

## Physik der Erdkruste

Ergebnisse geophysikalischer Erforschung von Erdkruste und Erdmantel

Mitverfaßt und herausgegeben von Robert Lauterbach

1977. 247 Seiten — 68 Abbildungen — 6 Tabellen — gr. 8° — Leinen 46,— M]  
Bestell-Nr. 7619775 (6318)

Die physikalische Erforschung der Erdkruste hat in den letzten Jahren große Fortschritte gemacht, die sowohl den Aufgaben der Volkswirtschaft als auch den grundlegenden wissenschaftlichen Vorhaben zugute gekommen sind. Dieses Buch will vor allem jene Gebiete vorstellen, die hinsichtlich ihrer praktischen Anwendungsmöglichkeiten von besonders aktueller Bedeutung sind, wie z. B. die Klärung der Entstehung von Bauformen und Strukturen der Erdkruste und des oberen Erdmantels, Geologie und Geophysik der Meeresböden, Satelliten- und Aeromethoden.

Die geophysikalische Erkundung der Erdkruste ist vom Unternehmen groß-regionalen Ausmaßes über detaillierte Untersuchungen zur Rohstoff- oder Wassererkundung bis zur Labordimension z. B. petrophysikalischer Arbeiten von rasch ansteigender Bedeutung und zugleich von immer allgemeinerem Interesse.

*Bestellungen durch eine Buchhandlung erbeten*



**AKADEMIE-VERLAG**

DDR-108 Berlin, Leipziger Str. 3-4

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR  
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

12. März 1977

## BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

Akademie der Wissenschaften der DDR  
Institut für Meereskunde  
— Bibliothek —  
253 Warnemünde  
Deutsche Demokratische Republik

HERAUSGEGEBEN VON

**ERICH BRUNS**

UNTER MITWIRKUNG VON

**HANS-JÜRGEN BROSN, OTTO KOLP, GÜNTHER SAGER,  
KLAUS STRIGGOW, KLAUS VOIGT**

**HEFT 41**



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

1978

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR  
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

---

# BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

Herausgegeben von

**ERICH BRUNS**

unter Mitwirkung von

**HANS JÜRGEN BROSDIN, OTTO KOLP, GÜNTHER SAGER, KLAUS STRIGGOW,  
KLAUS VOIGT**

Heft 41

Mit 44 Abbildungen und 15 Tabellen



---

AKADEMIE-VERLAG · BERLIN  
1978



## Inhaltsverzeichnis

GÜNTHER SAGER, Reflexionen in Ausbreitungsrichtung cnoidaler Wellen	5
ULRICH KREMSEK, Einige Bemerkungen zur halbempirischen Diffusionsgleichung . . . . .	16
HANS ULRICH LASS, Zum Problem der Genauigkeit bei der Darstellung ozeanologischer Größen in Form von Schnitten und Dauerstationen . . . . .	25
TH. FOKEN und O. A. KUZNECOV, Die wichtigsten Ergebnisse der gemeinsamen Expedition „KASPEX-76“ des Institutes für Ozeanologie Moskau und der Karl-Marx-Universität Leipzig	41
WOLFGANG MATTHÄUS, Regionale Charakterisierung der zentralen Ostsee an Hand von Elementen der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit der Temperatur . . . . .	49
WOLFGANG MATTHÄUS, Zur mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt der offenen Ostsee . . . . .	61

Erschienen im Akademie-Verlag, 108 Berlin, Leipziger Straße 3-4

© Akademie-Verlag Berlin 1978

Lizenznummer: 202 · 100/469/78

P 257/77

Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“, 582 Bad Langensalza

Bestellnummer: 762 615 8 (2105/41), LSV 1465

Printed in GDR

DDR 26,— M

## Reflexionen in Ausbreitungsrichtung cnoidaler Wellen

Von GÜNTHER SAGER

*Zusammenfassung:* In Fortsetzung vorangegangener Untersuchungen werden die Stellen und Beträge der extremen Reflexion an cnoidalen Wellen bestimmt und Beispiele der Reflexion über die halbe Wellenlänge gegeben.

### Einige Aspekte der cnoidalen Wellentheorie

In einem vorangegangenen Beitrag sind vom Verfasser die Reflexionen in Wanderrichtung von Wellen mit dem Profil des Kosinus, der Trochoide sowie des klassischen Ansatzes behandelt worden. Nunmehr sollen dieselben Betrachtungen für die cnoidalen Wellen durchgeführt werden, denen im Übergangsbereich zu den Grundwellen Bedeutung zukommt, weil sie dort teilweise ein realeres Profil liefern als der klassische Ansatz. Der Name dieses Wellentyps rührt von der JAKOBISCHEN elliptischen Funktion  $cn$  her, die dem Profil zugrundeliegt.

Die Theorie der cnoidalen Wellen geht auf KORTEWEG und DE VRIES (1895) zurück und wurde durch eine Reihe von Forschern modifiziert. 1957 konnte LITTMAN die Existenz permanenter periodischer Wellen dieses Typs nachweisen. Eine Überarbeitung der Theorie für Zwecke des Wasserbaues und Küstenschutzes hat WIEGEL 1960 vorgenommen, auf dessen Ausführungen hier teilweise verwiesen werden muß. Es sollen hier nur diejenigen Aspekte der cnoidalen Wellen interessieren, die für die Reflexion von Belang sind.

Die Profilgleichung lautet für die Abszisse in der Höhe des mittleren Wasserspiegels, der hier aus Analogiegründen zu den früheren Betrachtungen gewählt wird,

$$z = \left( cn^2 v - \frac{1}{2} \right) H,$$

wobei  $H$  die Wellenhöhe und  $v = F(\varphi, k)$  das elliptische Integral erster Gattung sind. Nun ist die JAKOBISCHE elliptische Funktion  $cn(\varphi, k) = \cos \varphi$  und damit

$$z = \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) H = \frac{H}{2} \cos 2\varphi,$$

wobei die Verknüpfung zwischen dem Parameter  $\varphi$  und der Abszisse  $x$  über

$$x = \frac{L}{2K(k)} F(\varphi, k)$$



erfolgt, wenn  $L$  die Wellenlänge und  $K(k) = F(\pi/2, k)$  das vollständige elliptische Integral erster Gattung sind. Im Sonderfall  $k = 0$  wird  $F(\varphi, 0) = \varphi$  und  $K(0) = \pi/2$ ; man hat

$$x = \frac{L}{\pi} \varphi, \quad z = \frac{H}{2} \cos \frac{2\pi}{L} x,$$

also den Sonderfall der Kosinuskurve. Es ist nun möglich, über den Parameter  $\varphi$  für beliebige  $k$  die Profile zu bestimmen, was u. a. von WIEGEL (1964) ausgeführt ist. Unmittelbar sagt  $k$  jedoch nichts über den Zusammenhang mit  $H$ ,  $L$  sowie der unter dem später noch zu bestimmenden Ruhwasserspiegel liegenden Wassertiefe  $h$  aus. Das geschieht vielmehr über den STOKESSchen oder URSELLSchen Parameter

$$U = \frac{HL^2}{h^3} = w \left( \frac{L}{h} \right)^3 = \frac{1}{w^2} \left( \frac{H}{h} \right)^3,$$

wobei  $w$  die Wellensteilheit ist.  $U$  ist mit  $k$  über die transzendente Relation

$$U = \frac{16}{3} [k \cdot K(k)]^2$$

verbunden. Geht man von  $k$  aus, so wird  $U$  im allgemeinen nicht ganzzahlig. Für ganzzahlige  $U$  haben SKOVGAARD, SVENDSEN, JONSSON und BRINK-KJAER Tabellen für eine Anzahl von Parametern der cnoidalen Wellen entwickelt. Sie betonen darin, daß für  $U < 15$  die klassische (sinusoidale) Theorie anwendbar ist, behalten den Bereich  $U > 15$  mit  $h/L_0 < 1$  ( $h/L < 0,13$ ) der cnoidalen Theorie als verlässlicher vor und weisen darauf hin, daß für  $U > 15$  und  $h/L_0 > 0,1$  ( $h/L > 0,13$ ) die cnoidale Theorie bedeutungslos und die sinusoidale Theorie unverlässlich wird. Dabei bedeutet  $L_0$  die Wellenlänge für Oberflächenwellen, die noch nicht durch den Meeresboden beeinflusst werden, für die also die trochoidale Theorie gilt.

In der Tab. 1 sind die Relationen zwischen  $h/L$ ,  $w$  und  $U$  für eine Anzahl von  $U$ -Werten angegeben, um die Zuordnung des STOKESSchen Parameters zu erhellen. Abb. 2 zeigt für  $L = 20$  m und  $h = 2$  m, also  $h/L = 0,1$  vier Profile für die folgenden Zuordnungen

$H$ [m]	2,0	1,5	1,0	0,5
$U$	100	75	50	25
$w$	0,100	0,075	0,050	0,025
$k^2$	0,9972	0,9913	0,9673	0,8409
$K(k)$	4,336	3,766	3,113	2,361

In der Tab. 1 ist außerdem für eine Anzahl von  $U$ -Werten der Parameter  $\varphi_w$  angegeben, bei dem der Wendepunkt des Profils liegt, wozu in Tab. 2 noch  $z_w : H$  und in Tab. 3 schließlich  $x_w : L/2$  zu finden sind. Man erkennt bereits an den wenigen Profilen, daß die Wellentäler noch weiter ausladend und die Berge noch schmaler sind als bei den Profilen der klassischen Theorie, die für dieselben Werte von  $L$ ,  $h$  und  $w$  in Abb. 1 wiedergegeben sind.

Ableitung einiger Parameter des cnoidalen Profils

Die Funktion

$$z = \left( \text{cn}^2 v - \frac{1}{2} \right) H = \frac{H}{2} \cos 2\varphi$$

Tabelle 1  
Werte von  $h/L$  für Kombinationen von  $U$  und  $w$

$U$	$w$ 0,010	0,020	0,030	0,040	0,050	0,060	0,070	0,080	0,090	$w$ 0,100	$\varphi_w$
5	(0,126)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	42,379°
10	(0,100)	(0,126)	—	—	—	—	—	—	—	—	40,236
15	0,0874	0,110	0,126	—	—	—	—	—	—	—	38,691
20	0,0794	0,100	0,114	0,126	—	—	—	—	—	—	37,634
25	0,0737	0,0928	0,106	0,117	0,126	—	—	—	—	—	36,918
30	0,0693	0,0874	0,100	0,110	0,119	0,126	—	—	—	—	36,435
35	0,0659	0,0830	0,0950	0,105	0,113	0,120	0,126	—	—	—	36,109
40	0,0630	0,0794	0,0909	0,100	0,108	0,114	0,121	0,126	(0,131)	—	35,875
45	0,0606	0,0763	0,0874	0,0961	0,104	0,110	0,116	0,121	0,126	0,130	35,715
50	0,0585	0,0737	0,0843	0,0928	0,100	0,106	0,112	0,117	0,122	0,126	35,598
60	0,0550	0,0693	0,0794	0,0874	0,0941	0,100	0,105	0,110	0,114	0,119	35,454
70	0,0523	0,0659	0,0754	0,0830	0,0894	0,0950	0,100	0,105	0,109	0,113	35,377
80	0,0500	0,0630	0,0721	0,0794	0,0855	0,0909	0,0956	0,100	0,104	0,108	35,333
90	0,0481	0,0606	0,0693	0,0763	0,0822	0,0874	0,0920	0,0961	0,100	0,104	35,308
100	0,0464	0,0585	0,0669	0,0737	0,0794	0,0843	0,0888	0,0928	0,0965	0,100	35,293°

mit

$$v = F(\varphi, k) = \frac{2K(k)}{L} x$$

hat Nullstellen bei  $\cos 2\varphi_0 = 0$ , also

$$\varphi_0 = \pm (2n + 1) \frac{\pi}{4} \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

mit

$$x_0 = \frac{F\left(\frac{\pi}{4}, k\right)}{K(k)} \cdot \frac{L}{2},$$

wobei  $x_0 : L/2$  in Tab. 2 für ganzzahlige  $U$  zu finden ist. Die erste Ableitung lautet

$$\frac{dz}{dv} = -2H \text{cn} v \text{sn} v \text{dn} v = -H \sin 2\varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}$$

und verschwindet wegen  $k^2 < 1$  für  $\varphi_E = \pm n\pi$  (Wellenberge) und  $\varphi_E = \pm (2n + 1) \frac{\pi}{2}$  (Wellentäler).

Stellt man die Ableitung auf  $x$  um, so wird wegen

$$\frac{dz}{dx} = \frac{dz}{dv} \frac{dv}{dx} \quad \text{mit} \quad \frac{dv}{dx} = \frac{dF}{dx} = \frac{2K(k)}{L},$$

$$\frac{dz}{dx} = -2wK(k) \sin 2\varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}.$$

Für  $\varphi = \pm (2n + 1) \frac{\pi}{4}$  wird  $z = 0$  und  $x = x_0$  und damit beim Durchgang des Profils durch den mittleren Wasserspiegel

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{z=0} = \mp 2wK(k) \sqrt{1 - \frac{1}{2}k^2} = \tan \beta_0.$$

Der von  $k$  abhängige Teil  $K(k) \sqrt{1 - \frac{1}{2}k^2}$  ist ebenfalls in Tab. 2 berechnet worden.

