohne Verlust am Verstärkungsfaktor ( $10^5$ ) und bis  $2 \cdot 10^{-2}$  V bei solchem Verlust, daß die Quantisierungsspannung gleich der Ansprechempfindlichkeit ist ( $10^4$ ), betragen kann.

Nur durch diesen Verstärkeraufbau war es möglich, dem Gerät die erforderliche Genauigkeit zu verleihen.

### Die Sondenheizung

Die in der Sonde verwendeten Normalwiderstände sind für die Verwendung bei  $20^\circ\text{C}$  Umgebungstemperatur bestimmt. Die Sonde enthält daher eine Heizung, Gebläse und Kontaktthermometer. Damit wird die Temperatur in der Sonde auf  $20^\circ\text{C}$  eingeregelt. Heizperioden werden im Registriergerät durch eine Glimmlampe angezeigt.

### Sicherung gegen Wassereintrich

Elektrolytische Kontakte am Boden der Sonde betätigen bei Wasseransammlungen eine Signaleinrichtung an Bord des Schiffes; gleichzeitig wird die Netzspannung abgeschaltet. Die Sonde muß dann sofort gehievt werden.

### Normierung der drei Meßbrücken

Die konstanten Meßbrückenwiderstände müssen so dimensioniert werden, daß der gemeinsame Abgleichwiderstand die Leitfähigkeit  $\kappa$ , die Temperatur  $\vartheta$  und den hydrostatischen Druck  $p$  direkt darstellt. Der jeweilige dimensionslose Wert  $z$  des Abgleichwiderstandes  $R_A$  in  $R_A = 0,1 \cdot Z \Omega$  besteht aus 4 Dezimalen und wird durch das Registrierwerk ausgedruckt. Angestrebt wurden nun die folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned} \text{Leitfähigkeit: } \kappa_{\text{reg}} &= A_\kappa \cdot Z; & A_\kappa &= 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}; \\ \text{Temperatur: } \vartheta_{\text{reg}} + \vartheta_0 &= A_\vartheta \cdot Z; & A_\vartheta &= 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}; \\ \text{hydrost. Druck: } p_{\text{reg}} &= A_p \cdot Z; & A_p &= 10^{-2} \text{ kp cm}^{-2}. \end{aligned}$$

Sollen nun die registrierten  $\kappa_{\text{reg}}$ -,  $\vartheta_{\text{reg}}$ - und  $p_{\text{reg}}$ -Werte den wahren Werten  $\kappa$ ,  $\vartheta$  und  $p$  gleich sein, so müßten die festen Brückenwiderstände für spezielle Meß-

fühler eingerichtet sein; aus praktischen Gründen werden aber mehrere ähnliche Meßfühler bereitgehalten.

Die individuellen Unterschiede müssen durch Eichungen berücksichtigt werden. Die Eichungen ergeben die Korrekturen  $K_\kappa = \frac{\kappa}{\kappa_{\text{reg}}}$  für die Leitfähigkeit,  $K_\vartheta(\vartheta_{\text{reg}}) = \vartheta_{\text{reg}} - \vartheta$  für die Temperatur und  $K_p(p_{\text{reg}}) = p_{\text{reg}} - p$  für den Druck. Endgültig ist also

$$\begin{aligned}\kappa &= K_\kappa \cdot \kappa_{\text{reg}} = K_\kappa \cdot A_\kappa \cdot Z; \\ \vartheta &= \vartheta_{\text{reg}} - K_\vartheta(\vartheta_{\text{reg}}) = A_\vartheta \cdot Z - \vartheta_0 - K_\vartheta(\vartheta_{\text{reg}}); \\ p &= p_{\text{reg}} - K_p(p) = A_p \cdot Z - K_p(p_{\text{reg}}).\end{aligned}$$

Die Korrekturen haben etwa folgende Beträge:

$$\begin{aligned}0,8 &< K_\kappa < 1,2; \\ 0 &< K_\vartheta < 0,2 \text{ }^\circ\text{C}; \\ 0 &< K_p < 1 \text{ kpcm}^{-2}.\end{aligned}$$

Die Konstante  $\vartheta_0 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$  verhindert, daß für Temperaturen unter  $0 \text{ }^\circ\text{C}$   $Z$  negativ werden kann, das geschieht erst für  $\vartheta < -10 \text{ }^\circ\text{C}$  (im Meerwasser nicht möglich). In  $K_p$  und  $K_\vartheta$  sind die Nichtlinearitäten der entsprechenden Meßfühler mit enthalten.

Entsprechend den Faktoren  $A_\kappa$ ,  $A_\vartheta$  und  $A_p$  sind die Quantisierungsfehler  $\Delta\kappa = 1 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Delta\vartheta = 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $\Delta p = 10^{-2} \text{ kp cm}^{-2}$  für  $Z = 1$ ; das entspricht an der ungünstigsten Stelle ( $\vartheta = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $S = 40\text{‰}$ ) der  $S(\vartheta, \kappa)$ -Funktion einem Fehler im Salzgehalt von  $0,026\text{‰}$ ; vier Dekaden sind somit ausreichend.

### Meßgenauigkeit

Wird ein Meßfühler durch einen Präzisionswiderstand ersetzt, so ergibt der Abgleich wieder den Quantisierungsfehler; die projektierte Genauigkeit ist also erreicht worden.

Oberhalb des Quantisierungsfehlers hängt die Meßgenauigkeit ausschließlich von der Güte der Meßfühler ab.

Die Reproduzierbarkeit der durch Eichung einer speziellen Leitfähigkeitsmeßstelle ermittelten Konstante  $K_\kappa$  beträgt etwa  $10^{-3}$ . Der Temperaturmeßfehler entspricht dem Quantisierungsfehler.

Der Druckmeßfühler besitzt infolge Hysterese und Reibung einen Fehler von etwa  $0,3 \text{ kp cm}^{-2}$ .

### Schlußbemerkung

Die Entwicklung dieses Gerätes wurde 1957 durchgeführt; der Aufbau des Generators und Verstärkers erfolgte noch unter Verwendung von Röhren. In-

folge der Wärmeentwicklung mußten daher Generator und Umformer im Registriergerät untergebracht werden.

Eine weitere Entwicklungsstufe würde durch Anwendung verschiedener Trägerfrequenzen zu einer Reduzierung der isolierten Leiter im Kabel bis auf eine führen, endlich könnte durch Übergang zum Dualsystem der Abgleichmechanismus vereinfacht werden. Auf mathematische Betrachtungen verzichtet dieser Aufsatz; hingegen wurde versucht, auf wesentliche physikalische Probleme aufmerksam zu machen.

# Das Verhältnis des kleinsten zum größten Gezeitenstrom bei mittlerer Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See

(Mit 1 Kartenbeilage)

Von GÜNTHER SAGER

*Zusammenfassung:* Für das Gebiet der Nordsee, des Ärmelkanals und der Irischen See wird eine Karte mit Linien gleichen Verhältnisses des kleinsten zum größten Gezeitenstrom bei mittlerer Springzeit gegeben und erläutert. Die Quotienten der Stromstärken sind im allgemeinen für Intervalle von 10 Prozent gegeben und stellenweise durch Zwischenlinien ergänzt, um eine mühelose Interpolation zu ermöglichen. Rechts- bzw. linksdrehende Ströme sind durch Vorsetzen des  $-$  bzw.  $+$  Zeichens vor die Prozentzahlen gekennzeichnet; zwischen beiden Gebieten sind die Übergangslinien mit alternierendem Gezeitenstrom stärker ausgezogen und mit 0 bezeichnet.

## Einleitung

Nachdem für das Gebiet der Nordsee und des Kanals von HANSEN [1, 2] und ergänzend für die Irische See und die Gebiete vor der schottischen West- und Nordküste vom Verfasser [3, 4] Karten mit Linien gleicher Größtgeschwindigkeit des Gezeitenstroms zur mittleren Springzeit gegeben worden sind, liegt die Frage nahe, ob sich auch eine Karte mit den Linien der geringsten Geschwindigkeit des Gezeitenstroms unter derselben astronomischen Konstellation geben läßt. Eine solche Darstellung ist nach den gegenwärtig vorliegenden Unterlagen an Gezeitenstrombeobachtungen bereits mit ziemlicher Genauigkeit möglich und wurde auch bei der Konstruktion der anschließend zu besprechenden Karte benutzt, ist hier aber nicht veröffentlicht, weil die in den meisten Seegebieten auftretenden Werte der Tidestromgeschwindigkeit sehr gering sind und daher den Nautiker kaum interessieren werden.

Bedeutungsvoller ist dagegen die Kenntnis des Wechsels der Stromgeschwindigkeit während einer Tideperiode, d. h. das Verhältnis zwischen kleinstem und größtem Gezeitenstrom zur mittleren Springzeit. Karten dieser Quotienten hat HANSEN 1950 für den Kanal [1] und zwei Jahre später — beschränkt auf die  $M_2$ -Tide — für die Nordsee [2] entworfen, wobei er im Ärmelkanal wegen der überwiegend kleinen Quotienten von 10 bis 20 Prozent auf eine Unterscheidung der Gebiete mit rechts- und linksdrehenden Tideströmen verzichtet hat.

In der Folge der Ausdehnung der HANSENSchen Karten auf die westenglischen Seegebiete durch den Verfasser [3, 4, 5, 6, 7] entstand auch die Frage nach dem

Verlauf der Linien gleichen Verhältnisses des minimalen zum maximalen Gezeitenstrom bei mittlerer Springzeit in den noch nicht bearbeiteten Gebieten. Beim Entwurf der vorliegenden Karte zeigte sich für die Nordsee und den Ärmelkanal eine Übereinstimmung in den Grundzügen des Verlaufs der Isolinien mit den Karten von HANSEN [1, 2], jedoch traten lokale Abweichungen namentlich im Kanal in Erscheinung.

Einen besonderen Reiz gewann die Entwicklung der Verhältniskarte durch die Einfügung der bereits aus den vorangegangenen Karten bekannten Stromamphidromien, d. h. der Punkte mit Zirkularstrom, für die das Verhältnis 1:1 bzw. 100% betragen muß. Für die drei großen Amphidromien in der Nordsee ergaben sich keine Schwierigkeiten, dagegen lassen sich die Prozent-Werte der Geschwindigkeiten des Tidestroms bei den anderen drei Kreisstrompunkten nur auf 30 bis 40% verfolgen, weil in ihrer Umgebung ein zumeist unvermittelter Anstieg aus geringen Werten erfolgt. Es ergaben sich nirgends Widersprüche zu der früher gefolgerten Existenz der drei kleineren Stromamphidromien, lediglich eine geringe Korrektur ihrer Lage gegenüber der ersten Publikation [5] erschien angezeigt und wurde durchgeführt [6].

## Die Entwicklung der Karte

Als Unterlagen für den Entwurf dienten die Gezeitenstromatlanten und die Seehandbücher der Anrainer, wobei besonders der Atlas des Deutschen Hydrographischen Instituts [8], der Britischen Admiralität [9] sowie die englischen Taschenatlanten [10] genannt seien. Alle Gezeitenstromangaben sind höchstens auf  $\frac{1}{10}$  Knoten Genauigkeit gegeben, die nur ausreicht, um bei größeren Stromstärken den Quotienten aus minimalem und maximalem Tidestrom zu ermitteln, dagegen bei kleineren Stromgeschwindigkeiten versagt, so daß zu besonderen Methoden gegriffen werden muß.

Hat man beispielsweise als Angabe des schwächsten Stroms 1,2 kn und als Maximalstrom zur mittleren Springzeit 2,8 kn, so ergibt der Quotient 0,428 und gerundet 43%. In Wirklichkeit kann der untere Wert zwischen 1,15 und 1,24 kn schwanken, der obere entsprechend zwischen 2,75 und 2,84 kn, so daß als Grenzfälle mögliche Quotienten von  $1,15:2,84 = 41\%$  und  $1,24:2,75 = 45\%$  auftreten. Bei geringeren Werten der Tidestromstärken führt das zu völlig unbrauchbaren Ergebnissen, wie das Beispiel 0,1 bzw. 0,3 kn als untere und obere Stromangabe mit dem direkten Quotienten 33% und den Grenzfällen 15% und 56% zeigt. In der Schlußfolgerung muß man fordern, daß die Angaben der Stromgeschwindigkeit — ausgenommen sind die Gebiete mit kräftigeren Strömen — auf  $\frac{1}{100}$  kn vorliegen müssen, um eine Karte der Linien gleichen Verhältnisses des kleinsten zum größten Tidestrom bei mittlerer Springzeit entwerfen zu können.

Bei der Entwicklung der Karte stand zunächst die Karte der maximalen Gezeitenströme zur mittleren Springzeit [3, 4] zur Verfügung, die sich aus der vorhandenen zugehörigen Arbeitskarte nach Bedarf ohne Schwierigkeiten durch



Isolinien im Abstand von  $\frac{1}{10}$  kn ergänzen ließ, wenn man von den Linien 0,15 kn, 0,25 kn usw. ausgeht, die mit ausreichender Genauigkeit aus den auf Zehntelknoten gerundeten Gezeitenstromangaben zu ziehen sind. Aus der so verfeinerten Maximalstromkarte wurden für ein hinreichend enges Gitternetz die Stromgeschwindigkeiten auf  $\frac{1}{100}$  kn interpoliert und in eine Quotientenkarte als Nennerwerte an den Gitterpunkten eingetragen.

Eine entsprechende Neuentwicklung war für eine Minimalstromkarte notwendig, in der die Isolinien von vornherein in Abständen von  $\frac{1}{10}$  kn gezogen wurden. Diese Karte hat aber wegen der durchschnittlich geringen Werte der Tidestromgeschwindigkeit von fast ausschließlich unter 1 kn und über weiten Arealen weniger als  $\frac{1}{4}$  kn für praktische Zwecke weniger Interesse und ist deshalb hier nicht wiedergegeben.

Bei der Interpolation und der Eintragung in die Quotientenkarte wurde wie bei den Maximalstromwerten verfahren und dann die eigentliche Quotientenbildung vorgenommen, aus der unter Berücksichtigung des Drehsinns der Tideströme die Arbeitskarte zu der neuen Karte hervorging. Zu Teilarbeiten bis zur Fertigstellung der Arbeitskarte konnten als Mitarbeiter die Herren LEHMANN und SAMMLER eingesetzt werden, denen für ihre sorgfältige Arbeit an dieser Stelle der Dank ausgesprochen sei.

Als Anhaltspunkt beim Entwurf der Karte mit Linien gleichen Verhältnisses des kleinsten zum größten Tidestrom bei mittlerer Springzeit dient die Tatsache, daß an den Grenzlinien Meer/Land nur alternierende Ströme auftreten können, die Küstenlinien also Isolinien vom Argument Null sind. Von den im Seegebiet auftretenden Isolinien können nur die Trennlinien zwischen rechts- und linksdrehendem Tidestrom, entlang denen ebenfalls alternierender Strom herrscht und deren Argument gleichfalls 0 ist, die Küste erreichen. Alle übrigen Linien dürfen die Küste nicht berühren, sondern verlaufen im freien Seegebiet, wobei die 5%- und anschließend die 10%-Linie sich dem Küstenverlauf weitgehend anpassen, sofern sie nicht Trennlinien begleiten.

### Beschreibung der Karte

Bei der Erläuterung der Verhältniskarte wird wie bei der Beschreibung der früher veröffentlichten Karten nach den einzelnen Seegebieten vorgegangen, wobei zunächst die Nordsee ohne den Kanal, dann der Ärmelkanal, die Irische See und schließlich die Seegebiete vor der schottischen Nord- und Westküste behandelt werden. Bei der Betrachtung der Karte ist noch zu berücksichtigen, daß bei enger Scharung der Isolinien bzw. zu nahem Verlauf unter der Küste einzelne Linien abgebrochen sind, die in Wirklichkeit fortgesetzt verlaufen, aber bei dem vorliegenden kleinen Maßstab nicht mehr gezeichnet werden konnten. Ferner ist zu bedenken, daß nicht alle Anomalien im Verlauf der Isolinien wiedergegeben oder erfaßt werden konnten, da das die Zahl der vorhandenen Strommessungen einerseits und der Maßstab der Karte andererseits nicht gestatten.

### a) Das Seegebiet der Nordsee (ohne Kanal)

Der Verlauf der Linien gleichen Verhältnisses des minimalen zum maximalen Gezeitenstrom zur mittleren Springzeit ist in der Nordsee primär durch das Vorhandensein der drei großen Stromamphidromien bzw. Kreisstrompunkte gekennzeichnet: des Zirkularstrompunktes vor dem Eingang zum Skagerrak am südöstlichen Rande der Großen Fischerbank, der Stromamphidromie im Nordwestteil der Doggerbank und schließlich derjenigen vor dem Seegebiet der Hoofden, etwa auf halbem Wege zwischen Texel und der Outer Silver Pit.

Da sich die erste und die letztgenannte Stromamphidromie in einem Gebiet mit rechtsdrehenden (Minuszeichen!), die Doggerbank-Amphidromie dagegen mit linksdrehenden Gezeitenströmen befindet, existiert dazwischen eine Trennlinie mit alternierenden Tideströmen. Sie zieht sich vom River Tay ausgehend in weit ausholendem Bogen hart nördlich an Devils Hole vorbei ins Gebiet der mittleren Nordsee, überquert den Nordostausläufer der Doggerbank und kehrt dann in südwestlicher Richtung über die Outer Silver Pit unweit Cromer zur englischen Küste zurück.

Von dieser Trennlinie und der englischen Küste her wachsen die Verhältnisswerte zwischen minimalem und maximalem Gezeitenstrom zur mittleren Springzeit von Null nach dem Kreisstrompunkt hin ständig an; nur nordwestlich von The Wash zeichnet sich bei Outer Dowsing Shoal ein sekundäres Maximum der Stromquotienten von über 30% ab. In der Umgebung des Kreisstrompunktes selbst läßt sich der Anstieg bis auf 80% verfolgen, für die 90%-Isolinie liegen aus den gemessenen und interpolierten Werten keine Anhaltspunkte mehr vor.

Ähnlich liegt die Situation bei der Stromamphidromie vor den Hoofden, wo ebenfalls die 80%-Linie erreicht wird, während man mit numerischen Werten bis etwa 85% kommt. Nur in der einflußreichsten Amphidromie vor dem Skagerrak sind numerisch 100% nachweisbar, so daß auch die 90%-Linie noch klar ausgeprägt erscheint. Nach der Deutschen Bucht hin sinken die Werte in dem rechtsdrehenden Stromgebiet zwischen den Zirkularstrompunkten vor den Hoofden und dem Skagerrak gegen Null ab und erreichen maximal in dem Gürtel zwischen beiden Amphidromien kaum 15 Prozent.

Eine Null-Linie alternierenden Gezeitenstroms legt sich vom Ringköbingfjord im Bogen vor die dänische und schleswig-holsteinische Küste, zieht bis kurz vor Helgoland, biegt dann nach Westen um, wo sie zunächst den ostfriesischen Inseln parallel läuft, und verliert sich schließlich in der Gegend von Texel. Ihre Fortsetzung darf man in der Trennlinie sehen, die von der Provinz Nordholland bis vor die Themsemündung zieht. Diese Null-Linie bringt, da die Küste selbst als eine solche anzusehen ist, einzelne kleinere Verhältnismaxima linksdrehender Tideströme mit sich, wie nordwestlich von Sylt mit 35%, nördlich der ostfriesischen Inseln und im Bereich der flämischen Bänke (knapp 30%). Im Gebiet der Themsemündung herrschen bereits wieder rechtsdrehende Tideströme vor, die aber überwiegend quasilinearen Charakter tragen.

Im Eingang zur nördlichen Nordsee dominieren Verhältnisse zwischen kleinstem und größtem mittleren Springtidestrom von 30% bis 45%, die zur Ling Bank und zur Halibut Bank hin auf 25% abnehmen, sich weiter südlich im Ostteil zur Stromamphidromie vor dem Skagerrak steigern, im Westteil dagegen zu der eingangs skizzierten Trennlinie auf Null abfallen. Ein Gebiet lebhafter Änderungen ist der Firth of Moray mit dem dort vorhandenen Kreisstrompunkt, der von einer von Clyth Ness ausgehenden, nach Osten bis über die Länge von Peterhead vorstoßenden und dann nach Westen zur schottischen Küste zurückkehrenden Trennlinie umgeben ist. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten der innerhalb dieses Gebiets linksdrehenden Tideströme läßt sich bis auf knapp 50% verfolgen.

### c) Das Seegebiet des Englischen Kanals

Der Englische Kanal zeigt in weiten Teilen die für Meeresstraßen charakteristischen quasioalternierenden Gezeitenströme, wobei die Verhältniszahlen im Zentrum zwischen der Halbinsel Cotentin und der Isle of Wight sogar unter 10% bleiben. Der Drehsinn der Gezeitenströme ist in der Mitte und im östlichen Teil des Kanals links, westlich der Linie Portland—Morlaix rechts orientiert, bietet also ein sehr klares Bild.

Höhere Verhältniszahlen von über 40% finden sich einmal am Ausgang zum Atlantik — westlich des Ärmelkanals notiert man Quotienten von über 60% — und im Gebiet der Kanalinseln Guernsey und Serk, wo sich eine Stromamphidromie befindet. Infolge des durch die vielen Untiefen und Klippen dieses Gebiets sehr verwickelten Gezeitenverlaufs können die Isolinien nur ein Bild großer Wahrscheinlichkeit darstellen, dessen Einheitlichkeit in der Natur durch zahlreiche Anomalien beeinträchtigt ist, die es bei dem gegenwärtigen Stand der Strombeobachtungen auch nicht erlauben, den Kreisstrompunkt mit Sicherheit zu lokalisieren. Es sei aber betont, daß seine Existenz auf Grund der Folgerungen der bereits veröffentlichten Karten [5, 6, 7] außer Zweifel steht.

### b) Das Gebiet der Irischen See einschließlich Bristol-Kanal

Ähnlich wie der Ärmelkanal hat die Irische See überwiegend quasioalternierende Gezeitenströme, wobei die Verhältniszahlen der kleinsten und größten Geschwindigkeit zur mittleren Springzeit mancherorts unter 10% bleiben und nur vereinzelt 20% etwas überschreiten. Der Drehsinn der Tideströme entspricht durchgehend dem Umlauf des Uhrzeigers.

Eine Ausnahme bildet ein fast kreisförmiges Gebiet rechtsdrehender Ströme vor der südwestwallisischen Küste, die darin von Strumble Head bis Tenby am Bristol-Kanal einbezogen ist. Dieses Gebiet reicht noch ein wenig über den 6°-W-Meridian hinaus und umschließt den schon aus den vorausgegangenen Karten [5, 6, 7] bekannten Zirkularstrompunkt, wobei allerdings infolge der Drängung der Isolinien auf engem Raum nur ein Anstieg des Quotienten auf etwa 30% nachgewiesen werden konnte.

In den Bristol-Kanal zieht die 10%-Linie relativ weit hinein, während die 15%-Kurve — von einzelnen Anomalien abgesehen — nur noch die Mündung erreicht. Die Gezeitenströme sind mit Ausnahme des eben erwähnten Gebiets rechtsdrehend, ihr Geschwindigkeitsverhältnis nimmt vor dem Bristol-Kanal und dem St.-Georgs-Kanal nach dem Atlantik hin um nahezu 50% zu.

### d) Das Seegebiet vor der schottischen Nord- und Westküste

Im Gegensatz zur Irischen See weist das Gebiet vor der schottischen Nord- und insbesondere der Westküste ein sehr lebhaftes Gepräge der Linien gleichen Verhältnisses des kleinsten zum größten Tidestrom auf. Vor den Küsten Nordirlands und Westschottlands entlang den inneren Hebriden zeigt sich eine Zunahme der Stromquotienten auf über 60% im freien Atlantik in größerem Umkreis der Stanton-Bank. Dabei sind die Ströme überall rechtsdrehend, ausgenommen ein Streifen zwischen den Inseln Skye und Mull.

Den Übergang zu einem größeren Gebiet linksdrehender Gezeitenströme bildet eine beiderseits der Hauptinsel Lewis der äußeren Hebriden verlaufende, an Cape Wrath vorbeiziehende und im Bogen zur schottischen Nordküste biegender Trennlinie, deren Gegenstück etwa bei Duncansby Head beginnt, den Raum der Orkney-Inseln durchzieht und dann — leicht nördlich ausbauchend — nach Westen in den Atlantik zieht. In dem so abgegrenzten Seegebiet zeigen sich dicht unter der Nordwestküste von Lewis Verhältniszahlen von über 50%, ohne daß dort eine Stromamphidromie vorhanden ist.

## Literatur

- [1] HANSEN, W., Gezeitenströme im Englischen Kanal. Dtsch. Hydrogr. Z. 3 (1950) H. 3/4
- [2] HANSEN, W., Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmondtide  $M_2$  in der Nordsee. Ebenda, Ergänzungsheft 1 (1952).
- [3] SAGER, G., Die Größtgeschwindigkeiten der Gezeitenströme zur mittleren Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See. Beitr. z. Meereskunde, H. 1 (1960).
- [4] SAGER, G., Eine Karte der maximalen Gezeitenströme für die Nordsee, den Englischen Kanal und die Irische See. Bücherei der Funkortung, B. 8, H. VIII „Navigation und Sicherheit der Schifffahrt“. Dortmund 1961.
- [5] SAGER, G., Eine Karte der Linien gleicher Eintrittszeit des maximalen Gezeitenstroms für die Nordsee, den Englischen Kanal und die Irische See. Ebenda.
- [6] Atlas der Gezeitenströme für die Nordsee, den Kanal und die Irische See. Institut für Meereskunde Warnemünde. Verlag Seehydrographischer Dienst der DDR. Rostock 1962.
- [7] SAGER, G., Die Richtung der maximalen Gezeitenströme in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See. Beiträge zur Meereskunde, H. 5 (1962).
- [8] Atlas der Gezeitenströme für die Nordsee, den Kanal und die Britischen Gewässer. Deutsches Hydrographisches Institut. Hamburg 1956.
- [9] Atlas of Tides and Tidal Streams. British Islands and adjacent Waters. Hydrographic Department of the Admiralty. London 1952.
- [10] Pocket Tidal Stream Atlases. Hydrographic Department of the Admiralty. London 1943—1959.

Abschluß der Arbeit: 1. 11. 1961



# Über Methoden zur empirischen Berechnung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Meeresoberfläche aus mittleren hydrometeorologischen Daten

VON MANFRED STURM

*Zusammenfassung:* Es werden die wichtigsten empirischen und halbempirischen Verfahren und Methoden zur Berechnung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Meeresoberfläche wie der Globalstrahlung  $Q_S$ , der Albedo der Meeresoberfläche  $Q_R$ , der effektiven Ausstrahlung der Meeresoberfläche  $Q_{EA}$ , der latenten und konvektiven Wärmeströme  $Q_V$  und  $Q_K$  erläutert und Formeln empfohlen, die in günstiger Weise eine numerische Abschätzung der Wärmebilanz der Meeresoberfläche aus Mittelwerten hydrometeorologischer Daten gestatten.

## Inhalt

1. Einleitung . . . . .	36
2. Wärmehaushaltsgleichung . . . . .	37
3. Die Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes des Meeres . . . . .	38
3.1 Globalstrahlung $Q_S$ . . . . .	38
3.2 Reflexstrahlung $Q_R$ (Albedo der Meeresoberfläche) . . . . .	42
3.3 Effektive Ausstrahlung $Q_{EA}$ . . . . .	44
3.4 Latenter Wärmestrom $Q_V$ . . . . .	48
3.5 Konvektiver Wärmestrom $Q_K$ . . . . .	54
4. Schlußfolgerungen . . . . .	59
5. Symbolerklärung . . . . .	61
6. Literatur . . . . .	63

## 1. Einleitung

Die Betrachtungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche konzentrierten sich in der Vergangenheit hauptsächlich auf Untersuchungen der globalen Verteilung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Erdoberfläche, wobei das Hauptaugenmerk in erster Linie auf eine Untersuchung der Wechselbeziehung zwischen der Wärmebilanz der Erdoberfläche und dem energetischen Zustand der Atmosphäre gelegt wurde (vgl. die Untersuchungen von JACOBS, ALBRECHT, BUDYKO u. a.). Dieses im Grunde genommen rein meteorologische Problem ist sofort in ein ozeanologisches überführbar, wenn in den Mittelpunkt der Betrachtung die Wechselbeziehung zwischen dem Regime der Atmosphäre und den

zeitlichen und lokalen Änderungen des Wärmehaltes des Meeres gerückt wird. Diese Wechselbeziehung ist infolge der Vielzahl der Faktoren, die vor allem die Wärmebilanz der Meeresoberfläche beeinflussen, so kompliziert und vielgestaltig, daß untersuchungsmethodisch unbedingt eine Beschränkung auf die die Wärmebilanz der Meeresoberfläche bestimmenden Hauptfaktoren sowie die Betrachtung eines festen Untersuchungsortes angeraten erscheint.

Die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit war in erster Linie darin gesehen worden, in einem wenn auch groben Überblick, der in keiner Weise Anspruch auf Vollständigkeit erheben will und kann, die wichtigsten und in der Literatur am häufigsten verwendeten empirischen und halbempirischen Verfahren und Methoden zur Berechnung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Meeresoberfläche gegenüberzustellen und die Verfahren unter ihnen hervorzuheben, die in günstigster Weise eine numerische Abschätzung der Wärmebilanz der Meeresoberfläche in ihrer zeitlichen Änderung auf der Grundlage des Beobachtungsmaterials hydrometeorologischer Stationen wie Küstenstationen, Schiffe und Feuerschiffe gestatten.

Das machte ganz besonders eine Kennzeichnung der Berechnungsverfahren notwendig, die ursprünglich unter den Bedingungen des Festlandes abgeleitet worden waren und deshalb von vornherein für eine Berechnung der Wärmebilanz der Meeresoberfläche nicht geeignet schienen.

Im Interesse einer besseren Übersichtlichkeit machte sich in Einzelfällen eine Abwandlung der in den Formeln verwendeten Symbolik erforderlich, so daß nicht in jedem Fall die Originalsymbole Anwendung finden konnten (s. 5. Symbolerklärung).

## 2. Wärmehaushaltsgleichung

Die Gleichung des Wärmehaushalts des Meeres wird vorwiegend in folgender Form dargestellt:

$$Q_B = Q_S \pm Q_V \pm Q_K \pm Q_T - Q_{EA} - Q_R \quad (1)$$

Berücksichtigung finden bei der Betrachtung der Änderungen der Wärmebilanz in klimatologisch langen Zeiträumen also nur jene Komponenten, die in maßgeblicher Weise eine Rolle im Wärmehaushalt des Meeres spielen. Solche Komponenten wie beispielsweise die Wärmeenergie aus chemischen Prozessen oder aus der Energie von Wind- und Gezeitenwellen werden von vornherein vernachlässigt, weil sie zusammen meist nicht einmal 1 Prozent der Globalstrahlung  $Q_S$  ausmachen.

Die Ermittlung der Wärmebilanz  $Q_B$  des Meeres an einem gegebenen Ort und zu einer gegebenen Zeit beschränkt sich somit in der Hauptsache auf die Abschätzung der Wärmebeträge der einfallenden Globalstrahlung  $Q_S$  (abzüglich Reflexanteil  $Q_R$ ), der Verdunstung (oder Kondensation)  $Q_V$ , des konvektiven Wärmestroms  $Q_K$  und der effektiven Ausstrahlung  $Q_{EA}$ . Der Wärmebetrag  $Q_T$ ,

der in der Hauptsache durch Meeresströmungen dem betrachteten Gebiet zu- oder abgeführt wird, ist auf der Grundlage der im folgenden mitgeteilten vereinfachten empirischen Methoden und Verfahren und unter Verwendung des zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterials nur mittelbar zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit soll darauf nicht näher eingegangen werden.

### 3. Die Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes des Meeres

#### 1.3 Globalstrahlung $Q_S$

Der Betrag der Globalstrahlung an einem gegebenen Ort und zu einer gegebenen Zeit ist von einer ganzen Reihe von Faktoren abhängig, von denen die Trübung der Luft (RAYLEIGH-Extinktion, Wasserdampf- und Staubgehalt) und die Bewölkung (Art, Dichte, Mächtigkeit) die größte Rolle spielen.

Die Schwierigkeit bei der empirischen Berechnung der Globalstrahlung besteht darin, den Strahlungsbetrag bei vorgegebenen Orts- und Zeitkoordinaten des betrachteten Untersuchungsortes in günstiger Weise allein als Funktion der registrierten Sonnenscheindauer bzw. des beobachteten mittleren Bedeckungsgrades darzustellen.