Für die zweite Ableitung erhält man zunächst

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -2H[(\operatorname{cn}^2 v - \operatorname{sn}^2 v) \operatorname{dn}^2 v - k^2 \operatorname{sn}^2 v \operatorname{cn}^2 v]$$

oder

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -2H[(\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)(1 - k^2 \sin^2 \varphi) - k^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi].$$

Die Wendepunkte bestimmt man über die Bedingung

$$3k^2 \sin^4 \varphi_w - 2(1 + k^2) \sin^2 \varphi_w + 1 = 0,$$

also aus dem Ausdruck

$$\sin^2 \varphi_w = \frac{1}{3k^2} (1 + k^2 - \sqrt{1 - k^2 + k^4})$$

bzw.

$$\cos^2 \varphi_w = \frac{1}{3k^2} (2k^2 - 1 + \sqrt{1 - k^2 + k^4}).$$

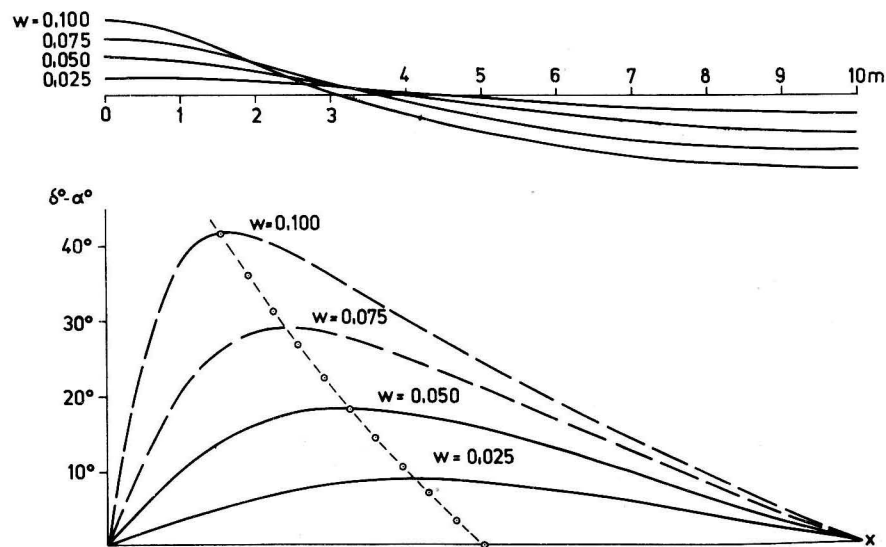


Abb. 1. Reflexion am Profil des klassischen Ansatzes bei  $h/L = 0,1$  für vier Werte von  $w$

Für  $k = 1$  ergibt sich als Grenzwinkel  $\varphi_w = 35,264^\circ$ . Aus der Ausgangsgleichung resultiert

$$z_w = \frac{1}{3k^2} \left( \frac{1}{2} k^2 - 1 + \sqrt{1 - k^2 + k^4} \right) H,$$

wobei  $z_w : H$  wie schon erwähnt in Tab. 2 verzeichnet ist. Im Grenzfall  $k = 1$  wird  $z_w = \frac{1}{6} H$ . Zu  $z_w$  gehört

$$x_w = \frac{F(\varphi_w, k) L}{K(k) 2}$$

mit

$$\varphi_w = \arccos \sqrt{\frac{1}{3k^2} (2k^2 - 1 + \sqrt{1 - k^2 + k^4})}.$$

Für einige  $U$ -Werte ist  $x_w : L/2$  in Tab. 3 bestimmt worden. Für die in Abb. 1 und 2 bei  $L = 20$  m und  $h = 2$  m wiedergegebenen vier Profile nach dem klassischen Ansatz und der cnoidalen Theorie sind die Beträge von  $x_w$  und  $z_w$  berechnet worden, wobei sich folgende Gegenüberstellung ergibt:

$w$	$H$ [m]	$x_w$ [m]		$z_w$ [m]	
		klassisch	cnoidal	klassisch	cnoidal
0,025	0,5	4,10	2,90	0,035	0,070
0,050	1,0	3,23	2,13	0,141	0,161
0,075	1,5	2,38	1,75	0,317	0,249
0,100	2,0	1,61	1,52	0,564	0,333

Wie immer bei Wellenprofilen sind die Krümmungskreise von Interesse. Da in den Scheitelpunkten

$$r_s = 1 : \left( \frac{d^2z}{dx^2} \right)_s$$

ist, benötigt man auch die Umstellung der zweiten Ableitung nach  $x$ . Aus

$$\frac{d^2z}{dx^2} = \frac{d^2z}{dt^2} \left( \frac{dv}{dx} \right)^2 + \frac{dz}{dv} \cdot \frac{d^2v}{dx^2}$$

wird mit

$$\frac{dv}{dx} = \frac{2K(k)}{L} \quad \text{und} \quad \frac{d^2v}{dx^2} = 0,$$

$$\frac{d^2z}{dx^2} = -\frac{8H}{L^2} K(k)^2 [(\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)(1 - k^2 \sin^2 \varphi) - k^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi].$$

Daraus folgen mit  $\varphi = \varphi_E$  ( $= 0$  im Berg und  $\pi/2$  im Tal)

$$r_{\text{Berg}} = -\frac{L^2}{8HK(k)^2}, \quad r_{\text{Tal}} = +\frac{L^2}{8H(1-k^2)K(k)^2}.$$

Beide Krümmungsradien sind in Tab. 2 aufgeführt und bei der Konstruktion des Profils dienlich. Der jeweilige Quotient  $r_{\text{Berg}} : r_{\text{Tal}} = 1 - k^2$  hängt nur noch von  $k$  ab und wird für  $k = 0$  (Kosinuskurve) zu 1 und bei  $k = 1$  zu Null, wobei dann  $r_{\text{Tal}}$  unendlich groß wird.



Tabelle 2  
Elemente der cnoidalen Theorie

$U$	$k^2$	$K(k)$	$\frac{8H}{L^2} r_{\text{Berg}}$	$\frac{8H}{L^2} r_{\text{Tal}}$	$x_0$	$-\frac{1}{2w} \tan \beta_0$	$E(k)$	$\Delta z^*/H$	$z_w/H$
0	0	$\pi/2$	$4/\pi^2$	$4/\pi^2$	1/2	$\pi/2$	$\pi/2$	0	0
1	0,07317	1,601	0,3901	0,4209	0,4939	1,5714	1,542	-0,005	0,0095
2	0,1410	1,631	0,3759	0,4376	0,4879	1,5725	1,514	-0,009	0,0189
3	0,2038	1,662	0,3620	0,4547	0,4818	1,5750	1,487	-0,014	0,0281
4	0,2619	1,692	0,3493	0,4732	0,4760	1,5773	1,462	-0,019	0,0371
5	0,3157	1,723	0,3368	0,4922	0,4700	1,5812	1,438	-0,024	0,0457
6	0,3655	1,754	0,3250	0,5123	0,4641	1,5856	1,416	-0,028	0,0540
7	0,4116	1,786	0,3135	0,5328	0,4580	1,5916	1,394	-0,033	0,0618
8	0,4543	1,817	0,3029	0,5551	0,4523	1,5974	1,373	-0,038	0,0693
9	0,4937	1,849	0,2925	0,5777	0,4464	1,6046	1,354	-0,042	0,0763
10	0,5302	1,881	0,2826	0,6016	0,4406	1,6125	1,335	-0,047	0,0828
11	0,5639	1,912	0,2735	0,6272	0,4352	1,6202	1,318	-0,051	0,0889
12	0,5952	1,944	0,2646	0,6537	0,4296	1,6293	1,301	-0,056	0,0946
13	0,6240	1,976	0,2561	0,6811	0,4241	1,6390	1,285	-0,060	0,0998
14	0,6507	2,008	0,2480	0,7100	0,4186	1,6493	1,270	-0,065	0,105
15	0,6754	2,041	0,2401	0,7395	0,4132	1,6610	1,256	-0,069	0,109
16	0,6982	2,073	0,2327	0,7710	0,4079	1,6725	1,243	-0,074	0,113
17	0,7194	2,105	0,2257	0,8043	0,4028	1,6844	1,230	-0,078	0,117
18	0,7389	2,137	0,2190	0,8387	0,3978	1,6969	1,218	-0,082	0,121
19	0,7570	2,169	0,2126	0,8747	0,3928	1,7099	1,207	-0,086	0,124
20	0,7738	2,201	0,2064	0,9126	0,3884	1,7234	1,196	-0,090	0,127
22	0,8036	2,265	0,1948	0,9916	0,3783	1,7526	1,176	-0,098	0,133
24	0,8293	2,329	0,1844	1,0800	0,3693	1,7819	1,158	-0,106	0,137
26	0,8513	2,393	0,1746	1,1744	0,3605	1,8136	1,142	-0,114	0,141
28	0,8702	2,456	0,1658	1,2772	0,3522	1,8459	1,128	-0,121	0,144
30	0,8866	2,519	0,1576	1,3897	0,3442	1,8795	1,116	-0,128	0,147
32	0,9006	2,581	0,1501	1,5102	0,3366	1,9136	1,104	-0,135	0,150
34	0,9128	2,643	0,1432	1,6417	0,3292	1,9487	1,094	-0,142	0,152
36	0,9233	2,704	0,1368	1,7832	0,3223	1,9840	1,085	-0,148	0,154
38	0,9325	2,764	0,1309	1,9392	0,3157	2,0193	1,077	-0,155	0,155
40	0,9404	2,824	0,1254	2,1039	0,3094	2,0555	1,070	-0,161	0,157
42	0,9473	2,883	0,1203	2,2830	0,3033	2,0916	1,063	-0,166	0,158
44	0,9533	2,942	0,1155	2,4740	0,2975	2,1283	1,057	-0,172	0,159
46	0,9586	3,000	0,1111	2,6838	0,2920	2,1648	1,052	-0,177	0,160
48	0,9632	3,057	0,1070	2,9078	0,2867	2,2010	1,047	-0,183	0,160
50	0,9673	3,113	0,1032	3,156	0,2817	2,2369	1,043	-0,188	0,161
55	0,9753	3,252	0,0946	3,828	0,2700	2,3277	1,034	-0,199	0,163
60	0,9813	3,386	0,0872	4,664	0,2596	2,4165	1,027	-0,210	0,164
65	0,9856	3,516	0,0809	5,617	0,2501	2,5040	1,022	-0,220	0,164
70	0,9889	3,643	0,0753	6,788	0,2415	2,5902	1,017	-0,229	0,165
75	0,9913	3,766	0,0705	8,10	0,2337	2,6745	1,014	-0,237	0,165
80	0,9932	3,886	0,0662	9,74	0,2266	2,7571	1,012	-0,245	0,166
85	0,9946	4,003	0,0624	11,6	0,2200	2,8382	1,009	-0,252	0,166
90	0,9957	4,117	0,0590	13,7	0,2139	2,9174	1,008	-0,258	0,166
95	0,9966	4,228	0,0559	16,5	0,2084	2,9947	1,006	-0,265	0,166
100	0,9972	4,336	0,0532	19,0	0,2032	3,0703	1,005	-0,270	0,166
$\infty$	1	$\infty$	0	$\infty$	0	$\infty$	1	-1/2	1/6

Zur Berechnung des Ruhwasserspiegels transformiert man die Ausgangsgleichung um  $H/2$ , damit alle Ordinaten positiv werden und wendet dann den Mittelwertsatz der Integralrechnung an, nämlich

$$\Delta z = \frac{2}{L} \int_0^{L/2} \text{cn}^2 v \, dx = \frac{2}{L} \int_0^{L/2} \text{cn}^2 v \frac{dx}{dv} \, dv = \frac{2}{L} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi \frac{dx}{dv} \frac{dv}{d\varphi} \, d\varphi$$

und mit

$$\frac{dx}{dv} = \frac{dx}{dF} = \frac{1}{K(k)} \cdot \frac{L}{2}, \quad \frac{dv}{d\varphi} = \frac{dF}{d\varphi} = \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}$$

schließlich

$$\Delta z = \frac{1}{K(k)} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2 \varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} \, d\varphi.$$

Innerhalb der gegebenen Grenzen liefert die Lösung

$$\Delta z = \frac{1}{k^2} \left[ \frac{E(k)}{K(k)} - (1 - k^2) \right]$$

und retransformiert

$$\Delta z^* = \frac{1}{2} - \frac{1}{k^2} \left[ 1 - \frac{E(k)}{K(k)} \right] \quad \text{für } k^2 \neq 0.$$

Will man das Verhalten von  $\Delta z^*$  für sehr kleine  $k$  studieren, so muß man auf die Bedeutung von  $E(k)$  und  $K(k)$  zurückgehen. Mit

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi} \, d\varphi, \quad K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}$$

folgen resp.

$$\int_0^{\pi/2} \left( 1 \mp \frac{1}{2} k^2 \sin^2 \varphi + \dots \right) d\varphi \approx \frac{\pi}{8} (4 \mp k^2)$$

und damit als Quotient für kleine  $k^2$

$$\frac{E(k)}{K(k)} \approx \frac{4 - k^2}{4 + k^2}, \quad 1 - \frac{E(k)}{K(k)} \approx \frac{2k^2}{4 + k^2}.$$

Mit  $k^2 \rightarrow 0$  folgt dann  $\Delta z^* \rightarrow 0$ , wie es für die Kosinuskurve zutrifft. Numerische Werte von  $\Delta z^*/H$  sind in der Tab. 2 für ganzzahlige  $U$  verzeichnet.

Stellt man die in Abb. 1 und 2 für dieselben Ausgangsgrößen  $L = 20$  m und  $h = 2$  m gegebenen Profile des klassischen Ansatzes und der cnoidalen Form gegenüber, so findet man für die Absenkung des Ruhwasserspiegels folgende Daten

w	H [m]	$\Delta z^*$ [m]	
		klassisch	cnoidal
0,025	0,5	-0,018	-0,055
0,050	1,0	-0,071	-0,188
0,075	1,5	-0,159	-0,356
0,100	2,0	-0,282	-0,540

Reflexion in Laufrichtung des cnoidalen Profils

Bezeichnet  $\alpha$  den Einfallswinkel und  $\delta$  den Reflexionswinkel — beide gegen die Vertikale gemessen —, so ergibt sich nach den Betrachtungen im vorangegangenen Beitrag für den Differenzwinkel

$$\delta^\circ - \alpha^\circ = -\frac{360^\circ}{\pi} \arctan \left( \frac{dz}{dx} \right)$$

und mit dem Ausdruck für die erste Ableitung

$$\delta^\circ - \alpha^\circ = \frac{360^\circ}{\pi} \arctan [2wK(k) \sin 2\varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}]$$

mit

$$\varphi = \text{am} \left( F, k \right) = \text{am} \left[ \frac{2xK(k)}{L}, k \right].$$

In der Abb. 2 sind für  $L = 20$  m und  $h = 2$  m die Werte von  $\delta^\circ - \alpha^\circ$  für vier Beträge von  $U$  und  $w$  über eine halbe Wellenlänge berechnet. Vergleicht man sie mit dem entsprechenden Bild der sinusoidalen Verteilung in Abb. 1, so stellt man neben der noch stärkeren Asymmetrie gegenüber der Ordinate durch  $x = L/4$  z. T. wesentlich höhere Werte des Differenzwinkels  $\delta^\circ - \alpha^\circ$  fest. Diese Gegenüberstellung zeigt eindringlich, welche Widersprüche immer noch im landwärtigen Teil des Bereichs von Übergangswellen vorhanden sind.

Neben den Kurven für  $\delta^\circ - \alpha^\circ$  sind in Abb. 2 wie bei den früheren Untersuchungen die Extremwerte  $(\delta^\circ - \alpha^\circ)_E$  für zehn Werte von  $U$  resp.  $w$  eingetragen (kleine Kreise) und miteinander zu einer Kurve verbunden. Diese Extremwerte, deren Abszissen mit denen der Wendepunkte der Profile identisch sind, folgen mit  $\varphi = \varphi_w$  aus

$$\varphi_w = \arcsin \sqrt{\frac{1}{3k^2} (1 + k^2 - \sqrt{1 - k^2 + k^4})}$$

zu

$$(\delta^\circ - \alpha^\circ)_E = \frac{360^\circ}{\pi} \arctan [2wK(k) \sin 2\varphi_w \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi_w}].$$

Die Kurve der Verbindungslinie der Extrema weicht von dem bis  $w = 0,100$  im klassischen Ansatz quasilinearen Verlauf kräftig ab.

In Tab. 3 sind schließlich die Beträge  $(\delta^\circ - \alpha^\circ)_E$  für eine Anzahl von Kombinationen in  $U$  und  $w$  verzeichnet, wozu noch die nur von  $U$  abhängigen Abszissen  $x_w: L/2$  berechnet sind.