Trotz der Tatsache einer engeren Bindung zwischen Globalstrahlung und Sonnenscheindauer wird man bei der Berechnung der Globalstrahlung auf der Grundlage hydrometeorologischen Beobachtungsmaterials infolge fehlender Registrierungen der Sonnenscheindauer in den meisten Fällen auf Strahlungsformeln angewiesen sein, die die Globalstrahlung allein als Funktion des mittleren Bedeckungsgrades darstellen; über den jeweiligen Trübungszustand der Atmosphäre liegen ohnehin keine Routinemessungen vor, eine Berücksichtigung desselben erfolgt in den Globalstrahlungsformeln fast ausschließlich in Form mehr oder weniger konstant gehaltener Faktoren.

Als weitere erschwerende Tatsache kommt hinzu, daß die für den gewählten Berechnungszeitraum sich notwendig machende Mittelung des Bewölkungsgrades unwillkürlich Fehler in die Rechnung einschleppt, einfach deshalb, weil die zeitliche Verteilung der Sonnenscheinstunden oder -tage über beispielsweise einen Tag oder eine Dekade keine Berücksichtigung findet. In unmittelbarem Zusammenhang mit dieser Feststellung taucht die Frage nach dem günstigsten Berechnungszeitraum auf. Sicher ist, daß sich mit den im folgenden aufgeführten empirischen Formeln keine Aussagen über kurzfristige Einstrahlungsbeträge (wie etwa Stunden) machen lassen — dafür ist die Zahl der in den Formeln vernachlässigten Faktoren bzw. die Ungenauigkeit der Bewölkungsangaben zu groß. MATZKE (1953) ist der Meinung, daß sich der Zeitraum von einem Monat in der Praxis am besten bewährt hat, weil alle unberücksichtigten Faktoren in dieser Zeit weitgehend zur Kompensation kommen. Gleichfalls hält er eine Dekade wegen des gegenüber Monatsbeziehungen schwächeren Einflusses der unterschiedlichen Sonnenhöhe für ein noch günstiges Intervall. Nach Untersuchungen von

SYDOW (1943) ist überhaupt die Dekade als zweckmäßigster Berechnungszeitraum anzusehen.

Seit den grundlegenden Untersuchungen ÅNGSTRÖMS zu Beginn der zwanziger Jahre über den Zusammenhang zwischen Globalstrahlung und mittleren Bedeckungsgrad bzw. Sonnenscheindauer ist in der Literatur eine Vielzahl von empirischen Formeln zur Berechnung der Globalstrahlung mit Hilfe klimatologischer Daten veröffentlicht worden; im folgenden sollen nur die wichtigsten unter ihnen näher betrachtet werden.

Die wohl älteste und in der Literatur am häufigsten zur Berechnung der Globalstrahlung herangezogene Formel geht auf ÅNGSTRÖM (1923) zurück und hat vornehmlich in zwei Formen Anwendung gefunden (unter Verwendung von Tageswerten):

$$Q_S = Q_{S_0} [a + (1 - a) (1 - 0,1 C)], \quad (2)$$

mit  $\beta = \left(\frac{1-a}{10}\right)$  folgt sofort:

$$Q_S = Q_{S_0} (1 - \beta C). \quad (3)$$

Die Beziehung (2) wird zuweilen auch als KIMBALLSche (1928) Formel bezeichnet. Für den Quotienten  $a = Q_{ST}/Q_{S_0}$  sind in der Literatur folgende Werte mitgeteilt worden:

ÅNGSTRÖM	(1923)	$a = 0,23$	(Stockholm)
KIMBALL	(1928)	$a = 0,29$	(Washington)
MOSBY	(1932)	$a = 0,54$	(Arktis)
LUNELUND	(1933)	$a = 0,23$	(Helsinki)
BERG	(1949)	$a = 0,20$	(Bochum)
MATZKE	(1953)	$a = 0,21$	(Greifswald)

Gemeinsam mit der MOSBYSchen (1936) Formel zur Berechnung der Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel

$$Q_{S_0} = 0,0273 \bar{\alpha} \quad (4)$$

hat die ÅNGSTRÖMSche Globalstrahlungsgleichung in der Form

$$Q_S = 0,0273 \bar{\alpha} [0,23 + 0,77 (1 - 0,1 C)] \quad (5)$$

häufig in Breiten zwischen 40° und 60° Nord Verwendung gefunden.

Zuweilen ist auch die von ALBRECHT (1940) (zitiert bei MATZKE, 1953) entwickelte Formel

$$Q_{S_0} = a_1 \cdot \sin \bar{\alpha} \left( b_1 - \frac{1}{\sqrt{\sin \bar{\alpha}}} \right) \quad (6)$$

zur Berechnung der Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel herangezogen worden, die nach MATZKE (1953) für Greifswald mit den Tatsachen sogar besser übereinstimmende Ergebnisse liefert als die einfache Formel von MOSBY (4).

Heute gilt als sicher, daß die Globalstrahlungsformeln vom ÅNGSTRÖMSchen Typ bei Verwendung von Tagesmittelwerten grundsätzlich zu niedrige Werte liefern und daß ein linearer Zusammenhang zwischen Globalstrahlung und

Sonnenscheindauer bzw. mittlerem Bedeckungsgrad, so, wie er der ÄNGSTRÖMSCHEN Formel zugrunde liegt, nicht existiert. Zu dieser Schlußfolgerung gelangten, um nur 2 Autoren zu nennen, sowohl MATZKE (1953) wie ANDERSON (1954).

MATZKES Berechnungen ergaben unter Zuhilfenahme der ÄNGSTRÖMSCHEN Formel (2) und eines eigens für Greifswald ermittelten  $a$ -Wertes ( $a = 0,21$ ) fast durchweg zu niedrige Monatsmittelwerte. Nach ANDERSONS Untersuchungen liegen die berechneten Globalstrahlungswerte (mit  $a = 0,29$ ) im Mittel um ca. 15% unter den gemessenen Werten.

MATZKE entwickelte, ausgehend von einer langjährigen Globalstrahlungsmeßreihe in Greifswald (1931 bis 1949) und der alten ÄNGSTRÖMSCHEN Beziehung, eine neue Formel zur Berechnung von Monatsmittelwerten der Globalstrahlung, in der er den Zusammenhang zwischen Globalstrahlung und Sonnenscheindauer bzw. mittleren Bedeckungsgrad durch eine Funktion höheren Grades annäherte:

$$Q_S = Q_{S_0} (0,209 + 0,068 \cdot S^{0,532}) \quad 0 \leq S \leq 100 \quad (7)$$

bzw. unter Einführung des mittleren Bedeckungsgrades  $C$  bei gleichzeitiger Auf- bzw. Abrundung der Konstanten:

$$Q_S = Q_{S_0} (0,21 + 0,68 \sqrt{1 - 0,1 C}) \quad 4 \leq C \leq 10. \quad (8)$$

Einen anderen Weg der Berücksichtigung des nicht-linearen Zusammenhanges zwischen Globalstrahlung und Bedeckungsgrad ging ALBRECHT (1955). Seinen Untersuchungen zufolge ist in der ÄNGSTRÖMSCHEN Formel

$$\begin{aligned} Q_S &= Q_{S_0} (1 - \beta C) \\ &= Q_{S_0} [1 - (1 - \beta') C] \end{aligned} \quad (9)$$

der Bewölkungskoeffizient  $\beta'$  darstellbar als Funktion des Verhältnisses ( $C_T/C_L$ ) und der mittleren Mittagshöhe der Sonne  $\xi_n$ :

$$\beta' = (1 - \beta) = f\left(\frac{C_T}{C_L}\right) \varphi(\xi_n) \quad (10)$$

mit

$$f\left(\frac{C_T}{C_L}\right) = 0,615 + 0,157 \frac{C_T}{C_L} \quad (11a)$$

und

$$\varphi(\xi_n) = 0,50 + 0,14 \operatorname{tgh}\left(\frac{\xi_n - 34,5^\circ}{17,0^\circ}\right). \quad (11b)$$

Die mit Hilfe der ALBRECHTSCHEN Beziehung gewonnenen Werte der Globalstrahlung (Monatswerte) liegen z. T. beträchtlich über den nach der ÄNGSTRÖMSCHEN Formel mit  $\beta = 0,077$  berechneten Werten (bei gleicher Gesamtbewölkung bis um 15%).

Nach den jüngsten Untersuchungen AVERKIEVS (1962) sind die nach der ALBRECHTSCHEN Formel berechneten Werte der Globalstrahlung — zumindest, was die Sommermonate anbelangt — in gute Übereinstimmung zu bringen mit den Meßreihen von 4 sowjetischen Strahlungsmeßstationen. Dagegen tritt im Winter eine systematische negative Abweichung der berechneten Strahlungs-

summen um 20 bis 50% auf. Trotz dieses systematischen Fehlers hält sie HINZ-PETER (1958) für die z. Z. beste Formel zur Berechnung der Globalstrahlung aus Bewölkungsangaben.

Auch die Globalstrahlungsformel von LAEVASTU (1960) ist zu der gleichen Gruppe von Formeln des ÄNGSTRÖMSCHEN Typs zu zählen, in der der Zusammenhang zwischen  $Q_S$  und  $C$  unter Verwendung von Tageswerten durch eine Funktion höheren Grades angenähert wird:

$$\begin{aligned} Q_S &= Q_{S_0} (1 - 0,0006 C^3) \\ Q_S &= 0,014 \xi_n t_d (1 - 0,0006 C^3). \end{aligned} \quad (12)$$

LAEVASTU beschränkt die Anwendbarkeit der Formel auf Mittagshöhen der Sonne bis zu  $\xi_n = 75^\circ$  (für  $\xi_n > 75^\circ$ :  $Q_S = f(\xi_n) \approx \text{const}$ ) und empfiehlt lediglich eine Berücksichtigung des Bewölkungsterms für Bedeckungsgrade  $C > 6$ . Eine Überprüfung der Beziehung an Hand anderweitigen Materials ist bisher nicht bekannt geworden.

In der neueren sowjetischen Fachliteratur wird in den meisten Fällen zur Berechnung von Monatswerten der Globalstrahlung eine Beziehung des ÄNGSTRÖMSCHEN Typs herangezogen, die auf SAVINOV zurückgeht und von EYFIMOV (zitiert bei MAKEROV, 1961; BORTKOVSKIJ, 1961) unter Berücksichtigung der Bewölkungsarten weiterentwickelt worden war:

$$Q_S = Q_{S_0} \left\{ 1 - \left[ \beta_H + (\beta_L - \beta_H) \frac{C_L}{C} \right] C \right\}. \quad (13)$$

SAMOJLENKO (1959) ordnete den Koeffizienten im Bewölkungsterm folgende Werte zu:

$$Q_S = Q_{S_0} \left[ 1 - \left( 0,037 + 0,039 \frac{C_L}{C} \right) C \right]. \quad (14)$$

Zur Bestimmung von  $Q_{S_0}$  werden vorwiegend die Strahlungstabellen von AVERKIEV (1958) herangezogen (Monatsmittelwerte), in denen neben der Sonnenhöhe auch die atmosphärische Extinktion Berücksichtigung findet und die nach BORTKOVSKIJ (1961) in jedem Fall den Tabellen von UKRAINZEV und von MILANKOVIČ vorzuziehen sind.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich annähernd alle in der Literatur bekannt gewordenen empirischen Formeln zur Berechnung von Strahlungssummen der Globalstrahlung auf die beiden ÄNGSTRÖMSCHEN Beziehungen

$$Q_S = Q_{S_0} [a + (1 - a) (1 - 0,1 C)],$$

$$Q_S = Q_{S_0} (1 - \beta C^r)$$

zurückführen lassen.

Gleichzeitig soll noch einmal unterstrichen werden, daß alle empirischen Strahlungsformeln, die in irgendeiner Weise eine Funktion zwischen der Globalstrahlung auf der einen Seite und der Sonnenhöhe sowie dem Bedeckungsgrad bzw. der Sonnenscheindauer auf der anderen Seite zum Ausdruck bringen, lediglich klimatologischen Charakter besitzen, d. h. nur geeignet sind zur Be-



rechnung von Strahlungssummen über einen mehr oder weniger langen Mittelungszeitraum (Tag bis Monat). Der Grund dafür ist zu suchen einmal in der Vernachlässigung so wichtiger Faktoren wie der atmosphärischen Trübung, der Reflexionsverhältnisse der Umgebung, der Albedo der Erd- oder Meeresoberfläche und der zeitlichen Verteilung der einzelnen Bewölkungsgrade, zum anderen in der Ungenauigkeit der Bewölkungsangaben selbst, die sich ausschließlich aus visuellen Beobachtungen herleiten. Dazu kommt, daß im Augenblick noch keine zuverlässige Globalstrahlungsformel existiert, die eine Berücksichtigung der Verschiedenartigkeit, Mächtigkeit und Höhe der Bewölkung erlaubt. Nachgewiesenermaßen sind die Art und Mächtigkeit der Bewölkung wie auch die Höhe der Wolkenuntergrenze von nicht vernachlässigbarem Einfluß auf den Betrag der Globalstrahlung. Erst bei genügend weiten Mittelungsintervallen läßt sich der bei ihrer Vernachlässigung entstehende Fehler auf ein erträgliches Maß reduzieren.

Nach Untersuchungen BORTKOVSKIJS (1961) kann in ungünstigen Fällen der Fehler in der berechneten Strahlungssumme bei Nichtberücksichtigung des Bewölkungscharakters bis auf 100% anwachsen und zu völlig unsinnigen Ergebnissen führen. BUDKYO (zitiert bei BORTKOVSKIJ, 1961) veranschlagt die Genauigkeit der nach der ÄNGSTRÖMSCHEN Beziehung berechneten Globalstrahlung ohne Berücksichtigung der Bewölkungsart bei Monatssummen mit 10% und bei Jahressummen mit 5%. LAEVASTU (1960) empfiehlt im Falle des Vorherrschens von Nimbostratus und tiefem Stratus eine Korrektur des berechneten Wertes um 10 bis 20%. BORTKOVSKIJ ist der Meinung, daß trotz Berücksichtigung der atmosphärischen Extinktion und der Art der Bewölkung [s. (13)] nur eine Genauigkeit der berechneten Globalstrahlungssumme von 15–20% zu erreichen ist — ein Fehlerintervall, das bei Würdigung aller in Frage kommenden Fehlerquellen doch etwas sehr weit gegriffen scheint. Bei einer zweckmäßigen Wahl des Mittelungsintervalls dürfte die Genauigkeit der berechneten Strahlungssumme höher liegen.

### 3.2 Reflexstrahlung $Q_R$ (Albedo der Meeresoberfläche)

Zur empirischen Berechnung des von der Meeresoberfläche reflektierten Anteils der einfallenden Globalstrahlung existiert in der Literatur eine Reihe von Formeln, von denen im folgenden nur die Beziehung von LAEVASTU (1960) genannt sein soll. Als unabhängige Veränderliche wird vorzugsweise die Sonnenhöhe, nur ganz vereinzelt auch der Betrag der Globalstrahlungssumme selbst verwendet. Ein Großteil der Verfasser jedoch verzichtet von vornherein auf eine Berechnung der Reflexstrahlung und begnügt sich mit einer einfachen Festlegung des Reflexanteils der Globalstrahlung nach Jahreszeit und geographischer Breite.

Die wenigen Meßdaten, die über die Reflexstrahlung vorliegen, weichen mehr oder weniger von dem für glatte Meeresoberflächen geltenden FRESNELSCHEN Reflexionsgesetz ab, sicherlich vorwiegend als unmittelbare Folge des höheren Reflexionsvermögens der Wasseroberfläche beim Vorhandensein von Gischt und Schaum, die bei starkem Seegang das Reflexionsvermögen der Meeresoberfläche

auf ein Vielfaches des FRESNELSCHEN Reflexanteils anwachsen lassen (nach DIETRICH, 1957 auf über 40% der einfallenden Globalstrahlung).

Nach Untersuchungen von SCHMIDT (1915) (zitiert bei SVERDRUP, 1945) variiert der Reflexanteil der direkten Sonnenstrahlung in den Grenzen zwischen 35% bei 10° Sonnenhöhe und 2% bei 90° Sonnenhöhe. Bei Sonnenhöhen über 40° — ruhige See vorausgesetzt — wird praktisch die gesamte einfallende Strahlungsenergie im Meereswasser absorbiert (mehr als 95% der Globalstrahlung). Zu ähnlichen Albedowerten — zumindest was die Reflexstrahlung an wolkenlosen Tagen anbelangt — gelangten POWELL und CLARKE (1936). Lediglich der Reflexanteil der diffusen Streustrahlung (bei bedecktem Himmel), den POWELL und Mitarb. zu 8% berechneten, ist mit dem SCHMIDTSCHEN Wert von 17% nicht in Einklang zu bringen.

Im einzelnen rechnet JACOBS (1942, 1951) mit einer Albedo von 3,3% am Äquator und 8,0% am Pol. MASUZAWA (1952) legte seinen Untersuchungen im nördlichen Pazifik eine Albedo von 6% zugrunde. Bei NEUMANN und ROSENAN (1954) sind bezüglich der Albedo (für das Schwarze Meer) Angaben zwischen 6% im Sommer (März bis September) und 8 bis 10% im Winter (Oktober bis Februar) zu finden. Ähnliche Werte verwendet SIMOJOKI (1949) im Bereich der Ostsee mit 7% im Sommer (Mai bis September) und 10% im Winter (Oktober bis April). SCHULEJKIN u. a. (1958) teilen nachstehende Reflexionskoeffizienten mit:

$\alpha = 5^\circ$	$\hat{=}$	40% Albedo
$\alpha = 10^\circ$	$\hat{=}$	25% Albedo
$\alpha = 20^\circ$	$\hat{=}$	12% Albedo
$\alpha = 40^\circ$	$\hat{=}$	4% Albedo
$\alpha = 50^\circ$	$\hat{=}$	3% Albedo

Einen anderen Weg beschritt LAEVASTU (1960). Er versuchte — sich stützend auf eine mehrmonatige Strahlungsmeßreihe — den Reflexanteil der Globalstrahlung zur gemessenen Globalstrahlungssumme selbst in Beziehung zu setzen. Im Ergebnis dessen gelangte LAEVASTU zu folgender empirischer Formel:

$$Q_R = 0,15 Q_S - (0,01 Q_S)^2. \quad (15)$$

Die oben mitgeteilten Albedowerte stehen — zumindest was das Winterhalbjahr angeht — in gutem Einklang mit der Formel von LAEVASTU. Für das Sommerhalbjahr scheint die Beziehung etwas zu hohe Albedowerte zu liefern.

Über den Einfluß der Bewölkung auf die Reflexstrahlung sind in der Literatur nur wenige Angaben zu finden. LAEVASTU ermittelte eine geringfügig erhöhte Albedo bei bewölktem Himmel gegenüber wolkenlosen Tagen. ANDERSON (1954) mißt diesem Effekt aber kaum Bedeutung bei.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß für klimatologische Untersuchungen des Wärmehaushaltes des Meeres infolge der nur untergeordneten Bedeutung der Reflexstrahlung im Wärmehaushalt und ihrer relativ geringen zeitlichen Veränderlichkeit eine jahreszeitliche Variierung der Albedo der Meeres-

oberfläche unter Berücksichtigung ihrer ausgeprägten Breitenabhängigkeit als ausreichend zu betrachten ist.

### 3.3 Effektive Ausstrahlung $Q_{EA}$

Die effektive Ausstrahlung der Meeresoberfläche spielt nach dem latenten Wärmestrom der Verdunstung die wichtigste Rolle im Wärmehaushalt des Meeres. Sie stellt als Differenzbetrag zwischen den beiden langwelligen Strahlungsströmen der Ausstrahlung der Meeresoberfläche und der Gegenstrahlung der Atmosphäre unmittelbar den resultierenden Wärmebetrag dar, der dem Meer durch langwellige Ausstrahlung effektiv verlorengeht.

Zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung wurde in der Vergangenheit vorzugsweise eine auf ÄNGSTRÖM (1920) zurückgehende Beziehung herangezogen:

$$Q_{EA} = \sigma T^4 (o + p \cdot 10^{-9 \cdot e_0}), \quad (16)$$

die einfach aus

$$Q_{EA} = Q_A - Q_G \quad (17)$$

unter Verwendung des STEFAN-BOLTZMANN'Schen Strahlungsgesetzes (die Meeresoberfläche kann annähernd als Schwarzstrahler<sup>1)</sup> angesehen werden) und der ÄNGSTRÖM'Schen (1916) Definitionsformel der Gegenstrahlung durch Elimination von  $o'$  durch  $(1 - o)$  folgt:

$$Q_{EA} = \sigma T^4 - [\sigma T^4 (o' - p \cdot 10^{-9 \cdot e_0})], \quad (18)$$

$$Q_{EA} = \sigma T^4 [1 - (o' - p \cdot 10^{-9 \cdot e_0})], \quad (18a)$$

$$Q_{EA} = \sigma T^4 (o + p \cdot 10^{-9 \cdot e_0}). \quad \text{Bedingung: } T = T_W = T_L. \quad (16)$$

Die von ÄNGSTRÖM (1920) mitgeteilten und später von MÖLLER (1953) korrigierten Konstanten zur ÄNGSTRÖM'Schen Ausstrahlungsformel:

	$o$	$p$	$q$
ÄNGSTRÖM	0,255	0,322	0,069
MÖLLER	0,210	0,174	0,055

wurden ausschließlich aus Meßreihen kontinentaler Beobachtungsstationen gewonnen. Ungeachtet dieser Tatsache sind sie zusammen mit der ÄNGSTRÖM'Schen Strahlungsformel in der Vergangenheit wiederholt zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung der Meeresoberfläche herangezogen worden (z. B. in Form der in der Praxis sehr häufig verwendeten SVERDRUP'Schen Kurven, siehe SVERDRUP, 1942).

Auf die Unzulässigkeit einer derartigen Unternehmung haben ganz besonders POPOV und RJAZANOV (1961) aufmerksam gemacht. Wie POPOV und Mitarb. unterstreichen, liefern alle unter kontinentalen Verhältnissen abgeleiteten em-

<sup>1)</sup> Die Meeresoberfläche besitzt als sog. „Graustrahler“ im langwelligen Bereich des Spektrums die gleiche spektrale Zusammensetzung wie der „Schwarze Körper“, nur mit kleinerem Integralwert: 94–96%.

pirischen Formeln zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung der Meeresoberfläche sämtlich zu hohe Werte. Den Grund dafür sehen POPOV und Mitarb. in der Tatsache, daß die über dem Ozean infolge der darüberliegenden gewaltigen Wasserdampfschicht beträchtlich intensivere atmosphärische Gegenstrahlung zwangsläufig zu einer Herabsetzung der effektiven Ausstrahlung der Meeresoberfläche führen muß. POPOV und Mitarb. ermittelten auf der Grundlage eigener Bordbeobachtungen der nächtlichen effektiven Ausstrahlung neue Konstanten der ÄNGSTRÖM'Schen Formel, die folgende Form annimmt:

$$Q_{EA} = \sigma T^4 (0,0674 + 2,266 \cdot 10^{-0,084 e_0}). \quad (19)$$

In diesem Zusammenhang verdient eine Meßserie der atmosphärischen Gegenstrahlung Interesse, die von BOLZ und FALCKENBERG (1949) unmittelbar an der Ostseeküste (Warnemünde) durchgeführt worden war und deren Meßwerte im Mittel um 4 bis 7% über den bisherigen ÄNGSTRÖM'Schen Werten liegen. BOLZ und Mitarb. (siehe auch BOLZ und FRITZ, 1950) ließen sich von dem Gesichtspunkt leiten, daß die Konstanten der ÄNGSTRÖM'Schen Ausstrahlungsformel in jedem Fall als klimagebundene Größen anzusehen sind, die lediglich den mittleren Trübungs- und Feuchtezustand des Beobachtungsortes repräsentieren und deshalb auch nur eine lokal begrenzte Anwendbarkeit der ÄNGSTRÖM'Schen Beziehung zulassen. So ermittelten sie auf der Grundlage einer 20monatigen Meßreihe der atmosphärischen Gegenstrahlung für das Klimagebiet der Mecklenburgischen Küste neue Konstanten der ÄNGSTRÖM'Schen Strahlungsformel:

$$Q_G = \sigma T^4 (0,820 - 0,250 \cdot 10^{-0,095 e_0}) \quad (20)$$

bzw.

$$Q_{EA} = \sigma T^4 (0,180 + 0,250 \cdot 10^{-0,095 e_0}). \quad (21)$$

Die Untersuchungen BOLZ' und FALCKENBERG'S sind deshalb so bemerkenswert, weil sie auf Grund der besonderen Lage des Untersuchungsortes unmittelbar an der Küste wie der Zuverlässigkeit der ihnen zugrunde liegenden, relativ langen Meßreihe der atmosphärischen Gegenstrahlung (20 Monate) innerhalb gewisser Grenzen auch Schlußfolgerungen über die Strahlungsverhältnisse über See zulassen dürften.

ALBRECHT (1958) verwendete in seinen Untersuchungen des Wärmehaushalts des Indischen Ozeans ebenfalls eine Ausstrahlungsformel vom ÄNGSTRÖM'Schen Typ, deren Konstanten jedoch mit

$$Q_{EA} = \sigma T^4 (0,194 + 0,235 \cdot 10^{-0,069 e_0}) \quad (22)$$

z. T. beträchtlich von den BOLZ'Schen Konstanten abweichen.

Die BOLZ-FALCKENBERG'Sche Formel dürfte z. Z. allen anderen Beziehungen zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung der Meeresoberfläche vorzuziehen sein. Ein endgültiges Urteil über die Brauchbarkeit der o. a. Beziehungen zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung der Meeresoberfläche kann gegenwärtig in Ermangelung zuverlässiger Bordbeobachtungen der effektiven Ausstrahlung nicht gegeben werden.



Das gilt in gleicher Weise für eine Reihe von Beziehungen, die nicht zu der Gruppe von Ausstrahlungsformeln in der klassischen ÅNGSTRÖMSCHEN Form zu zählen sind und von denen nur die Formeln von BRUNT (1932) und LÖNNQUIST (1954) Erwähnung finden sollen.

Die BRUNTSCHEN Beziehung läßt sich in folgender Form darstellen:

$$Q_G = \sigma T^4 (o_1' + p_1 \sqrt{e_2}) \quad (23)$$

$$\text{bzw.} \quad Q_{EA} = \sigma T^4 (o_1 - p_1 \sqrt{e_2}) \quad (24)$$

mit

$$o_1 = 1 - o_1'$$

$$o_1' = 0,44$$

$$p_1 = 0,8 \text{ (nach LAEVASTU, 1960).}$$

Die BRUNTSCHEN Werte der effektiven Ausstrahlung liegen um einiges unter den Daten der ÅNGSTRÖMSCHEN Formel, jedoch noch beträchtlich (um ca. 12% nach BOLZ und Mitarb., 1949) über den BOLZSCHEN Werten.

1954 veröffentlichte LÖNNQUIST eine empirische Formel zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung, in der  $Q_{EA}$  in lineare Beziehung zur Wasseroberflächen-temperatur und zur relativen Feuchte der wassernahen Luftschichten gesetzt wird (nach LAEVASTU, 1960):

$$Q_{EA} = 16,2 - 0,09 t_W - 0,046 U_0 + 0,12 \gamma_m - 1,3 H_u \quad [\text{mW/cm}^2]. \quad (25)$$

Die Beziehung läßt sich für die Belange klimatologischer Untersuchungen ohne weiteres auf folgende Form vereinfachen, vorausgesetzt, daß für  $\gamma_m$  und  $H_u$  die Mittelwerte der ICAO Standard Atmosphäre (6,5 und 2,0) gesetzt werden und als Bezugsdimension  $[\text{cal/cm}^2 \text{ 24 h}]$  gewählt wird — dann folgt:

$$Q_{EA} = 297,0 - 1,86 t_W - 0,95 U_0. \quad (26)$$

Die mittels der LÖNNQUISTSCHEN Formel berechneten Ausstrahlungswerte liegen vermutlich beträchtlich (in Einzelfällen bis zu 25%) über den aus der BOLZ-FALCKENBERGSCHEN Beziehung stammenden Werten.

Die ÅNGSTRÖMSCHEN Beziehung war ursprünglich nur für die Strahlungsverhältnisse bei wolkenlosem Himmel entwickelt worden, wobei die atmosphärische Gegenstrahlung lediglich in Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt der wassernahen Schichten der Atmosphäre dargestellt wurde. Die zeitlichen Änderungen der atmosphärischen Gegenstrahlung (und damit der effektiven Ausstrahlung) werden jedoch in erster Linie hervorgerufen durch die im betrachteten Zeitraum in Betrag und Art variierende Bewölkung. Eine zweckmäßige und den Beobachtungen möglichst nahe kommende Berücksichtigung der Bewölkung ist deshalb und für die effektive Ausstrahlung im besonderen Maße von ausschlaggebender Bedeutung.

Leider existiert bis auf den Tag noch keine einzige Meßmethode, die die Bewölkung sowohl in ihrer Mächtigkeit (vertikale und horizontale Erstreckung) wie in ihrer Struktur *objektiv* zu bestimmen erlaubt. Alle bisherigen Untersuchungen, die auf eine Klärung des Zusammenhanges zwischen effektiver Ausstrahlung und

Bewölkung hinauslaufen, stützen sich auf von Beobachtern geschätzte Bewölkungsangaben. Das erklärt die Vielfalt der in der Literatur verbreiteten Korrekturterme zur Berücksichtigung des Bewölkungseffektes, die zum überwiegenden Teil nur eine lineare Abhängigkeit der Gegenstrahlung von der Totalbewölkung beinhalten. MOSBY (1936) z. B. berücksichtigte den Bewölkungseffekt durch den Faktor  $(1 - 0,083 C)$ . Auch SVERDRUP (1942, 1945), JACOBS (1942) und MASUZAWA (1952), um nur einige zu nennen, rechneten in ähnlichen Untersuchungen mit diesem Faktor, während MÖLLER (1953) und ALBRECHT (1958) ihren Berechnungen einen Bewölkungsfaktor von  $(1 - 0,0765 C)$  bzw.  $(1 - 0,0756 C)$  zugrunde legten.

Über den Einfluß der Bewölkungsart auf die Gegenstrahlungs- und damit Ausstrahlungssumme liegen ähnlich wie im Falle der Globalstrahlung nur wenige, lückenhafte Untersuchungen vor. Nach SVERDRUP u. a. (1942) ist mit einer Abnahme der effektiven Ausstrahlung bei

10/10 Ci um 25%,

10/10 As um 60%,

10/10 Sc um 90%

des Ausstrahlungsbetrages bei wolkenlosem Himmel zu rechnen. SCHULEIKINS (1959) Angaben weichen von den SVERDRUPSCHEN nur wenig ab. Er ordnete seinem Bewölkungsfaktor  $(1 - m_H C_H - m_M C_M - m_L C_L)$  folgende Zahlenwerte zu:

bei Ci	: $m_H = 0,010$ bis $0,020$
Cc, Cs	: $m_H = 0,020$ bis $0,030$
Ac	: $m_M = 0,050$ bis $0,060$
As	: $m_M = 0,060$ bis $0,075$
Sc	: $m_L = 0,060$ bis $0,075$
Cu	: $m_L = 0,075$ bis $0,085$
Ns	: $m_L = 0,088$ bis $0,095$

Annähernd die gleichen Faktoren verwendeten POPOV und Mitarb. (1961). BOLZ (1949) fand an Hand einer längeren Meßreihe der atmosphärischen Gegenstrahlung in Warnemünde, daß kein einfacher linearer Zusammenhang zwischen Bedeckungsgrad und Gegenstrahlung existiert. Er ermittelte vielmehr eine annähernd quadratische Beziehung folgender Form:

$$Q_G = Q_{G_0} (1 + k' \cdot C_k^{2,5}). \quad (27)$$

Den Koeffizienten  $k'$  gibt er im Mittel mit  $k' = 0,22$  an. Eine nach Wolkenarten getrennte Auswertung der Meßreihe ergab für  $k'$  folgende Zahlenwerte:

bei Ci	: $k' = 0,04$
Cs	: $k' = 0,08$
Ac	: $k' = 0,17$
As	: $k' = 0,20$
Cu	: $k' = 0,20$
St	: $k' = 0,24$
Mittel:	$k' = 0,22$

MAKEROV (1961) berücksichtigte den Bewölkungseffekt durch einen auf BUDYKO u. a. (1954) und KONDRATEV (1950) (zitiert bei ZUBOV, 1957) zurückgehenden quadratischen Korrekturterm, der sich im Unterschied zu BOLZ auf die gesamte effektive Ausstrahlung bezieht:

$$Q_{EA} = Q_{(EA)_0} (1 - k_1 \cdot C^2). \quad (28)$$

Zur Zeit erlaubt das Material hydrometeorologischer Routinebeobachtungen in den meisten Fällen noch keine detaillierte Berücksichtigung der Art und vertikalen Mächtigkeit der Bewölkung, so daß die Anwendbarkeit der bewölkungskorrigierten ÅNGSTRÖMSCHEN Formel wie auch der anderen empirischen Beziehungen zur Berechnung der Wärmehaushaltskomponenten auf ausreichend weit gefaßte Mittelungszeiträume beschränkt bleiben muß.