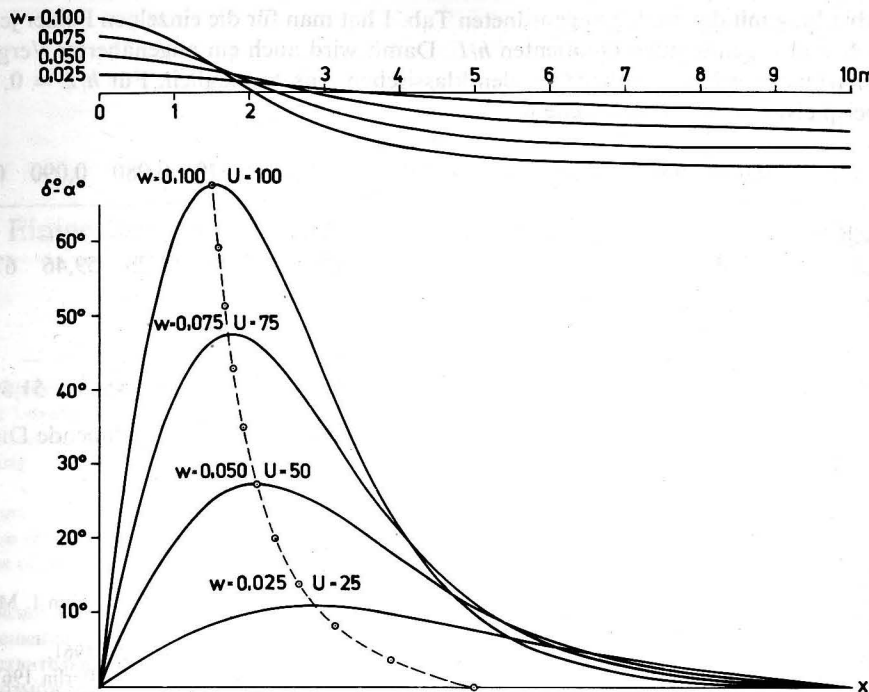


Abb. 2. Reflexion am cnoidalen Profil bei  $h/L = 0,1$  für vier Werte von  $w$  und  $U$

Tabelle 3  
Differenzwinkel  $(\delta^\circ - \alpha^\circ)_E$  für verschiedene  $U$  und  $w$

U	w										w $x_w: L/2$	
	0,010	0,020	0,030	0,040	0,050	0,060	0,070	0,080	0,090	0,100		
5	(3,64)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,441
10	(3,73)	(7,46)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,390
15	3,91	7,82	11,71	—	—	—	—	—	—	—	—	0,349
20	4,11	8,22	12,30	16,35	—	—	—	—	—	—	—	0,316
25	4,34	8,66	12,96	17,22	21,43	—	—	—	—	—	—	0,290
30	4,57	9,13	13,66	18,14	22,57	26,94	—	—	—	—	—	0,269
35	4,81	9,61	14,37	19,09	23,74	28,31	32,79	—	—	—	—	0,251
40	5,05	10,09	15,09	20,02	24,89	29,66	34,34	38,89	(43,33)	—	—	0,237
45	5,30	10,57	15,80	20,96	26,04	31,02	35,88	40,61	45,20	49,64	—	0,224
50	5,53	11,04	16,50	21,88	27,17	32,34	37,38	42,27	47,01	51,59	—	0,213
60	6,00	11,96	17,86	23,67	29,35	34,89	40,27	45,47	50,48	55,29	—	0,195
70	6,43	12,84	19,15	25,36	31,41	37,30	42,98	48,45	53,70	58,71	—	0,181
80	6,85	13,67	20,38	26,96	33,36	39,56	45,52	51,23	56,68	61,87	—	0,170
90	7,26	14,47	21,56	28,48	35,21	41,69	47,90	53,83	59,46	64,79	—	0,160
100	7,64	15,22	22,67	29,92	36,94	43,68	50,12	56,24	62,03	67,49	—	0,152



In Verbindung mit der analog angeordneten Tab. 1 hat man für die einzelnen Felder jeweils die zu  $U$  und  $w$  gehörenden Quotienten  $h/L$ . Damit wird auch ein angenäherter Vergleich mit der früher gegebenen Tabelle für den klassischen Ansatz möglich. Für  $h/L = 0,1$  hat man beispielsweise für verschiedene  $w$

$(\delta^\circ - \alpha^\circ)_E$	$w$									
	0,010	0,020	0,030	0,040	0,050	0,060	0,070	0,080	0,090	0,100
klassisch	3,61	7,24	10,93	14,70	18,60	(22,66)	—	—	—	—
cnoidal	(3,73)	8,22	13,66	20,02	27,17	34,89	42,98	51,23	59,46	67,49

und für  $h/L = 0,1260$  bei denselben Werten von  $w$

klassisch	3,60	7,22	10,88	14,59	18,38	22,26	26,26	(30,42)	—	—
cnoidal	(3,64)	(7,46)	11,71	16,35	21,43	26,94	32,79	38,89	45,20	51,59

Auch hier bestätigt sich nochmals die mit wachsender Wellensteilheit zunehmende Diskrepanz der beiden Auffassungen.

### Literatur

- BELYAKOV, V. M., R. I. KRAVTSOVA und M. G. RAPPOPORT, Tafeln elliptischer Integrale, Tom I. Moskau 1962.
- GRÖBNER, W. und N. HOFREITER, Integraltafel. Erster Teil. Unbestimmte Integrale. Wien 1961.
- SAGER, G., Die Übergangsformen der ebenen Schwerewellen. Beitr. Meereskunde, H. 21, Berlin 1967.
- SAGER, G., Diagramme zu Elementen der ebenen Schwerewellen. Beitr. Meereskunde, H. 36, Berlin 1975.
- SKOVGAARD, O., I. A. SVENDSEN, I. G. JONSSON und O. BRINK-KJAER, Sinusoidal and cnoidal gravity waves formulae and tables. Technical University of Denmark, Lyngby 1974.
- WIEGEL, R. L., Oceanographical Engineering. Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N. J. 1964 (dort weitere Quellen).

Anschrift des Verfassers:

Dr. habil. GÜNTHER SAGER  
 Institut für Meereskunde der AdW der DDR  
 253 Rostock-Warnemünde, Seestraße 15

## Einige Bemerkungen zur halbempirischen Diffusionsgleichung

Von ULRICH KREMSER

**Zusammenfassung:** Die halbempirische Diffusionsgleichung wird im Hinblick auf ihre Brauchbarkeit bei der Lösung von Diffusionsaufgaben untersucht. Sie besitzt einige Eigenschaften, die sich nicht mit denen des tatsächlichen Diffusionsprozesses decken. Trotzdem bietet sie reale Möglichkeiten einer Weiterentwicklung.

**Summary:** A semiempirical equation of diffusion is investigated in respect to its usefulness with the solution of the diffusion tasks. It possesses some properties not coinciding with the properties of the actual process of diffusion. Nevertheless the equation offers real possibilities of further development.

**Резюме:** Полуэмпирическое уравнение турбулентной диффузии исследуется ввиду пригодности при решении диффузионных задач. Оно обладает несколькими свойствами, которые не совпадают с действительными свойствами процесса турбулентной диффузии. Всё-таки уравнение даёт реальные возможности для дальнейшего развития.

Nach wie vor wird die halbempirische Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i s) = \frac{\partial}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial s}{\partial x_j} + q \quad (1)$$

zur Lösung von Diffusionsproblemen herangezogen. Es ist jedoch bekannt, daß sie auch einige schwache Punkte enthält.

In dieser Arbeit wird noch einmal die Gleichung hergeleitet und diskutiert. Dabei werden besonders die aus dem Diffusionsproblem resultierenden Aufgaben und die tatsächlichen Möglichkeiten kritisch betrachtet.

Wir beginnen mit der Herleitung der Gleichung (1), wie sie bei CORRISIN (1973) zu finden ist. In einem flüssigen Medium befindet sich eine Beimengung der Konzentration  $S(\mathbf{r}, t)$ . Der Massenfluß  $F(\mathbf{r}, t)$  wird durch die zeitliche Änderung der in einem bestimmten Volumen konzentrierten Masse ausgedrückt.

$$-F = \frac{\partial}{\partial t} \int_V S(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (2)$$

Durch räumliche Differentiation erhält man

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\operatorname{div} F(\mathbf{r}, t) \quad (3)$$

Den Massenfluß drücken wir über die Konzentration der Beimengung aus. Die Bewegung der Beimengungsmoleküle wird durch die mittlere freie Weglänge  $l$  und die mittlere

quadratische Geschwindigkeit  $v$  ausgedrückt. Sind insgesamt  $n$  Moleküle beteiligt, folgt für den Massenfluß in einem isotropen Medium

$$F(r, t) = \frac{n}{2} v \left[ S \left( r - \frac{l}{2}, t \right) - S \left( r + \frac{l}{2}, t \right) \right]. \quad (4)$$

Entwickeln wir  $S(r \pm l/2)$  in eine Reihe und summieren die Glieder auf, erhalten wir

$$S \left( r - \frac{l}{2}, t \right) - S \left( r + \frac{l}{2}, t \right) = -2 \frac{\partial s}{\partial r} \frac{l}{2} - \frac{2}{3!} \frac{\partial^3 s}{\partial r^3} \left( \frac{l}{2} \right)^3 \dots$$

Bei Vernachlässigung der höheren Glieder und wenn

$$\frac{1}{3!} \frac{\partial^3 s}{\partial r^3} \left( \frac{l}{2} \right)^3 \ll \frac{\partial s}{\partial r} \frac{l}{2} \quad (5)$$

gilt, kann (4) in der Form

$$F(r, t) = -\frac{n}{2} vl \text{ grad } s = -D \text{ grad } s \quad (6)$$

geschrieben werden.  $D$  ist der Diffusionskoeffizient. Gleichung (6) ist auch als FOURIER-Transport oder 1. FICKSches Gesetz bekannt. Setzen wir (6) in (3) ein, bekommen wir

$$\frac{\partial s}{\partial t} = D \text{ div grad } s = D \Delta s \quad (7)$$

wenn  $D$  konstant ist.  $\Delta$  ist der LAPLACE-Operator. Gleichung (7) repräsentiert das 2. FICKSche Gesetz für den molekularen Transport in einem strömungsfreien Feld. Die Vernachlässigung der höheren Glieder ist bei molekularem Transport in Gasen und Flüssigkeiten gerechtfertigt, wie das Einsetzen tatsächlicher Werte für die mittlere freie Weglänge und die mittlere quadratische Geschwindigkeit der Moleküle zeigt.

Wird mit (7) der turbulente Transport beschrieben, ist  $D$  der turbulente Austausch- koeffizient. Für ein strömungsfreies Medium (d. h. ohne mittlere Strömung) und bei konstanten Koeffizienten fallen die Gleichungen (1) und (7) zusammen. In Analogie zum molekularen Transport entspricht dann  $l$  der mittleren freien Weglänge der Turbulenzballen und  $v$  ihrer mittleren quadratischen Geschwindigkeit. Die Bedingung (5) für die Gültigkeit der Gleichung (7) führt dazu, daß  $l$  viel kleiner sein muß als der Maßstab des Diffusionsprozesses, mit dem sich die mittlere Konzentration  $S(r, t)$  merklich ändert.

Die halbempirische Diffusionsgleichung kann auch in allgemeinerer Form auf dem gezeigten Weg erhalten werden, indem  $D$  und die anderen bisher als konstant angenommenen Größen als räumlich und zeitlich veränderlich betrachtet werden. Wir wollen jedoch die halbempirische Diffusionsgleichung über die molekulare Transportgleichung gewinnen, von Beginn an das Geschwindigkeitsfeld berücksichtigen und auch das Problem der Mittelung erwähnen. Im Verlauf der weiteren Diskussion kommen wir auf die Bedingungen für die Gültigkeit der Diffusionsgleichung zurück.

Gleichung (7) erhält bei Berücksichtigung des Stromfeldes die Form

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i s) = D \Delta s. \quad (8)$$

Da die Aufgabe der turbulenten Diffusion im wesentlichen in der Beschreibung der mittleren Konzentration (im Sinne eines Ensemblemittels) besteht, wird Gleichung (8) ge-

mittelt. Man benutzt zu diesem Zweck einen Operator, der die sogenannten REYNOLDSSchen Mittelungsregeln ausführt. Das Problem besteht darin, daß diese Methode in der Theorie unkompliziert angewandt werden kann, für die Praxis jedoch kein derartiger Filteroperator zur Verfügung steht. Gegenüber der gleitenden Mittelung, die häufig angewandt wurde und wird, hat die Integraltransformation

$$A(\omega_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \omega_0(t-t')}{\pi \omega_0(t-t')} dt' \quad (9)$$

einige Vorteile (LASS und FENNEL, 1977). Sie trennt die statistisch schwankenden Größen in hochfrequente Anteile mit Frequenzen größer  $\omega_0$  und niederfrequente mit Frequenzen kleiner  $\omega_0$ . Die Anwendung des Mittelungsoperators auf (8) bringt wegen  $A(\bar{s} + s') = \bar{s}$  usw. nur beim zweiten Term etwas Neues. Es gilt

$$A(u_i s) = A[(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{s} + s')] = A[\bar{u}_i \bar{s} + \bar{u}_i s' + u'_i \bar{s} + u'_i s']. \quad (10)$$

Die einzelnen Glieder haben folgenden Inhalt:

$A(\bar{u}_i \bar{s}) = \bar{u}_i \bar{s}$	— entspricht dem advektiven Transport;
$A(\bar{u}_i s' + u'_i \bar{s}) = \bar{u}'_i \bar{s} + \bar{u}_i s'$	— beschreibt die Wechselwirkung zwischen mittleren und fluktuierenden Größen;
$A(u'_i s') = \overline{u'_i s'}$	— repräsentiert den turbulenten Beimengungs-transport.

Die Wechselwirkung zwischen mittleren und fluktuierenden Größen wurde bislang als verschwindend gering angenommen. Da jedoch für praktische Zwecke kein Mittelungsoperator zur Verfügung steht, der die REYNOLDSSchen Mittelungsregeln exakt erfüllt, kann nicht erwartet werden, daß auch bei Anwendung des tatsächlichen Operators die Wechselwirkungsglieder verschwinden. Im obigen Operator (9) wird die Trennfrequenz  $\omega_0$  mehr oder weniger willkürlich vorgegeben. Es wäre zu untersuchen, ob die Wechselwirkungsterme bei geschickter Wahl von  $\omega_0$  sehr klein werden.

Da solche Untersuchungen unserer Meinung nach noch nicht vorliegen, vernachlässigen wir die Wechselwirkungsglieder und erhalten durch Mittelung von (8)

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_i \bar{s}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u'_i s'}) = D \Delta \bar{s}. \quad (11)$$

In dieser Gleichung stehen zusätzlich unbekannte Größen  $\overline{u'_i s'}$ , die entweder durch spektrale Vorstellungen des Prozesses, oder aber durch die Annahme der Proportionalität zum Beimengungsgradienten ausgedrückt werden, um ein geschlossenes Gleichungssystem zu bekommen. Mit

$$-\overline{u'_i s'} = K_{ij} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} \quad (12)$$

entsteht die halbempirische Diffusionsgleichung für  $D \ll K_{ij}$

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \bar{s}) = \frac{\partial}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} + q. \quad (13)$$

(12) ist die BOUSSINESQ-Approximation.  $K_{ij}$  ist der Tensor der Diffusionskoeffizienten  $q$  beinhaltet etwaige Beimengungsquellen. Wir haben die Mittelungsstriche weggelassen; es



verstehet sich von selbst, daß (13) für Mittelwerte gilt. Hat man experimentelle Daten vorliegen und trennt diese in Mittelwerte und Fluktuationen, um die unbekanntes Austauschkoefizienten zu berechnen, folgt aus (10), (12) und (13)

$$\overline{u_i s'} + \overline{u_i' s} + \overline{u_i' s'} = -K_{ij}^* \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j}$$

D. h. bei experimenteller Bestimmung der Austauschkoefizienten werden die Wechselwirkungsglieder berücksichtigt, unabhängig davon, ob sie verschwinden oder nicht. Allerdings müßte dann in (13)  $K_{ij}$  durch  $K_{ij}^*$  ersetzt werden.

Vom theoretischen Standpunkt aus sind die Produkte, die gestrichene Größen enthalten, neue Unbekannte, die mit Hilfe der NAVIER-STOKESSchen Gleichungen ausgedrückt werden müßten. Da dauernd neue Produkte hinzu kämen, würde das auf eine Hierarchie von Gleichungen führen, die irgendwo abgebrochen werden müßte. An der Abbruchstelle sind Näherungen erforderlich, um wieder ein geschlossenes Gleichungssystem zu erhalten. Eine solche Untersuchung könnte erstens zur Bewertung der BOUSSINESQ-Approximation (d. h. welche Näherungen sind notwendig, um sie zu erhalten) und zweitens zu einer Weiterentwicklung der Transportgleichungen in turbulenten Flüssigkeiten führen (wenn vielleicht die Hierarchie erst bei Produkten höherer Ordnung abgebrochen wird).