Zusammenfassend soll noch einmal hervorgehoben werden, daß eine gedankenlose Übertragung der unter kontinentalen Verhältnissen entwickelten empirischen Beziehungen zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung auf maritime Verhältnisse unzulässig ist — eine Schlußfolgerung, die nach den grundlegenden Untersuchungen von BOLZ und FALCKENBERG sowie POPOV und RJAZANOV durchaus gerechtfertigt erscheint. Inwieweit die BOLZ-FALCKENBERGSCHEN Form der ÅNGSTRÖMSCHEN Beziehung zu Berechnungen der effektiven Ausstrahlung von der Meeresoberfläche herangezogen werden darf, bleibt abzuwarten. Sicher ist nur, daß die BOLZ-FALCKENBERGSCHEN Beziehung den Strahlungsbedingungen im Ostseeraum weit besser gerecht wird als die unter den Strahlungsbedingungen des Kontinents abgeleiteten ÅNGSTRÖMSCHEN Ausstrahlungsformeln.

### 3.4 Latenter Wärmestrom $Q_V$

Sowohl der instrumentellen wie auch der rechnerischen Ermittlung der Verdunstung auf dem Meer als wichtigstem Glied der Wärmehaushaltsgleichung wurde in der Vergangenheit die größte Aufmerksamkeit geschenkt, und es fällt schwer, auch nur annähernd einen geschlossenen Überblick über die Vielfalt der in der Literatur mitgeteilten Methoden zu ihrer Bestimmung zu geben. Andererseits läßt schon die Zahl der existierenden Verfahren erkennen, daß einer exakten Ermittlung der Verdunstungsgröße vielerlei Schwierigkeiten im Wege stehen, die bis auf den heutigen Tag noch nicht als weggeräumt zu betrachten sind.

DIETRICH (1957) unterscheidet entsprechend den drei Erscheinungsformen der ozeanischen Verdunstung drei Hauptmethoden zur quantitativen Bestimmung der Verdunstung auf dem Meere:

1. die direkte Verdunstungsmessung an Bord von Schiffen oder sonstigen Meßträgern,
2. die Berechnung der Verdunstung aus der Wärmehaushaltsgleichung,
3. die Berechnung der Verdunstung aus dem vertikalen Wasserdampftransport.

Über die Probleme und Schwierigkeiten einer direkten Messung der Verdunstung mittels Verdunstungsgefäßen ist in der Literatur viel geschrieben worden. Es ist hier nicht der Platz, auf sie näher einzugehen (s. z.B. WÜST, 1954).

Der zweiten Methode liegen einmal die Wärmehaushaltsgleichung (s. Kap. 2), zum anderen das BOWEN-Verhältnis (s. Kap. 3.5) zugrunde. Damit ist zur rechnerischen Bestimmung der ozeanischen Verdunstung lediglich die Kenntnis des Strahlungsumsatzes ( $Q_S - Q_R - Q_{EA}$ ) vonnöten, wenn man von dem Vorhandensein der üblichen hydrometeorologischen Routinebeobachtungen (Luft-, Wasseroberflächentemperatur, relative Feuchte) absieht. Die Wärmehaushaltsmethode eignet sich deshalb in erster Linie für die Ermittlung der regionalen Verteilung von Verdunstungsgrößen in klimatologischen Zeiträumen (z. B. ALBRECHT, 1951).

Die dritte Methode zur Bestimmung der Verdunstung hat die unmittelbare Berechnung des vertikalen Wasserdampfstromes von der Meeresoberfläche zum Inhalt. Dieses Verfahren stößt auch heutzutage noch auf erhebliche Schwierigkeiten, weil speziell über den Wasserdampftransport in der laminaren Grenzschicht (mittels molekularer Diffusion) und darüber (mittels turbulentem Austausch) sowie über die Veränderungen der Grenzschicht und der turbulenten Austauschvorgänge in Abhängigkeit von Windgeschwindigkeit, Seegang und Temperaturschichtung keine zufriedenstellenden Aussagen gemacht werden können. Es muß in diesem Zusammenhang ganz besonders auf die meßtechnischen Probleme einer instrumentellen Bestimmung der Verdunstungsgröße im allgemeinen und des vertikalen Wasserdampfstromes im besonderen hingewiesen werden, die eine befriedigende Klärung des Verdunstungsproblems außerordentlich erschweren.

Unter den grundlegenden Arbeiten zur rechnerischen Bestimmung der Verdunstungsgröße müssen an erster Stelle die theoretischen Untersuchungen von SVERDRUP (1936) und MONTGOMERY (1940) genannt werden, die unter Berücksichtigung z. B. veränderlicher Grenzschicht- und Rauigkeitsverhältnisse der Meeresoberfläche zu komplizierten Ausdrücken gelangten.

Die SVERDRUPSCHEN Verdunstungsbeziehung läßt sich nach vereinfachenden Annahmen auf folgende Form bringen:

$$V = \frac{c(e_W - e_z) v_z}{d \left[ \log \left( \frac{z + z_0}{z_0} \right) \right]^2 + \Delta z \cdot v_z}. \quad (29)$$

Berücksichtigung finden also neben der Dampfdruckdifferenz Wasser—Luft, der Windgeschwindigkeit und der Meßhöhe über dem Meeresniveau die Rauigkeitshöhe der Meeresoberfläche und die Dicke der laminaren Grenzschicht. Beide Größen sind Funktionen der Windgeschwindigkeit.

MONTGOMERY (1940) gelangte über den einfachen Ansatz

$$V = -A \frac{dq}{dz} \quad (30)$$

nach Elimination des Austauschkoeffizienten für den Wasserdampf durch

$$A = \rho \alpha_0 v^* z \quad (31)$$

und Einführung des Verdunstungskoeffizienten  $\Gamma$  mit

$$\Gamma = -\frac{1}{q_W - q_z} \frac{dq}{d \ln z} \quad (32)$$

zu nachstehender grundlegender Beziehung:

$$V = \rho \alpha_0 v^* \Gamma (q_W - q_z) \quad [\text{g/cm}^2\text{s}]. \quad (33)$$

Eliminiert man noch die Schubspannungsgeschwindigkeit  $v^*$  durch

$$v^* = \gamma_r \cdot v, \quad (34)$$

dann folgt:

$$V = \rho \alpha_0 \gamma_r \Gamma_z (q_W - q_z) v_z. \quad (35)$$

$\Gamma_z$ ,  $q_z$  und  $v_z$  sind auf die Meßhöhe  $z$  bezogen.

Die Anwendung dieser Beziehung wird deshalb so problematisch, weil der Reibungskoeffizient  $\gamma_r$  und der Verdunstungskoeffizient  $\Gamma_z$  keine Konstanten sind, sondern komplizierte Funktionen der Windgeschwindigkeit, der Rauigkeit der Meeresoberfläche, des Bezugsniveaus über dem Meeresspiegel und des vertikalen Temperaturgradienten der wassernahen Luftschichten darstellen.

Insbesondere gehen die Zahlenangaben über die Größe des Reibungskoeffizienten

$$\gamma_r = \frac{\alpha_0}{\ln \frac{z + z_0}{z_0}} \quad (36)$$

auseinander (s. DIETRICH, 1957). EKMAN (1923) ermittelte für  $\gamma_r^2$  einen Wert von  $2,6 \cdot 10^{-3}$  (entsprechende Rauigkeitslänge  $z_0 = 0,6$  cm), der auch durch ROSSBY (1936) und PALMÉN und LAURILA (1938) bestätigt werden konnte (Meßhöhe  $z = 6$  m). Nach Untersuchungen NEUMANN'S (1948) ist der Reibungskoeffizient  $\gamma_r$  als Funktion der Windgeschwindigkeit in der Form

$$\gamma_r^2 = \frac{9 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{v}} \quad (37)$$

darstellbar. Auch MUNK (1947) findet eine Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Windgeschwindigkeit, allerdings nicht in Form einer stetigen Funktion. Seinen Ermittlungen zufolge wächst bei einer kritischen Geschwindigkeit von ca. 7 m/s  $\gamma_r^2$  abrupt auf einen mehr als dreifachen Wert an (von  $0,8 \cdot 10^{-3}$  auf  $2,6 \cdot 10^{-3}$ ). Dieses Ergebnis ist insofern von besonderem Interesse, als sich unmittelbar ein Vergleich mit dem Verhalten des Verdunstungskoeffizienten  $\Gamma$  bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten aufzwingt. Auch  $\Gamma$  erfährt nach Untersuchungen MONTGOMERY'S (1940) bei Windgeschwindigkeiten zwischen

6–7 m/s eine sprunghafte Zunahme, deren Erklärung nach MONTGOMERY zu suchen ist in einer plötzlichen Veränderung der bei geringeren Windgeschwindigkeiten hydrodynamisch glatten Meeresoberfläche zu einer hydrodynamisch rauhen Oberfläche (mit  $z_0 = 0,6$  cm nach SVERDRUP, 1951) und einem damit verbundenen plötzlichen Anwachsen des turbulenten Austausches über der Meeresoberfläche. Die Frage, inwieweit es dabei zu Veränderungen bzw. gar zu einer völligen Zerstörung der laminaren Grenzschicht unmittelbar an der Meeresoberfläche kommt, kann angesichts der enormen meßtechnischen Schwierigkeiten nicht annähernd befriedigend beantwortet werden.

OKUDA und HAYAMI (1959) beobachteten bei Verdunstungsmessungen im Labor sogar zwei „kritische“ Windgeschwindigkeiten: die eine bei 3 m/s, eine weitere bei 17 m/s. Das nochmalige Anwachsen des Verdunstungsfaktors bei  $v = 17$  m/s bringen OKUDA und HAYAMI in Zusammenhang mit der sich von der Wasseroberfläche ablösenden Gischt — eine Möglichkeit der Deutung, die auch schon von SVERDRUP (1945) in Erwägung gezogen worden war. Sicherlich kann diesem Effekt aber nur lokale Bedeutung zugesprochen werden, der bei der Betrachtung von klimatologischen Verdunstungssummen (z. B. Dekaden-, Monatssummen) kaum noch nennenswert ins Gewicht fällt (LAEVASTU, 1960). Leider stützen sich diese Schlußfolgerungen nur auf eine sehr beschränkte Zahl von Messungen und Beobachtungen, deren allgemeine Aussagekraft infolge des stichprobenhaften Charakters der Untersuchungen beträchtlich eingengt wird.

Im einzelnen sei auf die Untersuchungen von MILLAR (1937) und MONTGOMERY (1940) hingewiesen.

JACOBS (1951) teilt für den Verdunstungs- und Reibungskoeffizienten folgende Zahlenwerte mit ( $V$  in  $\text{g/cm}^2\text{s}$ , 6 m Meßhöhe):

	$\gamma_r$	$\Gamma$
glatte Meeresoberfläche ( $v'_z < 650$ cm/s):	0,030	0,085
raue Meeresoberfläche ( $v'_z > 650$ cm/s):	0,059	0,148

Die Verdunstungsformel (35) schreibt sich dann, wenn für die spezifische Feuchte  $q$  der leichter zugängliche Dampfdruck  $e$  durch ( $q = 0,623 e/p$ ) mit  $p = 1000$  mb und  $\rho = 1,25 \cdot 10^{-3}$   $\text{g/cm}^3$  gesetzt wird, wie folgt:

$$\text{glatte Meeresoberfläche: } V = 2,8 \cdot 10^{-6} (e_W - e_z) v'_z, \quad (38)$$

$$\text{raue Meeresoberfläche: } V = 9,8 \cdot 10^{-6} (e_W - e_z) v'_z \quad [\text{g/cm}^2\text{h}]. \quad (39)$$

JACOBS empfiehlt zur Berechnung stündlicher Verdunstungswerte aus Mittelwerten des Dampfdrucks und der Windgeschwindigkeit folgende kombinierte Formel:

$$V = 2,8 \cdot 10^{-6} \{n [(e_W - e_z) v'_z]_{v'_z < 650} + 3,5 m [(e_W - e_z) v'_z]_{v'_z > 650}\} \quad [\text{g/cm}^2\text{h}]. \quad (40)$$

Alle diese auf theoretischer Grundlage abgeleiteten Beziehungen zur Berechnung der Verdunstung haben in der Praxis hauptsächlich wegen des Arbeitsaufwandes, den sie erfordern, nur selten Anwendung gefunden. Viel populärer ist eine von SVERDRUP (1942) mitgeteilte einfachere Beziehung, die praktisch eine auf Grund



mehrerer Vernachlässigungen zustande gekommene Kurzform seiner komplizierteren Verdunstungsformel (29) darstellt und sich ebensogut auch aus der MONTGOMERYschen Verdunstungsformel (35) ableiten läßt:

$$V = k_z (e_W - e_z) v_z \quad (41)$$

Diese Beziehung, die zuweilen auch als JACOBSSche Verdunstungsformel bezeichnet wird (DIETRICH, 1957; KANGOS, 1960) und in der sowjetischen Literatur als Verdunstungsformel von SCHULEJKIN (POPOV, 1961) bzw. SAMOJLENKO (MAKEROV, 1961; PRUSENKOV, 1962) bekannt geworden ist, ist in der Literatur sehr häufig zur Berechnung klimatologischer Verdunstungswerte herangezogen worden.

Über die Größe des Verdunstungsfaktors  $k_z$ , der — wie weiter oben festgestellt werden konnte — nur bedingt als Konstante anzusehen ist, liegen die unterschiedlichsten Angaben vor:

JACOBS (1951) berechnete aus der MONTGOMERYschen Verdunstungsformel (35) unter Verwendung klimatologischer Mittelwerte der spezifischen Feuchte und der Windgeschwindigkeit und von aus der Wärmehaushaltsgleichung abgeschätzten Verdunstungswerten für vier Gebiete des Nordatlantiks und -pazifiks Werte für den Verdunstungsfaktor  $k_z$ , deren Mittelwert  $\bar{k}_z = 6 \cdot 10^{-6}$  ( $V$  in  $\text{g/cm}^2\text{h}$ ) der SVERDRUPschen Formel folgende Form verleiht:

$$V = 0,142 (e_W - e_z) v_z \quad [\text{mm}/24 \text{ h}] \quad (42)$$

Der JACOBSSche  $k_z$ -Wert liegt also z.T. beträchtlich über den Verdunstungsfaktoren anderer Autoren. So ermittelte SCHULEJKIN (1932, 1958) für  $k_z$  einen Wert von 0,100, der — offenbar unabhängig von SCHULEJKIN — später durch SVERDRUP (1945) mit  $k_z = 0,099$  praktisch bestätigt werden konnte. SAMOJLENKO (1952) (nach PRUSENKOV, 1962) berechnete  $k_z$  zu 0,105, während SIMOJOKI (1949) einen Wert von  $k_z = 0,110$  mitteilt. MASUZAWA (1952) rechnete mit  $k_z = 0,093$  und PRIVETT (1960) mit  $k_z = 0,114$ . Die mitgeteilten Verdunstungsfaktoren beziehen sich alle auf eine Meßhöhe (Windgeschwindigkeit und Dampfdruck) von 6 m über dem Meeresniveau.

Es soll an dieser Stelle noch einmal darauf aufmerksam gemacht werden, daß der Verdunstungsfaktor  $k_z$  nur bedingt als Konstante angesehen werden darf. Es gilt als sicher, daß Verdunstungsformeln mit einem mittleren  $k_z$ -Wert bei geringen Windgeschwindigkeiten zu hohe und bei hohen Windgeschwindigkeiten zu niedrige Verdunstungswerte liefern. Dafür verantwortlich zu machen ist — wie weiter oben bereits ausgeführt worden war — das anomale Verhalten des Verdunstungsfaktors bei Überschreitung einer gewissen „kritischen“ Windgeschwindigkeit (MONTGOMERY, 1940).