Es werden nun einige Eigenschaften der halbempirischen Diffusionsgleichung untersucht. Gleichung (1) ist eine parabolische Differentialgleichung erster Ordnung in  $t$ . Daraus folgt unmittelbar, daß sie für MARKOFFSche Prozesse Gültigkeit hat (MONIN, 1965). Mit anderen Worten gilt die Gleichung für Zeiten  $T$ , für die die Bewegung der Flüssigkeitsteilchen nicht mehr korreliert ist.  $T$  läßt sich über die Beziehung

$$T \gg T_i = \int_0^{\infty} R_{ii}^L(\tau) d\tau \quad (14)$$

abschätzen, wenn die Autokorrelationsfunktion  $R_{ii}^L(\tau)$  für die entsprechende LAGRANGESche Geschwindigkeitskomponente  $v_i(\tau)$

$$R_{ii}^L(\tau) = \frac{\overline{v_i'(t) v_i'(t + \tau)}}{u_i'^2} \quad (15)$$

eines Teilchens bekannt ist. Die experimentelle Methode zur Messung der LAGRANGESchen Charakteristiken des Stromfeldes ist jedoch schwach entwickelt (im Vergleich zur Messung der EULERSchen Parameter) und die Verbindung sehr kompliziert. Exakt gilt  $R_{ii}^L(\tau) \geq R_{ii}(\tau)$  (das Gleichheitszeichen ist nur für  $\tau = 0$  richtig), da die Korrelation der Geschwindigkeit eines Teilchens im LAGRANGESchen Sinne länger vorhält als im EULERSchen. Für Prozesse in der Atmosphäre gibt es einige Abschätzungen, die rein empirisch eine lineare oder andersgeartete Abhängigkeit beider Korrelationsfunktionen annehmen (PASQUILL, 1962). Neuere Arbeiten zeigen, daß unter bestimmten Bedingungen, besonders im Hinblick auf das Turbulenzfeld, Aussagen über den Zusammenhang möglich sind (siehe z. B. FRANZ, 1970; 1974). Die Meinungen über die Größenordnung von  $T$  sind nicht einheitlich. MONIN (1965) nimmt für die untere Atmosphäre Sekunden, GALKIN (1975) für das Meer bis 10 Tage an.

Die Forderung  $T \gg T_i$  für die Gültigkeit der Diffusionsgleichung ist prinzipiell mit der vorher begründeten Bedingung  $l \ll L$  äquivalent.  $l$  ist der Maßstab des Turbulenzprozesses und  $L$  die Entfernung, auf der sich die mittlere Beimengungskonzentration nicht wesentlich ändert. Sind nur Maßstäbe  $l \ll L$  am Diffusionsprozeß beteiligt, so ist die Korrelationsfunktion  $R_{ii}^L(\tau)$  schon nach kurzer Zeit vernachlässigbar klein. Im Modell von OKUBO (1968)

wird ein solches Turbulenzspektrum postuliert. Bei dieser Annahme können gleichzeitig die Turbulenzkoefizienten als konstant vorausgesetzt werden. Die wahren Verhältnisse im Meer werden jedoch besser durch ein kontinuierliches Turbulenzspektrum beschrieben und man kommt um eine experimentelle Bestimmung von  $T_i$  nicht herum.

Weitere unbefriedigende Eigenschaften der halbempirischen Diffusionsgleichung bestehen in der unendlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Beimengung und in der Fehlermöglichkeit auch für Zeiten  $T \gg T_i$ . Letztere wird am besten durch das von MONIN (1959) gegebene Beispiel der Rauchemission vom Schornstein dokumentiert. Diese Unzulänglichkeiten liegen den Bemühungen zugrunde, eine Differentialgleichung hyperbolischen Typs zur Beschreibung der turbulenten Diffusion heranzuziehen.

Die hyperbolische Telegraphengleichung ist eine Verallgemeinerung der parabolischen Diffusionsgleichung und läßt sich unter der Annahme ableiten, daß nicht die Koordinaten eines Teilchens allein, sondern Koordinaten und Geschwindigkeiten zusammen MARKOFFSche sind (MONIN, 1955). Auf Grund dieser Annahme ist die Telegraphengleichung

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{1}{T_r} \frac{\partial p}{\partial t} = V^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \quad (16)$$

ebenfalls nur halbempirisch.  $V$  ist hier eine Geschwindigkeit (Ausbreitungsgeschwindigkeit),  $T_r$  die Relaxationszeit. Gleichung (16) besitzt Eigenschaften der Wellengleichung und der Diffusionsgleichung. In der gleichen eindimensionalen Schreibweise und mit  $D = V^2 T_r$  erhalten diese Gleichungen folgende Form:

$$\text{Diffusionsgleichung} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = V^2 T_r \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \quad (17)$$

$$\text{Wellengleichung} \quad \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = V^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \quad (18)$$

$p$  ist die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Teilchen vom Ort  $z_0$  zum Ort  $z_1$  in der Zeit  $t - t_0$  und ist der Beimengungskonzentration proportional.

Für eine durch eine  $\delta$ -Funktion darstellbare Quelle zur Zeit  $t = t_0$  sind die Lösungen der Gleichungen 16–18 in Abb. 1 zu sehen (nach CORRISIN, 1973). Asymptotisch geht die Lösung der Telegraphengleichung für kleine Zeiten in die der Wellengleichung und für große Zeiten in die der Diffusionsgleichung über. Sie gilt jedoch für beliebige Zeiten und die Beimengung breitet sich mit endlicher Geschwindigkeit aus.

Leider ist die Telegraphengleichung nur in eindimensionaler Form bekannt und das ist der Grund dafür, daß sie bei der Behandlung von Diffusionsproblemen in der Praxis nicht angewandt wird. Deshalb wenden wir uns wieder der halbempirischen Diffusionsgleichung zu.

Die Lösung der Gleichung (1) in allgemeiner Form stößt auf mathematische Schwierigkeiten. Deshalb wurde und wird die DGL unter Zugrundelegung verschiedenster Annahmen vereinfacht. Da die Turbulenz die Ursache der turbulenten Diffusion darstellt, ist es naheliegend, das Turbulenzfeld entsprechend seinen geometrischen Eigenschaften zu klassifizieren bzw. ihm unterschiedliche Symmetrieeigenschaften zuzuschreiben.

Dem einfachsten Modell liegt dann ein isotropes Turbulenzfeld zugrunde. Es hat jedoch einen geringen Gültigkeitsbereich, da wegen der Schichtung im Ozean die Wirbel schon bei Maßstäben  $l > l_{\text{krit}}$  anisotrop werden. Wenn man in Betracht zieht, daß  $l_{\text{krit}}$  nur von der Stabilität der Wassersäule  $N = \frac{g}{\bar{Q}} \frac{\partial \rho}{\partial z}$  und der Dissipationsgeschwindigkeit der turbu-

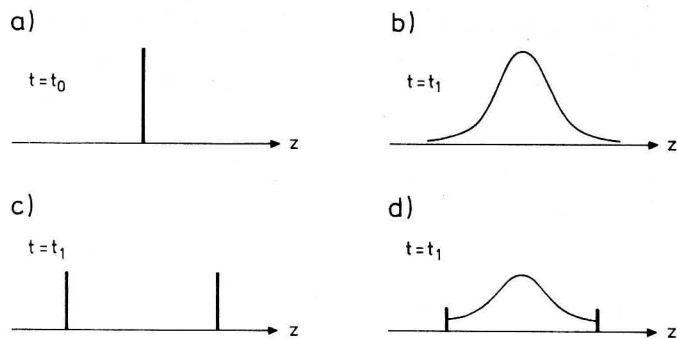


Abb. 1. Graphische Darstellung von Lösungen der Diffusionsgleichung (b), der Wellengleichung (c), der Telegraphengleichung (d) für gleiche Zeiten  $t = t_1$  und mit der gleichen Anfangsbedingung (a) (nach CORRSIN, 1973)

lenten Energie  $\varepsilon$  abhängt, erhält man aus Dimensionsbetrachtungen  $l_{\text{krit}} \sim N^{-3/4} \varepsilon^{1/2}$  (OZMIDOV, 1968). Danach hat der Maßstab von  $l_{\text{krit}}$  die Größenordnung von zehn Metern.

Ein besseres Modell basiert auf der Annahme horizontaler Isotropie des Turbulenzfeldes. Dieser Sachverhalt ist bei ausreichendem Küstenabstand im Ozean bis zu Maßstäben der Größenordnung 100 km erfüllt. Werden die mittleren Stromgeschwindigkeiten und die vertikale Diffusion vernachlässigt, führen entsprechende Überlegungen (ausführlich bei OKUBO, 1962) zu einer rotationssymmetrischen DGL

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( K(r, t) r \frac{\partial s}{\partial r} \right). \quad (19)$$

Bei entsprechender Wahl des von  $r$  und  $t$  abhängigen Diffusionskoeffizienten  $K(r, t) = kr^m f(t)$ , d. h. für bestimmte Werte  $m$  und  $f(t)$ , ergeben sich die bekannten Lösungen von FICK ( $m = 0; f(t) = 1$ ); JOSEPH und SENDNER ( $m = 1; f(t) = 1$ ); OZMIDOV ( $m = 4/3; f(t) = 1$ ); OKUBO und PRITCHARD ( $m = 0; f(t) = t$ ); OKUBO ( $m = 2/3; f(t) = t$ ) und OBUKHOV ( $m = 0; f(t) = t^2$ ).

Viele dieser Gleichungen sind in der Vergangenheit mit Erfolg angewandt worden, besonders diejenigen von JOSEPH und SENDNER (1958). Der Vorteil besteht in einer einfachen Handhabung und in der Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten vom Maßstab des Diffusionsprozesses und der Zeit. Schwerwiegende Mängel bestehen ohne Zweifel in der Vernachlässigung der vertikalen Diffusion und der mittleren Strömung.

Das auf einem anisotropen Turbulenzfeld basierende Modell führt auf die halbempirische Diffusionsgleichung mit unterschiedlichen und von Raum und Zeit abhängenden Koeffizienten. Wegen oben erwähnter mathematischer Schwierigkeiten sind bisher nur spezielle Fälle gelöst worden.

Ein spezieller Fall beinhaltet die Scherstrommodelle. Richtungsweisend waren die Arbeiten von NOVIKOV (1958), CARTER und OKUBO (1965) und OKUBO (1968). Allerdings wird ein bestimmtes Turbulenzspektrum vorausgesetzt, welches aus kleinen und großen Wirbeln besteht, d. h. die Wirbel mittlerer Größe fehlen. Der Einfluß der kleinen Wirbel wird durch die konstanten Austauschoeffizienten realisiert, während die großen anisotropen Wirbel eine Stromschering hervorrufen, die den sogenannten Schereffekt bewirkt. Die

Lösungen beschreiben die in alle drei Richtungen anisotrope Ausbreitung des Beimengungsflecks und eine Drehung desselben im festen Koordinatensystem (fest bezüglich der mittleren Strömung).

Diskutieren wir vorläufig nicht die Zweckmäßigkeit des Modells selbst, besteht das zentrale Problem hierbei in der Berücksichtigung des Stromfeldes in möglichst allgemeiner Form und der Anfangs- und Randwertbedingungen. OKUBO (1968) macht für die mittlere Stromgeschwindigkeit den Ansatz

$$u = u_0(t) - \Omega_y y - \Omega_z z.$$

$\Omega_y$  und  $\Omega_z$  bedeuten die horizontale bzw. vertikale Stromschering. Die Scherungen sind linear, außerdem werden keine Randbedingungen gestellt.

KULLENBERG (1971, 1974) benutzt ein Modell, in welchem die horizontale Diffusion durch die kombinierte Wirkung von Scherstrom und vertikaler Diffusion (Schereffekt) bestimmt wird. Das Stromfeld wird durch

$$\begin{aligned} u &= U_0(z) + u_0(z) \cos \omega t \\ v &= V_0 + v_0(z) \sin \omega t \end{aligned}$$

gegeben. Randbedingungen werden jedoch nicht berücksichtigt.

FENNEL (1977a, 1977b) betrachtet ein Geschwindigkeitsfeld mit zeitlich variabler Scherung der Form

$$\begin{aligned} u &= u_0(t) + \Omega(t) y \\ v &= v_0(t) \end{aligned}$$

und gibt Randbedingungen an. Außerdem gelingt ihm eine Lösung des Anfangswert-Randwertproblems für eine beliebige  $z$ -Scherung. Das ist besonders für praktische Belange interessant. Die Diskussion an einem einfachen Beispiel ergibt, daß die Konzentrationsverteilung bezüglich des mitbewegten Koordinatenursprungs nicht symmetrisch ist.

Unbefriedigend ist bei diesen Modellen, daß eine spezielle Form des Turbulenzfeldes vorgegeben wird. Im allgemeinen wird die postulierte Lücke im Turbulenzspektrum unter natürlichen Bedingungen im Meer nicht existieren. Das Spektrum selbst sollte mehr Berücksichtigung beim Aufstellen der Diffusionsgleichung finden. Damit könnte auch folgendes Problem gelöst werden: Ein wichtiges Merkmal des Diffusionsprozesses ist die zeitliche Konzentrationsabnahme bzw. die Änderung der Maximalkonzentration. Sie kann über die Gültigkeit des einen oder anderen Gesetzes unter bestimmten Umweltbedingungen Aufschluß geben. Bei allen bekannten Gesetzen ist  $S(0, 0, 0, t)$  proportional  $t^{-n}$  und  $n$  nimmt nur bestimmte Werte an. Diese „Quantelung“ der zeitlichen Abhängigkeit der Maximalkonzentration ist physikalisch nicht begründet. Stellen wir uns die tatsächlichen Verhältnisse im Meer vor, so sind Form und Niveau des Energiespektrums gleichzeitig für die Änderung der Konzentration verantwortlich. Allein durch eine Verschiebung des Energieniveaus (also durch eine Vergrößerung der Intensität bei gleichbleibender Form des Spektrums) wird eine Änderung der zeitlichen Abhängigkeit erreicht und  $n$  müßte innerhalb bestimmter Grenzen, die durch die Umweltverhältnisse festgelegt sind, jedem Wert annehmen können.

Damit werden auch Exponenten größer als 3 nicht ausgeschlossen. Bei Experimenten in der Ostsee 1975 lagen die Werte für  $n$  zwischen 1,6 und 6,1 (BROSIN, KREMSER, LOSOVATSKI, MICHELCHEN, 1976). Die hohen Werte fallen mit Windänderungen zusammen.

Ein anderer spezieller Fall betrifft die Gleichung (1) mit ortsabhängigen Koeffizienten in der Form

$$\frac{\partial s}{\partial t} + u(y) \frac{\partial s}{\partial x} = K_{xx}(y) \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} K_{yy}(y) \frac{\partial s}{\partial y} + K_{zz}(y) \frac{\partial^2 s}{\partial z^2}.$$

die mit der Methode von ARIS (1956) für die Momente  $\Theta_{nm}(y, t)$  der Verteilungsfunktion  $S$

$$\Theta_{nm}(y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} X^n Z^m S(x, y, z, t) dx dz$$

und bei entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen gelöst werden kann. Sie bieten sich dort an, wo die mittlere Strömung und die Austauschkoefizienten besonders von einer Variablen abhängen, wie beispielsweise im Küstenbereich von der Uferentfernung (ZEIDLER, 1972).

Abschließend kann gesagt werden, daß die halbempirische Diffusionsgleichung zur Lösung von Diffusionsaufgaben durchaus mit Erfolg herangezogen werden kann. Die aufgezählten Schwächen sollten nicht überbewertet, aber auch nicht außer acht gelassen werden. Eine Klärung einzelner zentraler Fragen sollte in nächster Zeit angestrebt werden. Ein entscheidender Fortschritt bei der Behandlung des Diffusionsproblems wird meiner Meinung nach in Zukunft nur erreicht werden, wenn es gelingt, die Diffusionsgleichung in einer Weise zu verändern, daß die wesentlichen Schwächen wegfallen und das Turbulenzfeld mit seinen Charakteristiken unmittelbar in die Gleichung eingeht.

### Literatur

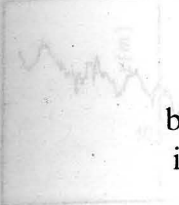
- ARIS, R., On the dispersion of a solute in a fluid flowing through the tube. Proc. Roy. Soc. A 235 (1956), S. 1200.
- BROSIN, H. J., U. KREMSER, J. LOSOVATSKIJ und N. MICHELCHEN, Vorläufige Ergebnisse von Experimenten zur turbulenten Diffusion und von Feinstrukturmessungen in der Ostsee. Vortrag auf dem Symposium „Turbulenz und turbulente Diffusion im Meer“, Moskau, März 1976.
- CARTER, H. H. und A. OKUBO, A study of the physical processes of movement and dispersion in the Cape Kennedy area. Chesapeake Bay Inst., John Hopkins Univ. Techn. Rep., Ref. 65-2 (1965), pp. 164.
- CORRSIN, S., Limitations of gradient transport models in random walks and in turbulence. In: F. N. FRENKIEL and R. E. MUNN Eds.: Turbulent diffusion and environmental pollution, Academic Press, New York (1974), S. 25-60.
- FENNEL, W., Turbulente Diffusion als Anfangs- und Randwertproblem, Gerlands Beiträge zur Geophysik (1977, im Druck).
- FENNEL, W., Theory of turbulent diffusion with arbitrary vertical shear (in press, 1977).
- FRANZ, H. W., Zur Beziehung zwischen Lagrangeschen und Eulerschen Korrelationsfunktionen. Beitr. Phys. Atm., 36 (1970), S. 39-69.
- FRANZ, H. W., On Lagrangian and Eulerian correlation; Rapports et Proces-Verbaux des Reunions, Vol. 167: Physical processes responsible for dispersal of pollutants in the sea; edited by G. KULLENBERG and J. W. TALBOT (1947), S. 125-128.
- GALKIN, L. M., Lösung von Diffusionsaufgaben mit der Monte-Karlo-Methode (russ.) Verlag „Nauka“, Moskau 1975.
- JOSEPH, J. und H. SENDNER, Über die horizontale Diffusion im Meer. Dt. Hydrographie Z. 11 (1958), H. 2, S. 49-77.
- KULLENBERG, G. E. B., Results of diffusion experiments in the upper region of the sea. Kobenhavns Universitet, Inst. f. Fysik Oceanografi, Re. No. 12 (1971).
- KULLENBERG, G. E. B., An experimental and theoretical investigation of the turbulent diffusion in the upper layer of the sea. Kobenhavns Universitet, Institut for Fysik Oceanografi, Rep. No. 25 (1974).

- LASS, H. U. und W. FENNEL, On the decomposition of quantities in smoothed part and fluctuations (in Vorbereitung).
- MONIN, A. S., Über die Diffusion mit endlicher Geschwindigkeit (russ.). Isv. AN SSSR, Ser. Geophysik, No. 3 (1955).
- MONIN, A. S., General survey of atmospheric diffusion In: Advances in Geophysics 6, Atmospheric diffusion and air pollution, F. N. FRENKIEL and P. A. SHEPPARD Editors, Academic Press, New York (1959), S. 29-40.
- MONIN, A. A. und A. M. JAGLOM, Statistische Hydromechanik, Teil I (russ.). Verlag „Nauka“, Moskau 1965.
- NOVIKOV, E. A., Concerning a turbulent diffusion in a stream with a transverse gradient of velocity. Journ. Appl. Math. and Mech. 22 (1958), 576.
- OKUBO, A., A review of theoretical models for turbulent diffusion in the sea. Journal of the Oceanographical Society of Japan, 20th Anniversary Volume (1962).
- OKUBO, A., Some remarks on the importance of the "shear effect" in horizontal diffusion. J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 24, No. 2 (1968), 60-69.
- OZMIDOV, R. V., Horizontale Turbulenz und turbulenter Austausch im Meer (russ.). Verlag Nauka (1968).
- PASQUILL, F., Atmospheric diffusion. Van Nostrand, Toronto 1962.
- ZEIDLER, R., Versuch zur Bestimmung der Struktur der turbulenten Bewegung des Meeres in der ufernahen Zone. Beitr. Meereskunde, H. 30/31 (1972), S. 129-152.

Anschrift des Autors:

Dr. rer. nat. U. KREMSER  
Institut für Meereskunde der AdW der DDR  
253 Rostock-Warnemünde





## Zum Problem der Genauigkeit bei der Darstellung ozeanologischer Größen in Form von Schnitten und Dauerstationen

Von H. ULRICH LASS

*Zusammenfassung:* Es werden die Abtastfehler, die sich bei der Darstellung ozeanologischer Parameter in Form von Zeitreihen, räumlich diskreten Meßreihen in einem Zeitpunkt und räumlicher Messungen in einem bestimmten Zeitintervall ergeben, mathematisch formuliert. Ihre Größenordnung wird an Hand von gemessenen Spektren der Temperatur und Strömung abgeschätzt. Es zeigt sich, daß bei Meßintervallen der Zeit von Stunden und der Entfernung von Kilometern der Abtastfehler im allgemeinen den Gerätefehler ozeanologischer Meßgeräte um ein Mehrfaches übersteigt. Bei der Darstellung von Schnitten muß die zeitliche Veränderlichkeit berücksichtigt werden, um räumliche und zeitliche Änderungen trennen zu können.

### 1. Problemstellung

In der ozeanologischen Meßtechnik steht man oft vor dem Problem, die zeitliche Veränderlichkeit eines ozeanologischen Parameters in einem Punkt oder in der ganzen Wassersäule unter einem Punkt der Meeresoberfläche so genau wie möglich zu bestimmen. Bedingt durch den derzeitigen Stand der Gerätetechnik sind diese Messungen oftmals nur zu diskreten äquidistanten Zeitpunkten  $i \cdot \Delta t$  möglich, so z. B., wenn auf einer Dauerstation die innere Struktur der Wassersäule durch eine Folge von Serien mit einer Bathysonde erfaßt wird. Bei der Auswertung solcher Messungen ergibt sich die Frage, welchen Wert einer der gemessenen Parameter zu einem beliebigen Zeitpunkt zwischen zwei Meßpunkten hat und wie groß der Fehler ist. Diese Fragestellung ist ein Interpolationsproblem, wobei der Interpolationsfehler (oder Abtastfehler) vom zeitlichen Meßwertabstand  $\Delta t$  und der Variabilität des Parameters abhängt.

Ein analoges Problem liegt vor, wenn bei einer Vertikalserie der Parameter nur aus diskreten Tiefenpunkten gemessen wird. Beide Probleme sollen vor allem unter dem Gesichtspunkt der Abschätzung des Interpolationsfehlers in Abhängigkeit von der Abtastschrittweite und gemessenen oder aus Messungen verallgemeinerten Spektren behandelt werden.

Ein dem Wesen nach gleiches Problem tritt auf, wenn synoptische ozeanologische Schnitte mit einem Schliff aufgenommen werden. Wenn wir annehmen, daß das Meßsystem längs der Horizontalen kontinuierlich mißt, um das Problem des räumlichen Interpolationsfehlers zu umgehen, so benötigt das Schiff zur Aufnahme des Schnittes doch eine gewisse Zeit, in der sich dem räumlichen Zustand des Parameters zu Beginn der Messung die zeitliche Veränderlichkeit überlagert, so daß die Erfassung des räumlichen Zustandes umso stärker verfälscht wird, je weiter man sich vom Anfangspunkt entfernt. Eine Abschätzung der Größenordnung dieses „Synopsis-Fehlers“ läßt sich auf die obengenannte Problematik zurückführen.

Um zu konkreten Fehlerabschätzungen zu kommen, ist es nötig, den räumlichen und

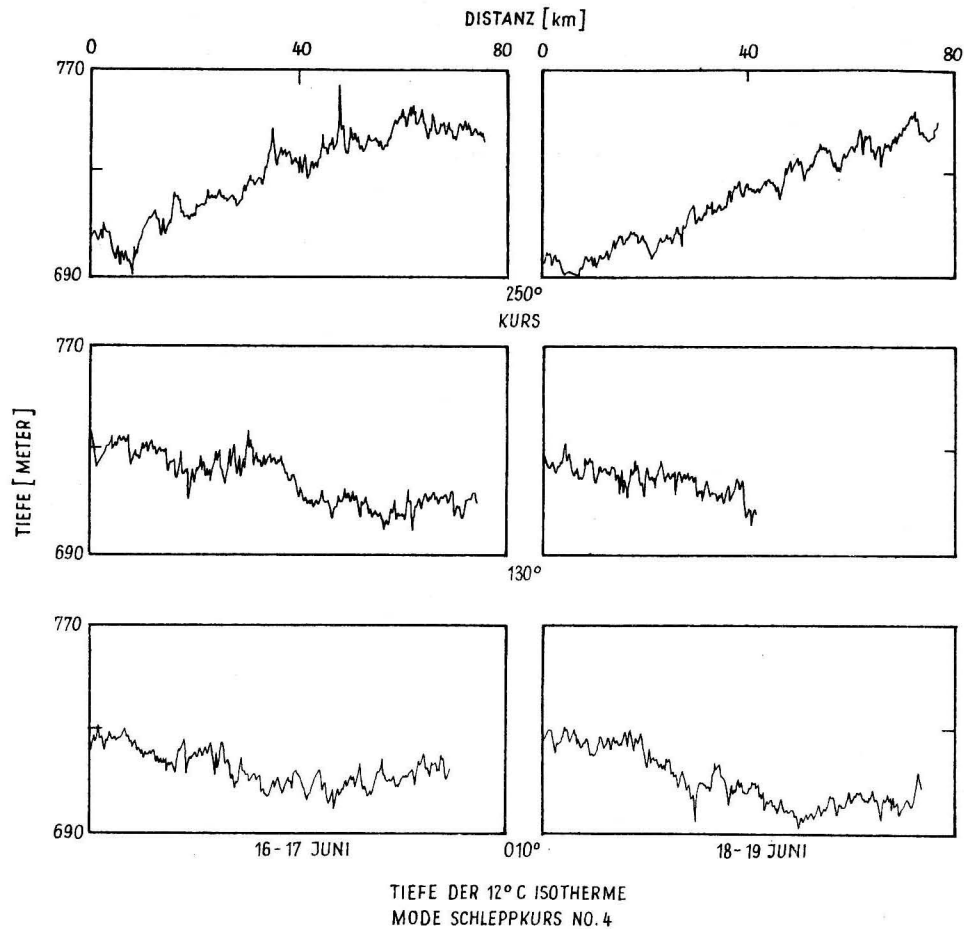


Abb. 1. Quasikontinuierlich gemessene Tiefenlage der 12° Isotherme im Atlantik (MODE-Gebiet) nach E. KATZ [5]

zeitlichen Verlauf eines Parameters im Meer zu kennen. Da die Variabilität jedoch räumlich und zeitlich Unterschiede aufweist, muß man sie also auch für verschiedene Zonen des Meeres und zu verschiedenen Jahreszeiten kennen. Einen Eindruck über die räumliche und zeitliche Veränderlichkeit der Temperatur im Atlantischen Ozean sowie der räumlichen Veränderlichkeit der Temperatur in der Ostsee geben die Abb. 1 und Abb. 2.

## 2. Kotelnikow-theorem und Abtastfehler

Im folgenden werden wir uns auf den Informationsverlust bzw. den Abtastfehler bei der Darstellung einer Funktion beschränken, von der in gewissen endlichen Zeitabständen  $\Delta t$ , Meßwerte  $X(t_i)$   $i = 1 \dots N$  vorliegen.

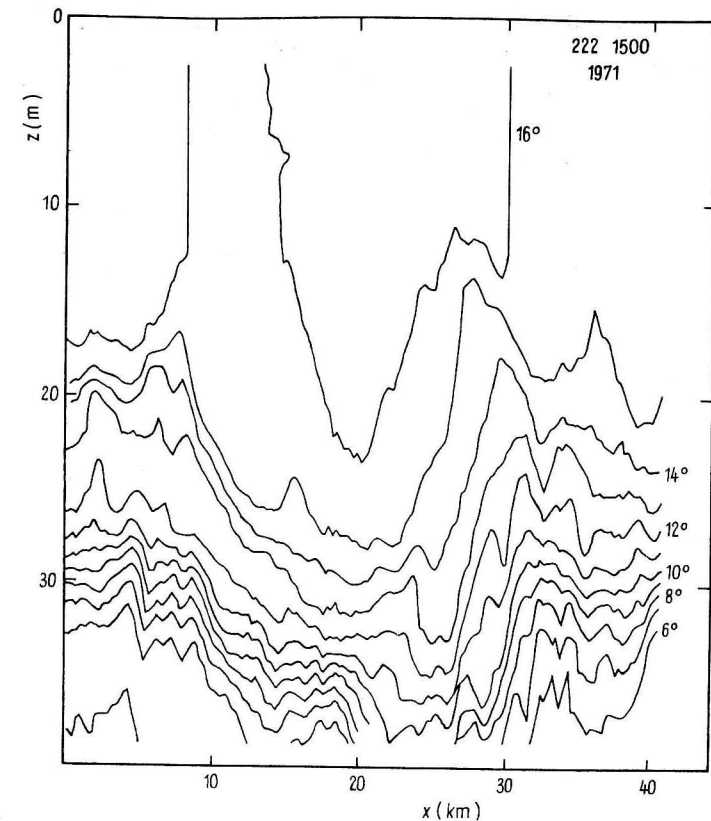


Abb. 2. Quasikontinuierlich gemessene horizontale Temperaturverteilung in der Deck- und Sprungschicht der mittleren Ostsee nach KEUNECKE [6]

Im allgemeinen wird durch eine gewisse Interpolation zwischen zwei benachbarten Meßwerten  $X(t_i)$  und  $X(t_{i+1})$  ein Kurvenzug konstruiert, so daß man aus der diskreten Zeitreihe  $X(t_i)$   $i = 1 \dots N$  eine zeitlich kontinuierliche Funktion  $X^*(t)$  im Zeitintervall  $t \in [t_0, N \cdot \Delta t]$  erhält. Wie weicht diese konstruierte Funktion  $X^*$  von der wahren Funktion  $X(t)$  im gleichen Zeitintervall ab.