Im Zusammenhang mit den Verdunstungsformeln von SVERDRUP und MONTGOMERY muß eine weitere Beziehung zur Berechnung der Verdunstungsgröße genannt werden, die ebenfalls auf der Grundlage der Theorie des vertikalen Wasserdampftransportes entwickelt wurde und von DEVIK (1932) stammt:

$$Q_v = 72,5 \frac{T}{p} \sqrt{v_z + 0,3} (e_W - e_z) [\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ 24 h}] \quad (43)$$

Diese Beziehung, die ja ursprünglich für die Verdunstungsverhältnisse von Binnenwasserflächen abgeleitet worden war, hat in die maritime Verdunstungsrechnung kaum Eingang gefunden. Lediglich HELA (1951) verwendete die DEVIKsche Formel zur Berechnung der Verdunstung in der Ostsee.

Eine weitere Gruppe von Verdunstungsformeln, hauptsächlich auf empirischer Basis gewonnen, läßt sich auf folgende Form zurückführen:

$$V = (i + j \cdot v_z) (k e_W - e_z) \quad (44)$$

Genannt seien hier nur die Beziehungen von ROHWER (1931):

$$V = (0,26 + 0,154 v_0) (0,98 e_W - e_z) \quad [\text{mm}/24 \text{ h}] \quad (45)$$

und von KOHLER (1954):

$$V = (0,13 + 0,138 v) (e_W - e_z) \quad [\text{mm}/24 \text{ h}] \quad (46)$$

Die KOHLERSche Beziehung wurde aus Verdunstungsmessungen auf einem Binnensee abgeleitet und ist sicherlich nicht so ohne weiteres auf maritime Verhältnisse übertragbar.

Die in der Literatur kaum bekannt gewordene Verdunstungsformel von ROHWER ist erst in den letzten Jahren durch LAEVASTU (1960) in den Vordergrund gerückt worden, obwohl LAEVASTUS Untersuchungen nicht diese ursprüngliche (mit  $v$  im Meeresspiegelniveau), sondern eine modifizierte ROHWERSche Formel zugrunde liegt, die die Angabe der Windgeschwindigkeit und des Dampfdruckes in 8 m Höhe über dem Meeresspiegel verlangt. Nach einer Auswertung der jüngsten Windprofilmessungen über See nimmt LAEVASTU relativ zum Meeresniveau im Mittel eine Verdopplung der Windgeschwindigkeit in 8 m Höhe an. Die von LAEVASTU modifizierte ROHWERSche Verdunstungsformel lautet demnach:

$$V = (0,26 + 0,077 v) (0,98 e_W - e_z) \quad [\text{mm}/24 \text{ h}] \quad (47)$$

Ein Vergleich der nach der ROHWERSchen Beziehung berechneten Verdunstungsbeträge mit einer Verdunstungsmeßreihe von JACOBS und CLARKE (1943) (Reduktionsfaktor: 0,65) ergab durchaus zufriedenstellende Ergebnisse.

Über die Größe des latenten Wärmestroms bei negativer Dampfdruckdifferenz ( $e_W - e_z < 0$  (Kondensation auf der Meeresoberfläche)) läßt sich nur sehr schwer eine Aussage machen, weil das Problem meßmethodisch kaum zugänglich ist. Die einschlägigen Verdunstungsformeln dürften sich nicht für eine Berechnung des latenten Wärmestroms im Falle der Kondensation des Wasserdampfes auf der Meeresoberfläche eignen, schon deshalb nicht, weil zu erwarten ist, daß infolge der gegenüber dem Verdunstungsfall wesentlich stabileren thermischen Schichtung der wassernahen Luftmasse und des damit verbundenen verringerten vertikalen Austausches der vertikale Wasserdampf- und damit Wärmetransport beträchtlich eingeschränkt wird. LAEVASTU (1960) empfiehlt zur Berechnung des latenten Wärmestroms im Kondensationsfall die Verwendung der ROHWERSchen Verdunstungsformel (47) unter Fortfall der Konstanten 0,26:

$$K = 0,077 (e_W - e_z) v \quad [\text{mm}/24 \text{ h}] \quad (48)$$

Eine Überprüfung der Beziehung durch Beobachtungen steht noch aus.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß in der Reihe der Wärmehaushaltskomponenten die Verdunstung im weitaus größten Maße am Wärmeverlust der Meeresoberfläche (Ostsee) beteiligt ist, gleichzeitig aber auch sowohl einer rechnerischen wie instrumentellen Bestimmung die meisten Schwierigkeiten in den Weg legt. Die Vielzahl der in der Literatur verbreiteten Verdunstungsformeln kann als Ausdruck der Problematik des Verdunstungsprozesses auf der einen Seite und der Unzulänglichkeiten der Meßmethoden auf der anderen Seite aufgefaßt werden.

Die Abhängigkeit der Verdunstungsgröße von den meteorologischen Bedingungen der Atmosphäre dürfte weit komplizierter sein, als in den einschlägigen Verdunstungsformeln zum Ausdruck kommt. Erst eine systematische Analyse des Verdunstungsprozesses in Verbindung mit einwandfreien Verdunstungsmessungen kann die Voraussetzung für eine Verbesserung des Wissens über den Verdunstungsprozeß auf dem Meer schaffen (s. auch DEFANT, 1961).

### 3.5 Konvektiver Wärmestrom $Q_K$

Neben der effektiven Ausstrahlung und der Verdunstung (bzw. Kondensation) trägt noch eine dritte Hauptkomponente der Wärmehaushaltsgleichung zum Wärmeaustausch zwischen der Wasseroberfläche und den darüberliegenden unteren Luftschichten bei, die sich — bedingt durch den praktisch immer vorhandenen Temperaturunterschied Wasser—Luft — aus zwei Teilkomponenten zusammensetzt: einmal aus dem unmittelbaren Wärmeaustausch zwischen der Meeresoberfläche und den untersten Luftschichten mittels physikalischer Wärmeleitung und zum anderen aus dem turbulenten Wärmeaustausch mittels regellos über der Wasseroberfläche auf- und absteigender Luftquanten. Der Anteil des aus der physikalischen Wärmeleitung stammenden Wärmebetrages am Gesamtwärmeaustausch kann gegenüber dem dominierenden turbulenten Austausch ohne weiteres vernachlässigt werden. Im folgenden wird deshalb immer nur vom turbulenzbedingten konvektiven Wärmestrom die Rede sein.

Eine instrumentelle Bestimmung des konvektiven Wärmestroms stößt ebenso wie bei der Verdunstung auf große Schwierigkeiten, so daß man sich fast ausnahmslos mit einer rechnerischen Ermittlung von  $Q_K$  begnügen muß. In der Literatur ist eigentlich nur ein einziges Gerät zur Messung des konvektiven Wärmestromes bekannt geworden: das sog. Evaporometer von SCHULEJKIN (1932).

Für den turbulenten Wärmetransport von der Wasseroberfläche zu den untersten Luftschichten und umgekehrt gilt ganz allgemein:

$$Q_K = -c_p A_w \left( \frac{dt_L}{dz} + \gamma_{ad} \right). \quad (49)$$

Für eine quantitative Bestimmung des konvektiven Wärmestroms läßt sich diese Beziehung kaum verwenden, weil weder der Austauschkoeffizient über der Meeresoberfläche noch der Temperaturgradient in den Luftschichten unmittelbar an der Meeresoberfläche ausreichend genau bekannt sind. Es mußte also versucht wer-

den, den konvektiven Wärmestrom in Beziehung zu setzen zu meßmethodisch leichter zugänglichen Parametern. Im Ergebnis dieser Bemühungen ist eine ganze Reihe von empirischen und halbempirischen Formeln bekannt geworden, die sich insg. auf drei Berechnungsverfahren reduzieren lassen: auf die Berechnung mittels

1. des BOWEN-Verhältnisses

$$R = \frac{Q_K}{Q_V} = 0,65 \frac{p}{1000} \left( \frac{t_W - t_z}{e_W - e_z} \right), \quad (50)$$

2. der Formel von SAMOJLENKO

$$Q_K = a_2 (t_W - t_z) v_z, \quad (51)$$

3. der Formel von KUZMIN

$$Q_K = \frac{c_1 (t_W - t_z) v_z}{d_1 \left[ \ln \left( \frac{z + z_0}{z_0} \right) \right]^2 + \Delta z \cdot v_z}. \quad (52)$$

Dem Verfahren zur Berechnung des konvektiven Wärmestroms mit Hilfe des BOWEN-Verhältnisses liegt der Gedanke zugrunde, daß der latente und der konvektive Wärmestrom durch ein und denselben Prozeß gesteuert werden, nämlich durch den turbulenten Austausch über der Meeresoberfläche. Demzufolge kann angenommen werden, daß der vertikale Wärmetransport  $Q_K$  und der vertikale Feuchtetransport  $Q_e$  im allgemeinen einander proportional sind. Dieser Zusammenhang war bereits 1915 von SCHMIDT erkannt worden, der auf der Grundlage der Wärmehaushaltsgleichung jährliche Verdunstungswerte in ihrer zonalen Abhängigkeit berechnet hatte. Die von SCHMIDT für das Verhältnis  $R = Q_K/Q_V$  ermittelten Werte liegen sämtlich zwischen 0,28 (Äquator) und 1,67 (70° N oder S).

ÄNGSTRÖM (1920) berechnete für mittlere ozeanische Verhältnisse ein  $R = 0,10$ , das MOSBY (1936) voll bestätigen konnte. Der durch konvektive Wärmeströme bedingte Wärmeverlust des Weltmeeres erreicht danach im Mittel nur 10% des durch den latenten Wärmestrom verursachten Verlustes an Wärmeenergie.

JACOBS (1942) machte auf die ausgeprägte jahreszeitliche und zonale Abhängigkeit von  $R$  aufmerksam. Seinen Untersuchungen zufolge erhöht sich  $R$  im Jahresmittel auf der Nordhalbkugel von 0,10 am Äquator auf 0,53 in 70° N und (nach SVERDRUP, 1951) auf der Südhalbkugel von 0,10 auf 0,25 in 70° S. Dieser offensichtliche Unterschied in der Breitenabhängigkeit von  $R$  zwischen Nord- und Südhalbkugel findet sich in den jüngsten Untersuchungen ALBRECHTS (1961) nicht bestätigt. ALBRECHT teilt für das Weltmeer folgende  $R$ -Jahresmittel mit:

°nördl. Breite					°südl. Breite				
60–50	50–40	40–30	20–10	10–0	0–10	10–20	20–30	30–40	50–60
0,27	0,16	0,21	0,07	0,10	0,11	0,14	0,12	0,15	0,26

Für die Verhältnisse des Weltozeans insgesamt bestimmte ALBRECHT ein mittleres  $R$ -Verhältnis von  $R = 0,15$  (zum Vergleich: bei ÄNGSTRÖM  $R = 0,10$ , s. oben).



Die zuletzt mitgeteilten  $R$ -Werte waren im Unterschied zu den Untersuchungen von SCHMIDT und ÅNGSTRÖM nicht auf der Basis der Wärmehaushaltsgleichung, sondern mittels des BOWEN-Verhältnisses gewonnen worden, das 1926 erstmalig von BOWEN abgeleitet worden war und die Berechnung von  $R$  allein aus hydro-meteorologischen Beobachtungsparametern gestattet:

$$R = \frac{Q_K}{Q_V} = 0,65 \frac{p}{1000} \left( \frac{t_W - t_z}{e_W - e_z} \right); \quad (50)$$

für  $p = 1000 \text{ mb}$ :

$$Q_K = 0,65 \left( \frac{t_W - t_z}{e_W - e_z} \right) Q_V = R \cdot Q_V. \quad (53)$$

Diese Beziehung ist in der Literatur immer wieder zur Berechnung sowohl des konvektiven wie auch des latenten Wärmestroms herangezogen worden; es seien hier nur die Untersuchungen von CUMMINGS und RICHARDSON (1927), JACOBS (1942) und MASUZAWA (1952) genannt. Die Verwendung der BOWENSCHEN Beziehung zur Berechnung beispielsweise des konvektiven Wärmestroms setzt entweder die Kenntnis des für den betreffenden Ort und die betreffende Zeit maßgeblichen  $R$ -wertes oder der entsprechenden hydrometeorologischen Elemente (Temperatur- und Feuchtedifferenz Wasser—Luft) voraus sowie in beiden Fällen die Kenntnis des Verdunstungswertes.

Auf die Grenzen der Anwendbarkeit des BOWEN-Verhältnisses für  $Q_V$ - oder  $Q_K$ -Berechnungen hat besonders SVERDRUP (1943) aufmerksam gemacht. So können im Einzelfall teilweise beträchtliche Abweichungen von den aus der BOWEN-Beziehung zu erwartenden Verhältnissen zustandekommen, deren Ursachen in erster Linie zu suchen sind in einer nicht erlaubten Vernachlässigung des strahlungsbedingten Wärmetransportes durch die laminare Grenzschicht bzw. des Gischteffektes (Vergrößerung der Wasseroberfläche) bei hohen Windgeschwindigkeiten. In extremen Fällen können sogar konvektive und latente Wärmeströme mit gegenläufiger Tendenz auftreten (SAMOJLENKO, 1959).

Das BOWEN-Verhältnis läßt sich sehr einfach in die Konvektionsformel von SAMOJLENKO überführen, wenn der Term  $Q_V$  durch die vereinfachte SVERDRUPSCHEN Verdunstungsformel (41) eliminiert wird:

$$Q_K = 0,65 \frac{p}{1000} \left( \frac{t_W - t_z}{e_W - e_z} \right) [k_2 L (e_W - e_z) v_z]$$

für  $p = 1000 \text{ mb}$

$$L = 585 \text{ cal/g: } Q_K = 0,65 k_2 L (t_W - t_z) v_z$$

$$Q_K = a_2 (t_W - t_z) v_z. \quad (54)$$

Diese Beziehung, die in ihrem Aufbau völlig der vereinfachten SVERDRUPSCHEN Verdunstungsformel (41) ähnelt, nur, daß an die Stelle der Dampfdruckdifferenz Wasser—Luft die Temperaturdifferenz Wasser—Luft und an die Stelle des Verdunstungsfaktors  $k_2$  der Konvektionsfaktor  $a_2$  tritt, hat in der Literatur vor allem wegen ihrer Einfachheit zur Berechnung des konvektiven Wärmestroms innerhalb klimatologischer Zeiträume (Tag und mehr) weite Verbreitung gefunden.

In der sowjetischen Literatur (SCHULEJKIN, 1959; POPOV und Mitarb., 1961) wird Formel (54) meist als SAMOJLENKOSCHE Konvektionsformel bezeichnet, obwohl SCHULEJKIN bereits 1932 eine ähnliche Beziehung in Auswertung von Bordmessungen des konvektiven Wärmestroms mittels seines Evaporometers (s. oben) abgeleitet hatte. Die SCHULEJKINSCHEN Formel unterscheidet sich von der SAMOJLENKOSCHEN — abgesehen von den Konvektionsfaktoren — lediglich im Windterm. Während SAMOJLENKO aus theoretischen Überlegungen heraus sowohl im Fall  $(t_W - t_z) > 0$  wie auch im Fall  $(t_W - t_z) < 0$  den konvektiven Wärmestrom als Funktion der Windgeschwindigkeit darstellt, ist nach SCHULEJKIN nur im Fall  $(t_W - t_z) < 0$  der konvektive Wärmestrom als Funktion der Windgeschwindigkeit aufzufassen. Im umgekehrten Fall bestände kein Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Konvektion. Diese irrierte Annahme ist offensichtlich in den letzten Jahren von SCHULEJKIN fallengelassen worden, denn in einer seiner letzten Veröffentlichungen spricht sich SCHULEJKIN (1959) für die Gültigkeit der Konvektionsformel von SAMOJLENKO (1946, 1959) in beiden Fällen aus, nachdem SAMOJLENKO nachweisen konnte, daß das SCHULEJKINSCHEN Evaporometer keine repräsentativen Meßwerte zu liefern vermag.