Über dieses Problem gibt das Theorem von KOTELNIKOW (z. B. WUNSCH [11]) Auskunft. Die Voraussetzung für die Anwendbarkeit des Theorems ist aber, daß der zu erfassende Meßwert  $X(t)$  ein bandbegrenzttes Spektrum hat. Es bleibt zu prüfen, ob diese Bedingung in der Ozeanologie allgemein zutrifft. Die Ergebnisse der modernen Ozeanographie zeigen, daß die Spektren ozeanologischer Größen oberhalb einer gewissen Frequenz, die 10 Hz nicht überschreitet, mit zunehmender Frequenz monoton fallen (siehe Abb. 3—7). Ein Gerätesystem wird andererseits durch eine gewisse Bandbreite und einen Rauschpegel  $S_r$ , der sich mindestens aus dem statischen Gerätefehler sowie der Bandbreite ergibt, charakterisiert. Auf Grund des monotonen Fallens wird also ab einer gewissen Frequenz  $\omega_g$  das Spektrum der zu messenden Funktion unter das Niveau des Geräterauschens fallen (siehe Abb. 8).

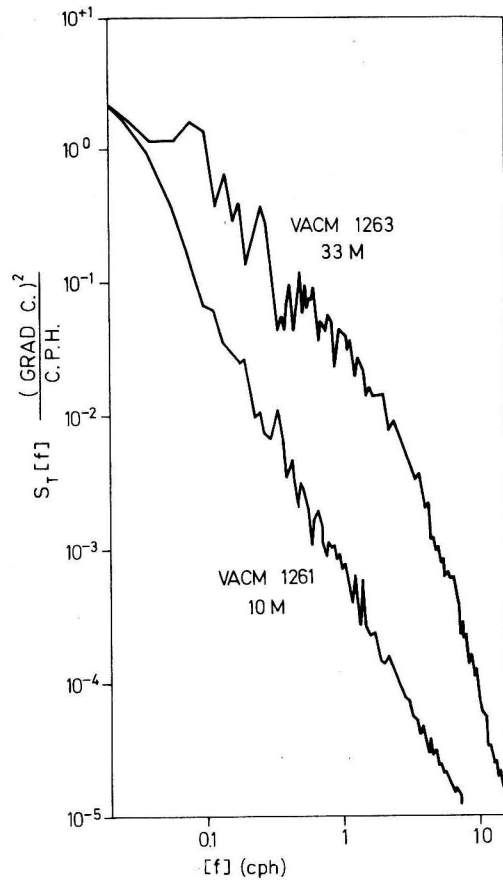


Abb. 3. Leistungsspektrum der Wassertemperatur in der durchmischten und der Sprungschicht des Nordatlantik nach POLLARD [8]

Oberhalb dieser Frequenz kann man ohne größeren Fehler als den Gerätefehler das Spektrum gleich Null setzen, so daß man es praktisch immer mit einem bandbegrenzten Meßwert zu tun hat. Die Voraussetzung zur Anwendung des Theorems sind also in der Ozeanologie im allgemeinen erfüllt.

Das Theorem sagt nun aus:

Besitzt eine Zeitfunktion  $X(t)$  ein bandbegrenztes Spektrum mit der oberen Grenzfrequenz  $\omega_g$ , so ist  $X(t)$  durch eine Reihe von diskreten Werten  $X(n\Delta t)$  mit  $n = 0 \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  vollständig bestimmt, wobei

$$\Delta t \leq \frac{\pi}{\omega_g} = \frac{T_g}{2} \quad (1)$$

ist und  $X(t)$  angenähert wird durch

$$X^*(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X(n\Delta t) \frac{\sin \omega_g(t - n\Delta t)}{\omega_g(t - n\Delta t)} \quad (2)$$

Der mittlere quadratische Fehler zwischen  $X$  und  $X^*$  beträgt

$$\overline{\varepsilon^2} = \overline{(X - X^*)^2} = \int_{\omega_g}^{\infty} S_x(\omega) d\omega, \quad (3)$$

wobei  $S_x(\omega)$  das Leistungsspektrum ist und  $\overline{\varepsilon^2}$  den zeitlichen Mittelwert darstellt. Es ist klar, daß bei oberhalb von  $\omega_g$  verschwindendem Spektrum  $X$  und  $X^*$  identisch sind. Wenn dagegen das Spektrum von  $X(t)$  oberhalb von  $\omega_g$  willkürlich Null gesetzt wird, in Wirklichkeit aber nur kleiner ist als die Rauschgrenze, so ist der mittlere quadratische Fehler zwischen  $X$  und  $X^*$  nicht größer als der reine Gerätefehler.

Wenn jedoch, ohne die Bandbreite des Meßsystems durch geeignete Maßnahmen zu verkleinern, die Abtastzeit  $\Delta t_A$  gegenüber Gl. (1) willkürlich vergrößert wird, so muß man

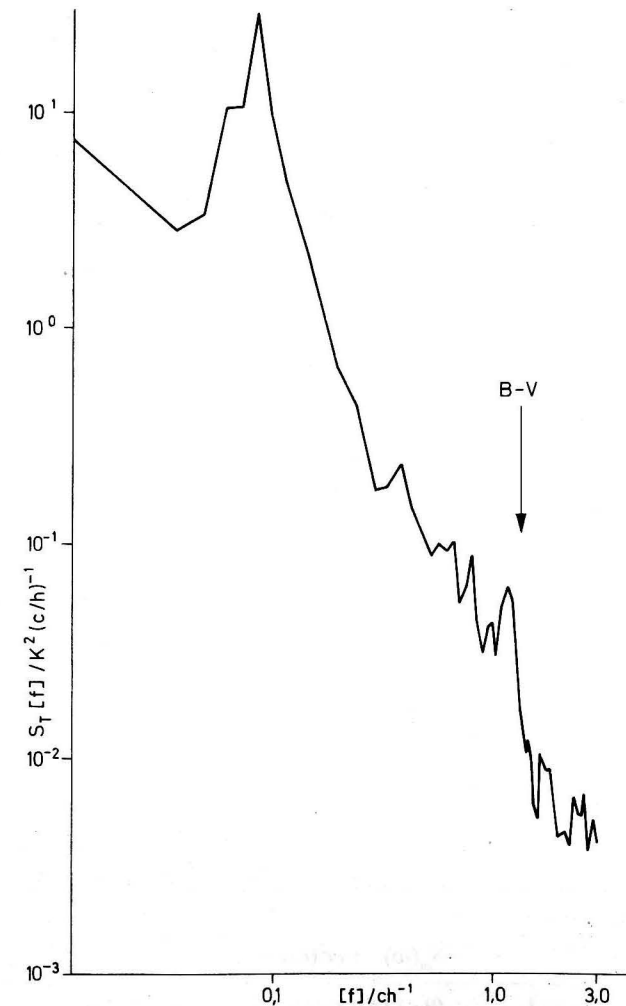


Abb. 4. Leistungsspektrum der Wassertemperatur in der Tiefenschicht des Nordatlantik nach GOULD [4]

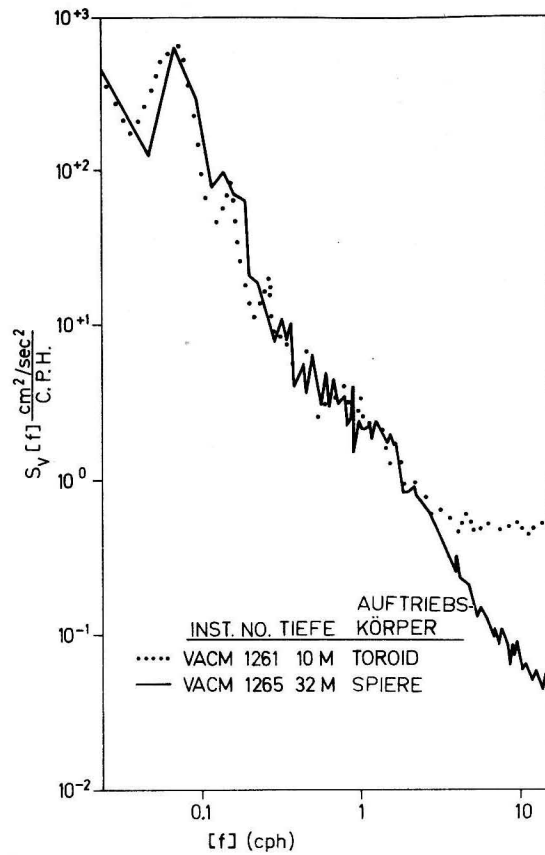


Abb. 5. Leistungsspektrum der Strömung in der durchmischten und der Sprungschicht des Nordatlantik nach POLLARD [8]

mit einem nicht mehr rückgängig zu machenden Fehler rechnen, der größer als der Gerätefehler wird und

$$\bar{\varepsilon}_A^2 = \int_{\frac{\omega_A}{2}}^{\infty} S_x(\omega) d\omega \quad \omega_A = \frac{2\pi}{\Delta t_A} \quad (4)$$

beträgt.

Dieser Fehler ist nur dadurch zu umgehen, daß man das Leistungsspektrum durch ein sogenanntes „Anti-Aliasing“-Filter (Filter mit Tiefpaßcharakter) mit der Übertragungsfunktion  $\varphi(\omega)$  so modifiziert,

$$S_m(\omega) = \varphi^2(\omega) S_x(\omega), \quad (5)$$

daß dessen Grenzfrequenz  $\omega_m \leq \frac{\omega_A}{2}$  ist (Abb. 8).

Man muß dann zwar einen dynamischen Fehler in Kauf nehmen (z. B. WOSCHNI [10]), der jedoch im Prinzip eliminiert werden kann und wobei vor allem der Mittelwert und die Streuung nicht unkontrolliert verfälscht werden.

Um eine Vorstellung des Fehlers nach Gl. (4) und seiner Abhängigkeit von der Wahl der Abtastzeit  $\Delta t_A$  zu erhalten, berechnen wir Gl. (4) mit Hilfe einiger analytisch angebbaren Spektren.

Die Spektren der Strömung fallen im Periodenbereich von Stunden bis zu Minuten nach Potenzgesetzen der Form

$$S_s(\omega) = C\omega^{-n} \quad \text{mit} \quad |n| > 1. \quad (5)$$

Wir erhalten also für

$$\bar{\varepsilon}^2 = \int_{\frac{\omega_A}{2}}^{\infty} S_s(\omega) d\omega = C \int_{\frac{\omega_A}{2}}^{\infty} \omega^{-n} d\omega, \quad (6)$$

$$\bar{\varepsilon}^2 = \frac{C}{n-1} \left(\frac{\omega_A}{2}\right)^{-n+1},$$

$$\frac{\omega_A}{2} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\Delta t_A},$$

$$\bar{\varepsilon}^2 = \frac{C}{n-1} \left(\frac{\Delta t_A}{\pi}\right)^{n-1}. \quad (7)$$

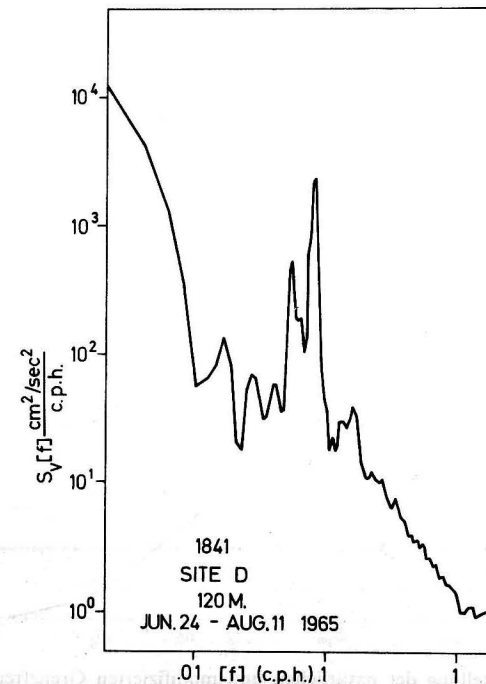


Abb. 6. Spektrum der Strömung in 120 m Tiefe im Nordatlantik nach WEBSTER [9]



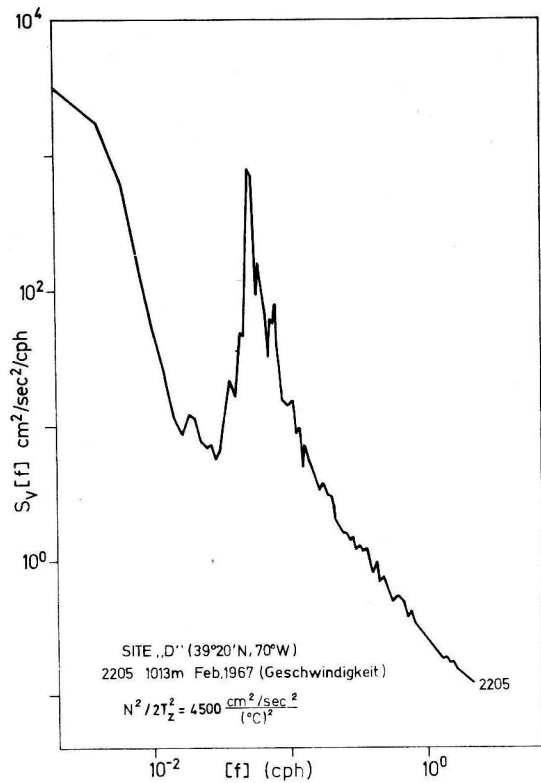


Abb. 7. Spektrum der Strömung in der Tiefenschicht des Nordatlantik nach FOFONOFF [2]

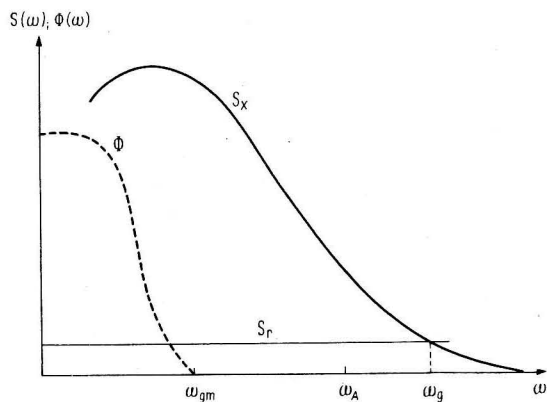


Abb. 8. Schematische Darstellung der natürlichen und modifizierten Grenzfrequenz bei einem monoton fallenden und einem durch Tiefpaßfilter modifizierten Spektrum

Wenn das Spektrum entsprechend dem Gesetz der isotropen Turbulenz fällt, würde  $n = \frac{5}{3}$  (siehe PHILLIPS [7]) sein und somit

$$\overline{\epsilon_{\text{turb}}^2} = \frac{3}{2} C_{\text{turb}} \left( \frac{\Delta t_A}{\pi} \right)^{2/3},$$

$$\epsilon_{\text{turb}}^* = \sqrt{\overline{\epsilon^2}} = \tilde{C}_{\text{turb}} \sqrt[3]{\overline{\Delta t_A}}. \quad (8)$$

Für das Spektrum Interner Wellen gilt in diesem Frequenzbereich nach GARRET und MUNK [3]

$$S_{\text{in}}(\omega) = C_{\text{in}} \omega^{-2}$$

$$\overline{\epsilon_{\text{in}}^2} = \frac{C_{\text{in}}}{\pi} \Delta t_A \quad (9)$$

$$\epsilon_{\text{in}}^* = \tilde{C}_{\text{in}} \sqrt{\Delta t_A}.$$

Da Turbulenz und Interne Wellen die am meisten verbreitete Ursache für Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen im Meer sind, dürfte sich der Fehler in Abhängigkeit von der Zeit mit der Dritten oder Quadratwurzel vergrößern. Bei gleichem Potenzgesetz unterscheiden sich die Spektren an verschiedenen Orten jedoch beträchtlich im Faktor  $C$ , so daß die Analyse des Fehlers sehr differenziert nach den gegebenen ozeanologischen Bedingungen ausgeführt werden muß. Ein weiteres Merkmal der Spektren ozeanologischer Größen besteht darin, daß in den verschiedenen Frequenzbereichen verschiedene Potenzgesetze gelten und somit eine analytische Integration schwierig wird.