SAMOJLENKO (1959) entwickelte auf der Grundlage der Theorie des turbulent-konvektiven Austausches in den unteren Schichten über der Meeresoberfläche nachstehende Beziehung:

$$Q_K = \alpha_0^2 \varrho \frac{c_p}{\left[ \ln \left( \frac{z + z_0}{z_0} \right) \right]^2} v_z (t_W - t_z), \quad (55)$$

aus der, vereinfacht durch

$$a_2 = \alpha_0^2 \varrho \frac{c_p}{\left[ \ln \left( \frac{z + z_0}{z_0} \right) \right]^2}, \quad (56)$$

die schon oben mitgeteilte einfache SAMOJLENKOSCHE Konvektionsformel (54) resultiert:

$$Q_K = a_2 (t_W - t_z) v_z. \quad (51)$$

Bei Vorhandensein einer laminaren Grenzschicht unmittelbar an der Wasseroberfläche schreibt SAMOJLENKO Formel (51) zu

$$Q_K = a'_2 (t_W - t_z) v_z \quad (57)$$

mit

$$a'_2 = \frac{a_2}{1 + \frac{a_2 b_z}{k_3}} < a_2, \quad b_z = f(v_z, \Delta z). \quad (58)$$

Für die beiden Konvektionsfaktoren  $a_2$  und  $a'_2$  teilt SAMOJLENKO in Abhängigkeit vom Meßniveau  $z$  über der Meeresoberfläche nachstehende Zahlenwerte mit (im cgs-System):

$z$ [m]	0,5	1	2	4	6	8	10	20
$a_2 \cdot 10^5$	0,28	0,19	0,14	0,12	0,105	0,095	0,090	0,075
$a_2' \cdot 10^6$	0,75	0,61	0,52	0,44	0,40	0,38	0,36	0,33
$a_2'$	6,47	5,27	4,49	3,80	3,45	3,28	3,11	2,85
						$Q_k$ in [cal/cm <sup>2</sup> 24h]		

Der Zahlenwert des Konvektionsfaktors liegt nach SAMOJLENKO demnach (für die übliche Meßhöhe von 6 m) bei 3,45 ( $Q_k$  in cal/cm<sup>2</sup> 24 h). Zum Vergleich sei noch angeführt, daß PRIVETT (1960) mit einem Konvektionsfaktor von  $a_2 = 2,29$  rechnete, während KANGOS (1960) seinen Berechnungen den Faktor  $a_2 = 5,53$  zugrunde legte.

Zu den Konvektionsformeln vom SAMOJLENKOSCHEN Typ ist auch die 1960 von LAEVASTU mitgeteilte Beziehung zu zählen, die sofort aus dem BOWEN-Verhältnis durch Eliminierung des  $Q_v$ -Terms mittels der von LAEVASTU modifizierten ROHWERSCHEN Verdunstungsformel (47) folgt:

$$Q_K = 39,0 (0,26 + 0,077 \cdot v) (t_W - t_z) \quad [\text{cal/cm}^2 \text{ 24 h}] . \quad (59)$$

Gleichzeitig empfiehlt LAEVASTU zur Berechnung des zur Wasseroberfläche gerichteten konvektiven Wärmestroms die Verwendung einer modifizierten Konvektionsformel, weil zu erwarten ist, daß im Falle  $(t_W - t_z) < 0$  infolge der zwangsläufig stabileren thermischen Schichtung der wassernahen Luftmasse und des damit verbundenen verringerten turbulenten Austausches über der Wasseroberfläche der konvektive Wärmestrom nicht einfach aus Formel (59) durch Umkehr des Vorzeichens berechenbar ist. LAEVASTU empfiehlt eine Berücksichtigung dieser Tatsache (wie im Verdunstungsfall) durch Fortfall der Konstante 0,26 in Formel (59):

$$\begin{aligned} Q_K' &= 39,0 \cdot 0,077 v (t_W - t_z) , \\ Q_K' &= 3 v (t_W - t_z) \quad [\text{cal/cm}^2 \text{ 24 h}] . \end{aligned} \quad (60)$$

Eine Überprüfung dieser Beziehung, die sicherlich nur als grobe Näherungsformel anzusehen ist, durch Beobachtungen steht wie im Kondensationfall (48) noch aus.

Aus dem BOWEN-Verhältnis läßt sich schließlich auch die Formel von KUZMIN herleiten, indem einfach für den Verdunstungsterm  $Q_v$  die SVERDRUPSCHEN Verdunstungsformel (29) gesetzt wird. KUZMIN (1938) (später auch SAITO, 1944) gelangte auf diese Weise zu folgender Formel:

$$Q_K = \frac{c_1 (t_W - t_z) v_z}{d_1 \left[ \ln \left( \frac{z + z_0}{z_0} \right) \right]^2 + \Delta z \cdot v_z} . \quad (61)$$

Eine Anwendung dieser Beziehung zur Berechnung des konvektiven Wärmestroms ist meines Wissens nur durch MIYAZAKI (1949) bekannt geworden mit  $c_1 = 4,15$  und  $d_1 = 5,742$  ( $z = 0,16$  cm,  $Q_K$  in cal/cm<sup>2</sup> 24 h).

Zum Abschluß sei noch eine Formel genannt, die bereits 1932 von DEVIK mitgeteilt worden war und ebenso wie seine Verdunstungsformel (43) strenggenommen nur für Binnenwasserverhältnisse gilt:

$$Q_K = 0,0439 T_W \sqrt{v_z + 0,3} (t_W - t_z) \quad [\text{cal/cm}^2 \text{ 24 h}] . \quad (62)$$

Trotzdem ist die DEVIKSCHEN Beziehung von HELA (1951) zur Berechnung des konvektiven Wärmestroms in der Ostsee herangezogen worden (s. auch 3.4).

Zusammenfassend soll noch einmal unterstrichen werden, daß die dem Ozean durch konvektive Wärmeströme entzogenen oder zugeführten Wärmebeträge — wie aus den jüngsten Untersuchungen ALBRECHTS hervorgeht (s. oben) — trotz des relativ kleinen  $R$ -Jahresmittelwerts (Weltozean) von 0,10 bis 0,15 in den gemäßigten Breiten und zu gewissen Jahreszeiten die Wärmebilanz der Meeresoberfläche in beträchtlichem Maße modifizieren können, eine Tatsache, der ganz besondere Bedeutung in der Abkühlungsperiode des Ozeans zukommt. So wächst nach den Untersuchungen ALBRECHTS der konvektive Wärmestrom in 55° N in der Abkühlungsperiode (September bis Februar) auf 50 bis 60% des durch den latenten Wärmestrom verursachten Wärmeverlustes der Meeresoberfläche an.

Im allgemeinen kann angenommen werden, daß die Parallelität in den zeitlichen Änderungen der latenten und konvektiven Wärmeströme im großen und ganzen gewahrt bleibt, bedingt durch die Tatsache, daß beide Wärmeströme durch ein und denselben Prozeß, nämlich den turbulenten Austausch über der Meeresoberfläche, gesteuert werden.

Ein unmittelbarer Vergleich der berechneten konvektiven Wärmeströme mit gemessenen Werten ist nicht möglich, weil bis auf den Tag noch keine geeignete Meßmethode zur instrumentellen Bestimmung der konvektiven Komponente der Wärmehaushaltsgleichung zur Verfügung steht.

#### 4. Schlußfolgerungen

Das Hauptziel der vorliegenden Literaturzusammenstellung war — wie schon eingangs erwähnt — in erster Linie darin gesehen worden, einen wenn auch groben Überblick über die Vielzahl der empirischen und halbempirischen Verfahren zur Berechnung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Meeresoberfläche zu geben und die Verfahren abzugrenzen, die die Berechnung der Wärmebilanz des Meeres allein auf der Grundlage des Beobachtungsmaterials hydrometeorologischer Stationen (Feuerschiffe, Küstenstationen u. a.) gestatten.

Im Ergebnis dieser Untersuchung, die keineswegs Anspruch auf Vollständigkeit erheben will, wurde nicht zuletzt deutlich, daß die nahezu verwirrende Vielfalt von Verfahren zur empirischen Berechnung der Hauptkomponenten des Wärmehaushaltes der Meeresoberfläche die Notwendigkeit einer sorgfältigen Auswahl derselben verlangt. So galt es, ganz besonders jene Berechnungsverfahren auszuklammern, die unter kontinentalen Bedingungen abgeleitet worden waren und die zwangsläufig unter ozeanischen Verhältnissen zu fehlerhaften Ergebnissen führen müssen.



Die Prüfung der praktischen Anwendbarkeit der Berechnungsverfahren, die durchweg ohne größeren Arbeitsaufwand durchgeführt wurde und damit auch nur als eine vorläufige anzusehen ist, erlaubt nachstehende Schlußfolgerungen:

Zur empirischen Berechnung der einfallenden *Globalstrahlung*  $Q_S$  ist — sofern am Untersuchungsort oder in seiner Nachbarschaft keine Meßreihe der Globalstrahlung zur Verfügung steht — die Formel von ALBRECHT (10) zu empfehlen, die mit einem Minimum an Beobachtungsparametern auskommt; sie verlangt lediglich die Kenntnis der mittleren Mittagshöhe der Sonne und des Verhältnisses des Bedeckungsgrades der Gesamtbewölkung zum Bedeckungsgrad der tiefen Wolken. Beim Vorhandensein von Registrierungen der Sonnenscheindauer dürfte auch die von MATZKE stammende Strahlungsformel (7) gute Dienste leisten. Dagegen liefert die in der Literatur sehr häufig verwendete ÄNGSTRÖMSche Strahlungsformel (5), die im Gegensatz zu den Formeln von ALBRECHT und MATZKE lediglich eine lineare Funktion zwischen Globalstrahlung und Bedeckungsgrad zum Ausdruck bringt, grundsätzlich zu niedrige Strahlungssummen.

Obwohl eine jahreszeitliche Variierung des *Reflexanteils* der Globalstrahlung (*Albedo* der Meeresoberfläche) bei klimatologischen Wärmehaushaltsbetrachtungen im allgemeinen als durchaus ausreichend zu betrachten ist, so scheint es in Einzelfällen doch zweckmäßig, zur Berechnung der Albedo der Meeresoberfläche die Formel (15) von LAEVASTU heranzuziehen.

Zur Berechnung der *effektiven Ausstrahlung* der Meeresoberfläche dürfte die ÄNGSTRÖMSche Beziehung (16) unter Verwendung der von BOLZ und FALCKENBERG mitgeteilten Konstanten (21) und in Kombination mit dem annähernd quadratischen Bewölkungsterm von BOLZ (27) z. Z. allen anderen Ausstrahlungsformeln vorzuziehen sein. Demgegenüber sind bei Verwendung der ÄNGSTRÖMSchen Formel mit den von ÄNGSTRÖM und MÖLLER mitgeteilten Konstanten, die ausschließlich unter kontinentalen Verhältnissen abgeleitet worden waren, für die Meeresoberfläche überhöhte Werte der effektiven Ausstrahlung zu erwarten. Ebenso liegen die nach der LÖNNQUISTschen Formel (26) berechneten Ausstrahlungswerte über den Werten der Warnemünder Meßreihe von BOLZ und FALCKENBERG (bei wolkenlosem Himmel bis zu 25%).

Zur Berechnung des *latenten Wärmestroms* wird die Verwendung der ROHWERSchen Verdunstungsformel in der von LAEVASTU modifizierten Form (47) empfohlen; es muß nur Wert auf einen ausreichend weiten Berechnungszeitraum gelegt werden, der nach Möglichkeit eine Dekade nicht unterschreiten soll. Sehr unsichere Angaben sind dagegen von der ROHWERSchen Formel (48) im Kondensationsfall ( $e_W - e_z < 0$ ) zu erwarten; eine Überprüfung derselben durch Messungen steht noch aus.

Liegt den Berechnungen der Verdunstung die Formel von ROHWER zugrunde, dann scheint es zweckmäßig, zur Berechnung des *konvektiven Wärmestroms* die von LAEVASTU abgeleitete Konvektionsformel (59) heranzuziehen, die LAEVASTU unmittelbar aus dem BOWEN-Verhältnis durch Eliminierung des  $Q_V$ -Terms mittels der modifizierten ROHWERSchen Verdunstungsformel gewonnen hatte. Deshalb gelten für die Konvektionsformel (59) bezüglich des Berechnungsintervalls die

gleichen Forderungen wie für die Verdunstungsformel (47). Für den Fall ( $t_W - t_z < 0$ ) ist die LAEVASTUSche Konvektionsformel (60) ähnlich dem Kondensationsfall (48) nur als eine grobe Näherungsformel anzusehen.

Die soeben ausgewählten empirischen Formeln erlauben somit auf der Grundlage eines geeigneten hydrometeorologischen Beobachtungsmaterials die Berechnung der Wärmebilanz der Meeresoberfläche in ihrer zeitlichen Änderung. Auf den grundlegenden Wert numerischer Wärmehaushaltsbetrachtungen in einem geschichteten Meer für eine erfolgreiche Lösung des Problems der Wassertemperaturprognose soll in diesem Zusammenhang nur hingewiesen werden.

## 5. Symbolerklärung

- $a$  : Konstante in der ÄNGSTRÖMSchen Globalstrahlungsformel
- $a_1$  : Konstante in der ALBRECHTSchen Globalstrahlungsformel
- $a_2$  : Konstante in der SAMOJLENKOSchen Konvektionsformel
- $a_2'$  : Konstante in der SAMOJLENKOSchen Konvektionsformel bei Vorhandensein einer laminaren Grenzschicht
- $A$  : Austauschkoeffizient für Wasserdampf
- $A_W$  : Austauschkoeffizient für Wärmeenergie
- $b_1$  : Konstante in der ALBRECHTSchen Globalstrahlungsformel
- $b_2$  : Koeffizient in der SAMOJLENKOSchen Konvektionsformel
- $c$  : Koeffizient in der SVERDRUPSchen Verdunstungsformel
- $c_1$  : Koeffizient in der KUZMINSchen Konvektionsformel
- $c_p$  : Spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck
- $C$  } : Bedeckungsgrad der Gesamtbewölkung in ganzen Zahlen ( $0 \leq C \leq 10$ )
- $C_T$  }
- $C_H$  : Bedeckungsgrad der hohen Wolken in ganzen Zehnteln
- $C_L$  : Bedeckungsgrad der tiefen Wolken in ganzen Zehnteln
- $C_M$  : Bedeckungsgrad der mittelhohen Wolken in ganzen Zehnteln
- $C_k$  : Bedeckungsgrad der Gesamtbewölkung ( $0 \leq C_k \leq 1$ )
- $d$  : Koeffizient in der SVERDRUPSchen Verdunstungsformel
- $d_1$  : Koeffizient in der KUZMINSchen Konvektionsformel
- $e_0$  : Wasserdampfdruck in mb
- $e_W$  : Sättigungsdampfdruck bei der Temperatur der Wasseroberfläche in mb
- $e_z$  : Wasserdampfdruck der Luft in mb im Niveau  $z$  über dem Meeresspiegel
- $H_u$  : Feuchtefaktor in der LÖNNQUISTschen Ausstrahlungsformel
- $i$  } : Konstanten in der ROHWERSchen Verdunstungsformel
- $j$  }
- $k$  }
- $k'$  : Koeffizient in der BOLZschen Gegenstrahlungsformel
- $k_1$  : Koeffizient in der Ausstrahlungsformel von BUDYKO
- $k_2$  : Verdunstungsfaktor in der vereinfachten SVERDRUPSchen Verdunstungsformel

$k_3$	: Molekularer Wärmeleitkoeffizient der Luft
$K$	: An der Meeresoberfläche kondensierte Wassermenge in mm/24 h
$L$	: Verdunstungswärme des Wassers
$m_H$	} Konstanten im SCHULEJKINSchen Bewölkungsterm (Bewölkungskorrektur der effektiven Ausstrahlung)
$m_L$	
$m_M$	
$m$	} Stundenanteile der Windgeschwindigkeiten kleiner und größer 650 cm/s
$n$	
$o$	: Konstante in der ÄNGSTRÖMSchen Ausstrahlungsformel
$o'$	: $o' = 1 - o$
$o_1$	: Konstante in der BRUNTSchen Gegenstrahlungsformel
$o_1'$	: $o_1' = 1 - o_1$
$p$	: Luftdruck in mb
$p$	: Koeffizient in der ÄNGSTRÖMSchen Ausstrahlungsformel
$p_1$	: Koeffizient in der BRUNTSchen Gegenstrahlungsformel
$q$	: Spezifische Feuchte der Luft
$q_W$	: Spezifische Feuchte der Luft unmittelbar über der Meeresoberfläche
$q_z$	: Spezifische Feuchte der Luft im Niveau $z$ über der Meeresoberfläche
$Q_A$	: Langwellige Ausstrahlung der Meeresoberfläche
$Q_B$	: Wärmebilanz des Meeres
$Q_{EA}$	: Effektive Ausstrahlung der Meeresoberfläche
$Q_{(EA)_0}$	: Effektive Ausstrahlung der Meeresoberfläche bei wolkenlosem Himmel
$Q_G$	: Langwellige Gegenstrahlung der Atmosphäre
$Q_{G0}$	: Langwellige Gegenstrahlung der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel
$Q_K$	: Konvektiver Wärmestrom von der und zur Meeresoberfläche
$Q_R$	: Reflexstrahlung (Albedo) der Meeresoberfläche
$Q_S$	: Total einfallende Globalstrahlung
$Q_{S_0}$	: Total einfallende Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel
$Q_{ST}$	: Total einfallende Globalstrahlung bei bedecktem Himmel
$Q_V$	: Latenter Wärmestrom von der und zur Meeresoberfläche
$R$	: BOWEN-Verhältnis
$S$	: Relative Sonnenscheindauer ( $0 \leq S \leq 100$ )
$t$	: Temperatur in °C
$t_d$	: Tageslänge von Sonnenaufgang bis -untergang in Minuten
$t_L$	: Lufttemperatur in °C
$t_W$	: Wasseroberflächentemperatur in °C
$t_z$	: Lufttemperatur im Niveau $z$ über der Meeresoberfläche
$T$	: Absolute Temperatur in °K
$T_W$	: Absolute Temperatur der Wasseroberfläche
$U_0$	: Relative Luftfeuchte in %
$v$	: Windgeschwindigkeit in m/s
$v_0$	: Windgeschwindigkeit in m/s unmittelbar an der Meeresoberfläche
$v_z$	: Windgeschwindigkeit im Niveau $z$ über dem Meeresspiegel in m/s
$v'_z$	: Windgeschwindigkeit im Niveau $z$ in cm/s

$v^*$	: Schubspannungsgeschwindigkeit
$V$	: Von der Meeresoberfläche verdunstete Wassermenge in mm/24 h
$z$	: Höhe über der Meeresoberfläche in m
$z_0$	: Rauigkeitshöhe der Meeresoberfläche in cm
$\Delta z$	: Dicke der wassernahen laminaren Grenzschicht in cm
$\bar{\alpha}$	: Mittlere Sonnenhöhe in $\angle^\circ$
$\beta$	: Koeffizient in der ÄNGSTRÖMSchen Globalstrahlungsformel
$\beta'$	: $\beta' = 1 - \beta$
$\beta_H$	} Wolkenspezifische Koeffizienten in der SAVINOV-ÄNGSTRÖMSchen Globalstrahlungsformel
$\beta_L$	
$\gamma$	: Exponent im Bewölkungsterm der ÄNGSTRÖMSchen Globalstrahlungsformel
$\gamma_{ad}$	: Adiabatischer Temperaturgradient
$\gamma_m$	: Mittlerer troposphärischer Temperaturgradient
$\gamma_r$	: Reibungskoeffizient
$\Gamma_z$	: Verdunstungskoeffizient für das Meßniveau $z$
$\xi_n$	: Mittlere Mittagshöhe der Sonne
$\kappa_0$	: KARMAN-Konstante
$\rho$	: Dichte der Luft
$\sigma$	: STEFAN-BOLTZMANN-Konstante

## 6. Literatur

- [1] ALBRECHT, F., Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdoberfläche in verschiedenen Klimagebieten. Wiss. Abh. RfW. 8 (1940) H. 2, 80 S.
- [2] ALBRECHT, F., Monatskarten des Niederschlags und Monatskarten der Verdunstung und des Wasserhaushaltes des Indischen und Stillen Ozeans. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone 29 (1951).
- [3] ALBRECHT, F., Methods of computing global radiation. Geofis. pura e appl. 32 (1955) 131–138.
- [4] ALBRECHT, F., Untersuchungen über den Wärmeumsatz an der Meeresoberfläche und die Meeresströmungen im Indischen Ozean. Geofis. pura e appl. 39 (1958) 194–215.
- [5] ALBRECHT, F., Der jährliche Gang der Komponenten des Wärme- und Wasserhaushaltes der Ozeane. Ber. Dtsch. Wetterd. 11 (1961) H. 79, 24 S.
- [6] ANDERSON, E. R., Energy-budget studies. Water loss investigations: Lake Hefner Studies. U. S. Geol. Survey, Prof. Pap. 269 (1954) 71–119.
- [7] ÄNGSTRÖM, A., Met. Z. 33 (1916) 529.
- [8] ÄNGSTRÖM, A., Report on actinometric investigations of solar and atmospheric radiation. Koninkl. Nederl. Meteorol. 112 (1923) 75.
- [9] ÄNGSTRÖM, A., Applications of heat radiation measurements to the problems of evaporation from lakes and the heat convection at their surfaces. Geogr. Ann. 3 (1920) 237–252.
- [10] AVERKIEV, M. S., Die Globalstrahlung und ihre Komponenten bei wolkenlosem Himmel in Abhängigkeit von der atmosphärischen Trübung für die geographischen Breiten von 40–70° (russ.). Vestnik Moskovskogo universiteta, seria biologii, počvovedenija, geologii, geografii 4 (1958).

- [11] AVERKIEV, M. S., Über eine universelle Formel zur Berechnung von Strahlungssummen (russ.). *Meteorologija i Hidrologija* 2 (1962) 27–30.
- [12] BERG, H., Ergebnisse von Messungen der Globalstrahlung in Bochum. *Z. Met.* 3 (1949) 153–161.
- [13] BOLZ, H. M., Die Abhängigkeit der infraroten Gegenstrahlung von der Bewölkung. *Z. Met.* 3 (1949) 201–203.
- [14] BOLZ, H. M. und FALCKENBERG, G., Bestimmung der Konstanten der Ångström'schen Strahlungsformel. *Z. Met.* 3 (1949) 97–100.
- [15] BOLZ, H. M. und FRITZ, H., Tabellen und Diagramme zur Berechnung der Gegenstrahlung und Ausstrahlung. *Z. Met.* 4 (1950) 314–317.
- [16] BORTKOVSKIJ, R. S., Zur Methode der Berechnung der Elemente des Wärmehaushalts der Meeresoberfläche (russ.). *Okeanologija* 3 (1961) 512–521.
- [17] BOWEN, J. S., The ratio of heat losses by conduction and evaporation from any water surface. *Phys. Rev.* 27 (1926) H. 6, 779–787.
- [18] BRUNT, *Quart. J.* 58 (1932) 389.
- [19] BUDYKO, M. I., BERLJAND, T. G. und ZUBENOK, L. N., Methoden zur klimatologischen Berechnung der Komponenten des Wärmehaushalts (russ.). *Trudy GGO* 48 (1954) H. 110.
- [20] CUMMINGS, N. W. und RICHARDSON, B., Evaporation from lakes. *Phys. Rev.* 30 (1927) 527–534.
- [21] DEFANT, A., *Physical Oceanography*. Vol. I. Pergamon Press 1961.
- [22] DEVIK, O., Thermische und dynamische Bedingungen der Eisbildung in Wasserläufen, auf norwegische Verhältnisse angewandt. *Geofys. Publik.* 9 (1932) H. 1.
- [23] DIETRICH, G., *Allgemeine Meereskunde*. Berlin-Nikolassee 1957, 457 S.
- [24] EKMAN, V. W., Über die Horizontalzirkulation winderzeugter Meeresströmungen. *Ark. Math., Astr. och Fys.* 17 (1923) H. 26.
- [25] HELA, I., On the energy exchange between the sea and the atmosphere in the Baltic area. *Ann. Acad. Sci., Fennica, Ser. A* 1 (1951) 1–48.
- [26] HINZPETER, H., Vergleichende Prüfung von Formeln zur Berechnung von Globalstrahlungssummen. *Arch. Met., Geophys., Bioklim., Ser. B* 9 (1959) 60–72.
- [27] JACOBS, W. C., On the energy exchange between sea and atmosphere. *J. Mar. Res.* 5 (1942) H. 1, 37–66.
- [28] JACOBS, W. C., The energy exchange between sea and atmosphere and some of its consequences. *Bull. Scripps Inst. Oceanogr.* 6 (1951) H. 2, 27–122.
- [29] JACOBS, W. C. und CLARKE, K. B., Meteorological results of Cruise VII of the „Carnegie“, 1928–1929. *Carnegie Instn. Washington, Publ.* 544 (1943) 168 pp.
- [30] KANGOS, J. D., A preliminary investigation of the heat flux from the oceans to the atmosphere in Antarctic regions. *J. of Geophys. Res.* 65 (1960) H. 12, 4007–4012.
- [31] KIMBALL, H. H., Amount of solar radiation that reaches the surface of the earth on the land and on the sea, and methods by which it is measured. *Mon. Weath. Rev. Tor.* 56 (1928) H. 10, 393–408.
- [32] KOHLER, M. A., Lake and pan evaporation. *Water loss investigations: Lake Hefner Studies*. U. S. Geol. Surv. Prof. Pap. 269 (1954) 127–148.
- [33] KONDRATEV, K. JA., *Der langwellige Wärmestrom in der Atmosphäre* (russ.). Moskau–Leningrad 1950.
- [34] KUZMIN, P. P., Wärmeaustausch zwischen Meeresoberfläche und Atmosphäre mittels Konvektion (russ.). *Met. i Gidrol.* 2 (1938).
- [35] LAEVASTU, T., Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea. *Soc. Scien. Fennica, Commentationes Phys.-Math.* XXV (1960) 1.
- [36] LÖNNQUIST, O., Synthetic formulae for estimating effective radiation to a cloudless sky and their usefulness in comparing various estimation procedures. *Ark. Geofys.* 2 (1954) H. 12, 247–294.

- [37] LUNELUND, H., Record of solar radiation in Helsingfors. *Soc. Scien. Fennica, Commentationes Phys.-Math.*, Nr. 1 (1933) 7.
- [38] MAKEROV, JU. V., Die Wärmebilanz des Schwarzen Meeres (russ.). *Trudy GOIN* 61 (1961) 169–198.
- [39] MATZKE, H., Beiträge zur Kenntnis der Globalstrahlung in Greifswald. *Abh. MHD DDR* 2 (1953) H. 16, 62 S.
- [40] MASUZAWA, J., On the heat exchange between sea and atmosphere in the southern Sea of Japan. *Ocean. Mag.* 4 (1952) H. 2, 49–55.
- [41] MILLAR, F. G., Evaporation from free water surfaces. *Canad. Meteor. Mem.* 1 (1937) 41–65.
- [42] MIYAZAKI, M., The incoming and outgoing heat at the sea surface along the Tusima warm current. *Ocean. Mag.* 1 (1949) 103–111.
- [43] MÖLLER, F., Tabellen zur atmosphärischen Strahlung und Optik. In: *Linke's Meteorologisches Taschenbuch*, Bd. 2, Leipzig 1953.
- [44] MONTGOMERY, R. B., Observations of vertical humidity distribution above the ocean surface and their relation to evaporation. *Pap. in Phys. Oceanogr. and Meteorol.* 7 (1940) H. 4, 30 pp.
- [45] MOSBY, H., Sunshine and radiation, the norwegian north polar expedition with the „Maud“, 1918–1925. *Scient. Results* 1 (1932) H. 7.
- [46] MUNK, W. H., A critical wind speed for air-sea boundary processes. *J. Mar. Res.* 6 (1947).
- [47] NEUMANN, G., Über den Tangentialdruck des Windes und die Rauigkeit der Meeresoberfläche. *Z. Met.* 2 (1948).
- [48] NEUMANN, J. und ROSENAN, N., The Black sea: energy balance and evaporation. *Trans. Amer. Geophys. Un.* 35 (1954) H. 5, 767–774.
- [49] OKUDA, S. und HAYAMI, S., Experiments on evaporation from wavy water surface. *Rec. of Ocean. Works in Japan* 5 (1959) H. 1.
- [50] PALMÉN, E. und LAURILA, E., Über die Einwirkung eines Sturmes auf den hydrographischen Zustand im nördlichen Ostseegebiet. *Soc. Scien. Fennica, Commentationes Phys.-Math.* 10 (1938) H. 1.
- [51] POPOV, S. M. und RJAZANOV, S. A., Die Bedeutung der effektiven Ausstrahlung im Wärmehaushalt des Ozeans (russ.). *Izv. AN SSSR, ser. geofiz.* 2 (1961) 281–293.
- [52] POWELL, W. M. und CLARKE, G. L., The reflection and absorption of daylight at the surface of the ocean. *J. Opt. Soc. Amer.* 26 (1936) 111–120.
- [53] PRIVETT, D. W., The exchange of energy between the atmosphere and the oceans of the southern hemisphere. *Geophys. Mem.* 104 (1960) 3–61.
- [54] PRUSENKOV, A. S., Die Verdunstung von der Oberfläche des Schwarzen Meeres (russ.). *Okeanologija* 2 (1962) H. 1, 51–58.
- [55] ROHWER, C., Evaporation from free water surfaces. *U. S. Dept. Agriculture Tech. Bull.* 217 (1931) 96 pp.
- [56] ROSSBY, C. G., Dynamics of steady ocean currents in the light of experimental fluid mechanics. *Pap. in Phys. Ocean. and Meteorol.* 5 (1936) H. 1.
- [57] SAITO, Y., in: *Umi to Sora (Sea and Sky)*, Japan. 24 (1944) S. 326.
- [58] SAMOJLENKO, V. S., Bestimmung des Wärmeaustausches zwischen Meeresoberfläche und Atmosphäre (russ.). *Dokl. GOIN* 5 (1946).
- [59] SAMOJLENKO, V. S., Die gegenwärtige Theorie der ozeanischen Verdunstung und ihre praktische Anwendung (russ.). *Trudy GOIN* 21/33 (1952).
- [60] SAMOJLENKO, V. S., Die Entstehung der Temperaturverhältnisse der Meere (russ.). *Gidrometeoizdat, Moskau* 1959.
- [61] SCHMIDT, W., Strahlung und Verdunstung an freien Wasserflächen. *Ann. Hydr. Mar. Meteor.* 43 (1915) H. 3/4, 111–124, 169–178.
- [62] SCHULEJKIN, V. V., *Physik des Meeres*. 1. Aufl. (russ.). *Izd. AN SSSR* 1932.



- [63] SCHULEJKIN, V. V., Kurzer Kursus zur Physik des Meeres (russ.). Gidrometeoizdat, Leningrad 1959.
- [64] SCHULEJKIN, V. V., GUŠČIN, V. F. und PESKOV, P. I., Schwankungen der Wärmebilanz des Atlantischen Ozeans (russ.). Izv. AN SSSR, ser. geofiz., Nr. 6 (1958).
- [65] SIMOJOKI, H., Niederschlag und Verdunstung auf dem Baltischen Meer. Fennia 71 (1949) H. 1, 3–25.
- [66] SVERDRUP, H. U., Das maritime Verdunstungsproblem. Ann. Hydr. Mar. Meteor. 64 (1936) 41–47.
- [67] SVERDRUP, H. U., On the ratio between heat conduction from the sea surface and heat used for evaporation. Ann. N. Y. Acad. Sci. 44 (1943) 82–88.
- [68] SVERDRUP, H. U., Oceanography for meteorologists. G. Allen and Unwin, London 1945, 246 pp.
- [69] SVERDRUP, H. U., Evaporation from the oceans. In: Comp. of Meteorol., Am. Met. Soc. Boston 1951.
- [70] SVERDRUP, H. U., JOHNSON, M. W. und FLEMING, R. H., The oceans, their physics, chemistry, and general biology. Prentice Hall, New York 1942.
- [71] SYDOW, E., Registrierungen der Globalstrahlung mit dem Linke-Sternpyranometer an der Nordsee. Biokl. Beibl. 10 (1943) 4–11.
- [72] WÜST, G., Gesetzmäßige Wechselbeziehungen zwischen Ozean und Atmosphäre in der zonalen Verteilung von Oberflächensalzgehalt, Verdunstung und Niederschlag. Arch. Met., Geophys. Bioklimat., Ser. A7 (1954).
- [73] ZUBOV, N. N., Ozeanologische Tabellen (russ.). Gidrometeoizdat, Leningrad 1957.

Abschluß der Arbeit: 15. 6. 1962

### Berichtigung

Seite 44, Gleichung (16), (18) und (18a); lies  $10^{-26}$  statt  $10^{-9}$ .

Seite 48, 7. Zeile von oben: lies  $\bar{k}'$  statt  $k'$

Seite 52, Gleichung (41): lies  $k_2$  statt  $k_z$

Seite 52, Gleichung (43): lies  $T_W$  statt  $T$

Beiträge zur Meereskunde, Heft 9