Es wurde deshalb das Integral (4) bei variablem  $\omega_A$  für Spektren der Temperatur und der Strömung, die in den Abb. 3–7 dargestellt sind aus der durchmischten Oberflächenschicht, dem Sprungschichtbereich und der Tiefenschicht des Ozeans numerisch gebildet. Die Ergebnisse sind für die Temperatur in Abb. 9 und für die Strömung in Abb. 10 dargestellt. Dabei wurde die Wurzel des Integrals (4) für verschiedene Abtastzeiten  $\Delta t_A = \frac{2\pi}{\omega_A}$ , normiert, mit der Wurzel aus dem Integral

$$\overline{\sigma^2} = \int_{\omega_{\text{min}}}^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (10)$$

$$\omega_{\text{min}} = 2\pi \cdot 0,02 h^{-1}$$

einem Maß für die Streuung, die alle Schwingungen mit Perioden kleiner gleich 50 h verursachen, dargestellt. Die Begründung dieser Darstellung mag darin liegen, daß die Form der Spektren, die den dargestellten Kurvenverlauf bestimmt, für bestimmte Tiefenbereiche des Meeres allgemeineren Charakter hat, während die Gesamtstreuung je nach äußeren Bedingungen stark von Ort variieren kann. Entsprechend dieser Argumentation könnte man bei einer 50-stündigen Zeitreihe  $x_i^*$  mit  $\Delta t_A = 3$  h den Fehler bei der Darstellung der Zeitreihe abschätzen, indem man die Wurzel aus der Gesamtstreuung dieser Zeitreihe

$$\overline{\sigma^2} = \overline{(X_i^* - \bar{X}_i^*)^2} \quad i = 1 \dots 17 \quad (11)$$

mit dem entsprechenden Prozentwert aus den Abb. 9 oder 10 für  $\Delta t_A = 3$  h multipliziert.

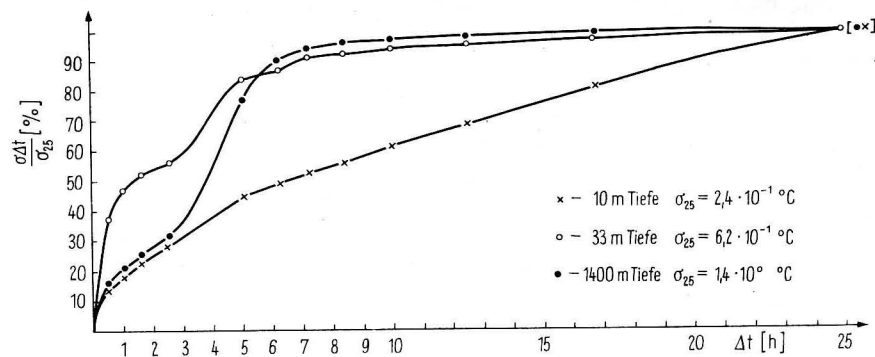


Abb. 9. Der prozentuale Abtastfehler der Temperatur, bezogen auf die natürliche mittlere Streuung der Temperatur in einem Zeitintervall von 50 h, in Abhängigkeit von der Abtastzeit der Zeitreihe für verschiedene Schichten des Nordatlantik

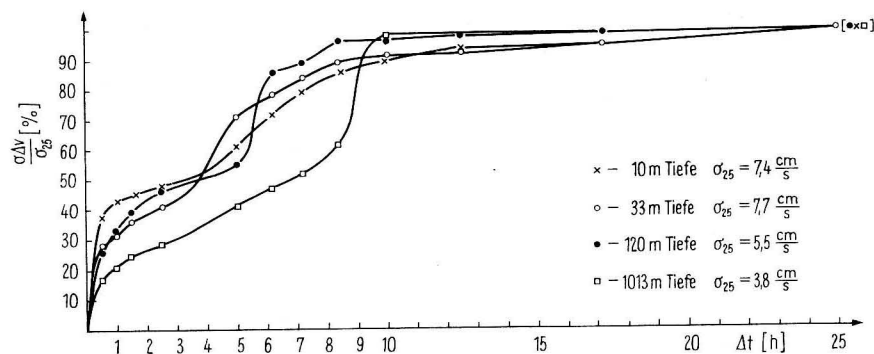


Abb. 10. Der prozentuale Abtastfehler der Strömung, bezogen auf die natürliche mittlere Streuung der Strömung in einem Zeitintervall von 50 h, in Abhängigkeit von der Abtastzeit einer Zeitreihe für verschiedene Schichten des Nordatlantik

Im folgenden sollen die aus den Spektren ermittelten Abtastfehler im Vergleich zum Gerätefehler diskutiert werden.

#### a) Temperatur

Nimmt man einen charakteristischen Gerätefehler von  $0,01\text{ }^\circ\text{C}$  für ein ozeanisches Temperatursystem an, so erreicht der Abtastfehler diesen Wert bei der Darstellung von Zeitreihen aus der durchmischten Schicht bei einem  $\Delta t_A$  von weniger als 15 min. Bei der Sprungschicht ist die entsprechende Abtastzeit noch beträchtlich kleiner. Der zehnfache Gerätefehler von  $0,01\text{ }^\circ\text{C}$  würde im vorliegenden Fall in der durchmischten Schicht bei  $\Delta t_A = 4,5\text{ h}$  in der Sprungschicht und der Tiefenschicht bei weniger als  $\Delta t_A = 0,5\text{ h}$  erreicht. Bei  $\Delta t_A = 4,5\text{ h}$  würde in der Sprungschicht der Fehler bei  $0,5\text{ }^\circ\text{C}$  und in der Tiefenschicht bei  $0,84\text{ }^\circ\text{C}$  liegen. Überraschend ist der große Abtastfehler in der Tiefenschicht, der vermuten läßt, daß das verwendete Spektrum nicht repräsentativ ist für Variabilität der Temperatur in den Tiefenschichten des Ozeans.

#### b) Strömung

Der charakteristische Gerätefehler von  $1\text{ cm/s}$  bei Strömungsmessern wird in diesem Fall in der Tiefenschicht von  $1000\text{ m}$  bei  $\Delta t_A = 2\text{ h}$  erreicht, während in den oberen Schichten dieser Fehler bei  $\Delta t_A = 0,5\text{ h}$  erreicht wird. Ein Fehler von  $5\text{ cm/s}$  wird in den Oberflächenschichten bei  $\Delta t_A [4,7-7]\text{ h}$  erreicht, wobei die mittlere Strömung in diesen Gebieten bei  $10\text{ cm/s}$  liegt. Für die Tiefenschicht von ungefähr  $1000\text{ m}$  erhält man einen Fehler von  $2\text{ cm/s}$  bei  $\Delta t_A \sim 7\text{ h}$ . Die mittlere Geschwindigkeit in dieser Tiefe liegt nach WEBSTER [9] bei  $5\text{ cm/s}$ .

Zusammenfassend kann man sagen, daß der Abtastfehler bei der Darstellung von Zeitreihen der Temperatur und der Strömung nur durch moderne quasikontinuierlich registrierende Meßsysteme in der gleichen Größenordnung wie der Gerätefehler zu halten ist.

Bei der Aufnahme von Zeitreihen nach klassischen Methoden ( $\Delta t_A \approx 1-3\text{ h}$ ) muß man mit Fehlern rechnen, die mindestens eine Größenordnung über dem Gerätefehler liegen.

Analog wie bei einer diskreten Zeitreihe entsteht ein Abtastfehler auch bei der Interpolation einer äquidistanten Reihe von Meßfühlern längs der Strecke  $[x_0, x_1]$ , die den Abstand  $\Delta x$  haben. Wenn die Veränderlichkeit des Parameters  $X(t_0, x)$  längs dieser Strecke statistisch homogen ist, so gilt für den Abtastfehler nach KOTELNIKOW völlig analog zu Gl. (4)

$$\bar{\varepsilon}^2 = \int_{k_{xA}}^{\infty} S_x(k_x) dk_x \quad (12)$$

mit

$$k_{xA} = \frac{\pi}{\Delta x}$$

wobei  $k_x$  die Wellenzahl entlang der Strecke  $[x_0, x_1]$  ist.

Auf Grund der schwierigen Durchführung der Messungen zur Bestimmung von Wellenzahlspektren ozeanologischer Parameter gibt es in der Literatur zur Zeit wenige Veröffentlichungen zu diesem Thema. Deshalb wurde von einer Fehlerabschätzung auf der Basis der Formel (12) Abstand genommen. Im Falle eines sich mit einer mittleren Geschwindigkeit  $\bar{C}$  bewegendem räumlich homogenen Temperaturfeldes kann man den Fehler nach Gl. (4) abschätzen, indem man die leichter meßbaren Frequenzspektren in ein Wellenzahlspektrum transformiert.

$$\begin{aligned} S_x(\omega) &\Rightarrow S_x(k), \\ k &= \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{T\bar{C}} = \frac{\omega}{\bar{C}}, \\ \text{und } \Delta x_A &= \bar{C} \cdot \Delta t_A. \end{aligned} \quad (13)$$

Legt man zugrunde, daß bei einem zeitlichen Abtastschritt  $\Delta t_A$  in der Größenordnung von Stunden der Abtastfehler ein Vielfaches des Gerätefehlers erreicht, so erhält man bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit von  $\bar{C} \sim 10\text{ cm/s}$  für

$$\Delta x_A \sim 10^3\text{ m}.$$

Das bedeutet, daß bei räumlichen Abtastschritten in der Größenordnung von Kilometern bei einem statistisch homogenen Temperatur- oder Strömungsfeld der Abtastfehler ein

Mehrfaches des Gerätefehlers beträgt, selbst wenn die Messungen an allen Punkten gleichzeitig durchgeführt werden.

In manchen Fällen kann ein ozeanologischer Parameter längs einer Strecke  $[x_0, x_1]$  nicht durch einen homogenen stochastischen Prozeß mit einem Leistungsspektrum  $S_x(k)$  dargestellt werden, denn dieser kann von einem räumlich abhängigen Mittelwert überlagert werden. Das ist z. B. längs der Tiefenkoordinate immer der Fall. Wir teilen dann den Parameter auf in einen inhomogenen und einen homogenen Anteil. Durch geeignete Filteroperationen erfolgt die Aufteilung so, daß der inhomogene Anteil der Bedingung genügt, daß er durch ein FOURIER-Integral dargestellt werden kann

$$X(x) = X_{\text{in}}(x) + X_{\text{hom}}(x). \quad (14)$$

Der Fehler für den homogenen Anteil kann aus Gl. (12) bestimmt werden. Der Fehler für den inhomogenen Anteil kann, wenn er der Bedingung

$$\int_0^{\infty} |X_{\text{in}}(x)| dx < \infty \quad (15)$$

genügt, aus der klassischen FOURIERtransformierten  $f_{\text{in}}(k)$  von  $X_{\text{in}}$  bestimmt werden.

$$f_{\text{in}}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega x} X_{\text{in}}(x) dx \quad (16)$$

Er beträgt nach WUNSCH [11]

$$|\bar{\varepsilon}| = \overline{|X_{\text{in}}(x) - X_{\text{in}}^*(x)|} = \int_{\frac{k_A}{2}}^{\infty} f_{\text{in}}(k) dk \quad (17)$$

mit  $k_A = \frac{2\pi}{\Delta x_A}$ .

Für eine ungefähre Abschätzung des Abtastfehlers des inhomogenen Anteils z. B. bei der vertikalen Temperaturverteilung, der am stärksten in der Sprungschicht sein dürfte, nehmen wir als grobe Approximation für den Temperaturverlauf in der Sprungschicht die Funktion

$$T = T_0 e^{-(az)^2}. \quad (18)$$

Für die FOURIER-Transformierte von Gl. (18) erhalten wir

$$\mathfrak{F}\{T(z)\} = f(k) = \frac{T_0}{\sqrt{2a^2}} \cdot e^{-\frac{k^2}{4a^2}} \quad (19)$$

und somit für

$$|\bar{\varepsilon}| = \frac{T_0}{\sqrt{2a^2}} \int_{\frac{\pi}{\Delta x_A}}^{\infty} e^{-\frac{k^2}{4a^2}} dk, \quad (20)$$

durch die Substitution

$$t = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k}{a}$$

kann Integral (20) auf die Form des Wahrscheinlichkeitsintegrals gebracht werden,

$$|\bar{\varepsilon}| = T_0 \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \{1 - \Phi[t(\Delta x_A)]\}, \quad (21)$$

wobei  $t = \pi \Delta z_w / \Delta x_A$  ist, mit  $\Delta z_w$  gleich dem Abstand zwischen dem Beginn der Sprungschicht und dem Wendepunkt der Temperaturkurve  $T(z)$  im Sprungschichtbereich. Aus Gl. (21) erhält man

$$\frac{|\bar{\varepsilon}|}{T_0} \quad 5 \cdot 10^{-3} \quad 2,9 \cdot 10^{-1} \quad 7,5 \cdot 10^{-1} \quad (21a)$$

$\frac{\Delta z_w}{\Delta x_A}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
---------------------------------	---	---------------	---------------

Entsprechend der Abb. (2) kann man für die mittlere Ostsee im Sommer für  $T_0 \sim 8^\circ\text{C}$  und für  $\Delta z_w \sim 5\text{ m}$  annehmen. Der Abtastfehler würde dann für  $\Delta x_0 = 5\text{ m}$   $|\bar{\varepsilon}| = 4 \cdot 10^{-2}^\circ\text{C}$ ,  $\Delta x_A = 10\text{ m}$   $|\bar{\varepsilon}| = 2,3^\circ\text{C}$  und für  $\Delta x_A = 15\text{ m}$   $|\bar{\varepsilon}| = 6^\circ\text{C}$  betragen. In der Praxis dürften diese Fehler noch übertroffen werden, da Gl. (21) voraussetzt, daß man am Beginn der Sprungschicht einen Meßpunkt hat, den man im voraus aber gar nicht kennt. Eine einigermaßen fehlerfreie Erfassung einer Sprungschicht setzt also im zu erwartenden Sprungschichtbereich einen Meßpunktabstand  $\Delta x_A$  voraus, der mindestens der halben Mächtigkeit der Sprungschicht entspricht.

Berücksichtigt man bei der räumlichen Aufnahme eines ozeanologischen Parameters die endliche Zeit, in der ein Meßfühler entlang der Strecke  $[x_0, x_1]$  transportiert wird, so muß man neben dem eventuellen räumlichen Abtastfehler die zeitliche Änderung des Parameters an den einzelnen Meßpunkten entlang der Strecke gegenüber dem Zeitpunkt  $t_0$  an dem der Parameter an der Stelle  $x_0$  gemessen wurde, berücksichtigen. Da diese zeitlichen Schwankungen der ozeanologischen Parameter im allgemeinen stochastischer Natur sind, muß man für eine synoptische Darstellung des Wertes in Punkt  $x$  die volle mittlere zeitliche Streuung als Fehler annehmen, die der Parameter an der Stelle  $x$  in der Zeit von  $t_0$  bis zur Zeit  $t_x$ , zu der  $x$  gemessen wurde, annimmt. Hierzu wäre die Kenntnis der Frequenzspektren des Parameters entlang der Meßstrecke notwendig. Und wir erhalten für den Fehler gegenüber dem Anfangspunkt  $x_0$

$$\bar{\varepsilon}^2(x, \Delta t) = \int_{\frac{2\pi}{\Delta t}}^{\infty} S(\omega, x) d\omega, \quad (22)$$

wobei  $\Delta t$  die Zeitdifferenz der Meßzeit in Punkt  $x$  gegenüber der in Punkt  $x_0$  ist. In den Fällen, in denen längs der Meßstrecke  $[x_0, x_1]$  räumlich statistische Homogenität herrscht, ist  $S(\omega, x)$  von  $x$  unabhängig und es genügt demzufolge das Leistungsspektrum des Parameters an einem Punkt zu kennen. Dann ist die Aufgabe der der Gl. (4) analog, nur daß der Betrag des Fehlers in Gl. (4) schon bei  $\Delta t_A = \frac{\Delta t}{2}$  der Gl. (22) erreicht wird.



Wie aus Abb. 9 und Abb. 10 zu entnehmen ist, nimmt also bei homogenen Verhältnissen der Fehler gegenüber dem Ausgangspunkt  $x_0$  mit jedem Meßpunkt kontinuierlich zu.

Bei Dampfzeiten von 12 h für einen Schnitt im Atlantik beträgt der Fehler also — zumindest im Sprungschichtbereich — für den letzten Meßpunkt 90% der natürlichen Streuung über ein Mittel von 50 h. Der Fehler liegt somit weit über dem Gerätefehler. Bei langen Dampfzeiten muß man also eine sorgfältige Fehleranalyse vornehmen, um räumliche und zeitliche Änderungen trennen zu können. Eine Verbesserung der Genauigkeit bei der räumlichen Aufnahme größerer Strecken kann also nur durch kleinere Dampfzeiten, also den Einsatz mehrerer Schiffe, erreicht werden.

### 3. Schlußbemerkung

Bei der Aufnahme der Felder ozeanologischer Parameter entstehen spezifische Fehler, die wesentlich größer sein können als die an die verwendeten Meßgeräte gebundenen spezifischen Gerätefehler. Diese Art der Fehler entsteht durch die zeitliche bzw. räumliche diskrete Anordnung von Meßfühlern sowie durch die nicht gleichzeitige Messung an den verschiedenen Meßpunkten entlang eines Schnittes. Der Betrag des Fehlers ist abhängig von der Größe der zeitlichen bzw. räumlichen Meßpunktabstände und der natürlichen Veränderlichkeit des Parameters, deren quantitatives Maß die Frequenz- oder Wellenzahlspektren sind. Mit Hilfe von Spektren der Temperatur und der Strömung aus der Durchmischungsschicht, der Sprungschicht und der Tiefenschicht des Atlantischen Ozeans wurde gezeigt, daß bei Abtastschritten von einigen Stunden der Gerätefehler um ein Mehrfaches übertroffen wird. Wenn das zeitliche Verhalten ozeanologischer Parameter innerhalb einer Wassersäule auf einer Dauerstation mit hinreichender Genauigkeit erfaßt werden soll, muß sich der minimale Abtastschritt nach der größten Veränderlichkeit innerhalb dieses Bereiches richten, der im allgemeinen in der Sprungschicht liegt. Da in hinreichender Entfernung von der Sprungschicht die Veränderlichkeit geringer ist, erscheint es sinnvoll, die Abtastzeit im Bereich der Sprungschicht kleiner zu wählen als im Rest der Wassersäule.

Im Falle eines mit einer mittleren Geschwindigkeit von 10 cm/s driftenden statistisch homogenen Feldes wäre der äquivalente räumliche Abtastschritt mit dem gleichen Fehler in der Größenordnung von einem Kilometer. Überlagert sich dem homogenen statistischen Feld ein räumlich veränderlicher Mittelwert, wie es z. B. meistens bei vertikalen Verteilungen ozeanologischer Größen der Fall ist, so addieren sich die Abtastfehler für den homogenen und den inhomogenen Teil. Es zeigt sich, daß der Meßpunktabstand im Fall von Sprungschichten im Bereich derselben mindestens gleich der halben Mächtigkeit der Sprungschicht sein muß, um den Abtastfehler in der Größenordnung von einem Prozent des Temperatursprungs zu halten.

Der Fehler bei der nicht gleichzeitigen Messung entlang eines Schnittes hängt von der zeitlichen Variabilität des Parameters entlang des Schnittes ab. Bei statistisch homogenen Verhältnissen wächst der Fehler in Abhängigkeit des Spektrums von Null mit zunehmender Meßdauer kontinuierlich an. Unter atlantischen Verhältnissen ist er auf einem Schnitt mit einer Fahrtdauer von 12 h an der letzten Station nahezu gleich der natürlichen Streuung.

Damit ist klar, daß die Aussage eines quasisynoptischen ozeanologischen Schnittes nicht darin bestehen kann, das gemessene ozeanologische Feld so genau wie möglich zu beschreiben, sondern nur die räumliche Beschreibung eines „mittleren“ Feldes liefern kann, dessen zeitliche Variabilität Maßstäbe umfaßt, die groß gegen die Fahrzeit entlang des Schnittes

sind. Damit wird die Interpretation der Messungen entlang eines ozeanologischen Schnittes auf das Problem der optimalen Filterung und Interpolation eines Nutzsignals (in diesem Fall das mittlere ozeanologische Feld), das von einem Störsignal (der kurzperiodische Anteil des ozeanologischen Feldes) überlagert ist. Dieser Problematik wird in der sowjetischen Ozeanologie schon seit ungefähr 10 Jahren große Aufmerksamkeit gewidmet. Eine Zusammenfassung dieser Ergebnisse findet man bei W. I. BELJAJEW [1].

Die vorliegende Untersuchung greift auf Parameter der physikalischen Ozeanologie zurück. Da jedoch die chemischen und biologischen Parameter im Prinzip einer gleich starken Veränderlichkeit wie die physikalischen Parameter unterliegen müßten, ist zu erwarten, daß auch bei der Darstellung dieser Parameter starke Fehler auftreten, wenn sie in zeitlichen bzw. räumlichen diskreten Intervallen abgetastet werden, bzw. wenn die räumliche Aufnahme in einer endlichen Zeit erfolgt.

Der experimentellen Untersuchung der zeitlichen und räumlichen Veränderlichkeit der chemischen und biologischen Parameter sollte daher ein großer Wert beigemessen werden.

### Literatur

- [1] BELJAJEW, W. I., Bearbeitung und theoretische Analyse ozeanologischer Beobachtungen (in russisch) Naukovo Dumka Kiew 1973.
- [2] FOFONOFF, N. P., Spectral Characteristics of Internal Waves in the Ocean. Deep Sea Res. Suppl. to 16 (1969) pp. 58—71.
- [3] GARRETT, G. and W. MUNK, Oceanic Mixing by Breaking Internal Waves. Deep Sea Res. 19 (1972) 12, pp. 823—832.
- [4] GOULD, W. J., Spectral Characteristics of some Deep Current Records from the Eastern North Atlantic. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 270 (1971), pp. 437—450.
- [5] KATZ, E., Horizontal Profiles of the 12 °C Isotherm During MODE-I. MODE Hot Line News No. 41 (1973).
- [6] KEUNECKE, K. H., Messung räumlicher Verteilung ozeanologischer Parameter mit Hilfe von geschleppten Sonden. Kongreßber. Interocean 73 (1973) 2, S. 924—931.
- [7] PHILLIPS, O. M., The Dynamics of the Upper Ocean. Cambridge University Press 1966.
- [8] POLLARD, R. T., The Joint Air-Sea Interaction Trial-Jasin 1972. Presented at the Fifth Liege Colloqu. Ocean. Hydrodyn. April 1973.
- [9] WEBSTER, F., Turbulence Spectra in the Ocean. Deep Sea Res. Suppl. to 16 (1968), pp. 357—368.
- [10] WOSCHNI, E. G., Meßfehler bei dynamischen Messungen und Auswertung von Meßergebnissen. Reihe Automatisierungstechnik Nr. 90, Berlin 1972.
- [11] WUNSCH, G., Systemanalyse I. VEB Verlag Technik, Berlin 1972.

Anschrift des Verfassers:

Dr. H. U. LASS  
 Institut für Meereskunde der ADW der DDR  
 DDR-253 Warnemünde, Seestr. 15



## Die wichtigsten Ergebnisse der gemeinsamen Expedition „KASPEX-76“ des Institutes für Ozeanologie Moskau und der Karl-Marx-Universität Leipzig

Von TH. FOKEN und O. A. KUZNECOV

**Zusammenfassung:** Es werden Ergebnisse der Expedition „KASPEX-76“, die im April 1976 im Kaspischen Meer stattfand, dargelegt. Diese betreffen die Beschreibung der Rauigkeit der Meeresoberfläche, die Temperaturfeinstruktur der wassernächsten Luftschicht und den fühlbaren Wärmestrom in der „constant-flux-layer“. Außerdem werden Ergebnisse über Spektraluntersuchungen der Wellen und Wasseroberflächentemperatur mitgeteilt.

### 1. Ziel der Expedition „KASPEX-76“

Die Expedition „KASPEX-76“, die vom 1. 4. bis 27. 4. 1976 auf einer ehemaligen Bohrplattform (Abb. 1) im Kaspischen Meer in ca. 25 km Uferentfernung bei einer Wasser-

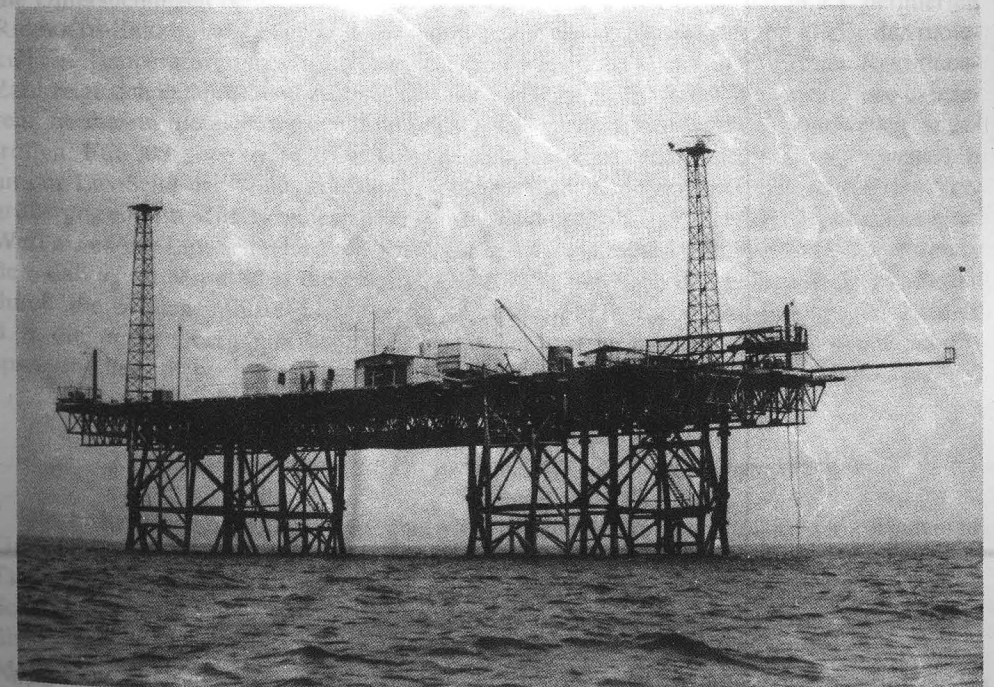


Abb. 1. Meßplattform im Kaspischen Meer (Höhe der Arbeitsplattform über dem Meeresspiegel ca. 13 m)

tiefe von ca. 40 m stattfand, stellt die Fortsetzung der Expedition „KASPEX-75“ dar (s. TH. FOKEN, O. A. KUZNECOV 1976). Ziel der Expedition war wiederum die Erforschung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Meer und Atmosphäre und hierbei insbesondere Untersuchungen zum Energieaustausch und zur Mikrostruktur der wassernahen Luftschicht. Dabei stellte das akustische Anemometer des Institutes für Ozeanologie der Akademie der Wissenschaften der UdSSR in Moskau das Kernstück der Expedition dar. Hinzu kamen Zusatzgeräte zur Messung der Temperaturfluktuationen, der Feuchtefluktuationen und der Wellen. Somit konnten die Energieströme des Impulses, der Wärme und Feuchte erfaßt werden. Die Arbeitsgruppe Ozeanologie der Sektion Physik der Karl-Marx-Universität Leipzig war mit dem Meßsystem „Fallsonde“ (s. TH. FOKEN 1975) beteiligt. Es diente sowohl der Messung der Temperaturstruktur in der wassernächsten Luftschicht als auch hochauflösenden Temperaturprofilmessungen von 12 m Höhe bis zur Meeresoberfläche. Zur Messung der Wasseroberflächentemperatur wurde ein IR-Strahlungsthermometer vom Typ „KT-24“ eingesetzt. Gleichzeitig zu den Untersuchungen mit Spezialgeräten erfolgte die Erfassung meteorologischer und ozeanologischer Parameter mit Standardgeräten.

## 2. Ergebnisse der Expedition „KASPEX-76“

### 2.1. Untersuchungen über die Beschreibung der Rauigkeit der Meeresoberfläche

Zur Beschreibung der Rauigkeit der Meeresoberfläche wurde die Dispersion  $\sigma_\eta$  der Elongation der Meeresoberfläche im Frequenzbereich  $f > 1$  Hz ausgenutzt. Dieser Para-

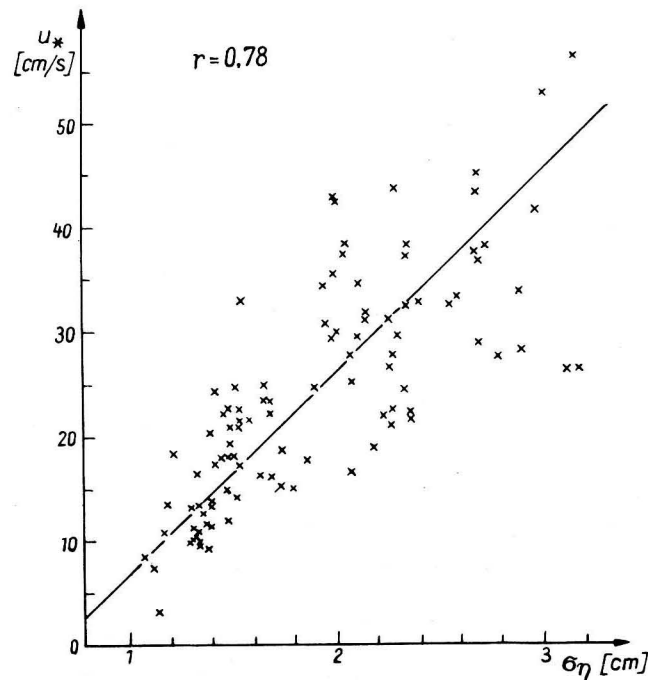


Abb. 2. Regressionsbeziehung zwischen der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und der Streuung der Elongation der Meeresoberfläche  $\sigma_\eta$

meter steht in engem Zusammenhang mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  entsprechend der Regressionsbeziehung (s. a. Abb. 2)

$$u_* [\text{cm/s}] = 19,3 \text{ s}^{-1} \cdot \sigma_\eta [\text{cm}] - 12,8 \text{ cm/s}$$

Für die weiteren Untersuchungen (s. 2.2.) erweist sich auf Grund der Messungen während „KASPEX-76“ dieser Parameter bzw. die mit ihm gebildete REYNOLDS-Zahl  $\sigma_\eta \cdot u_*/\nu$  ( $\nu$ : kinematische Zähigkeit) wesentlich günstiger zur Beschreibung der Rauigkeit als der Rauigkeitsparameter  $z_0$  bzw. die von ihm abgeleitete REYNOLDS-Zahl  $z_0 \cdot u_*/\nu$ .

### 2.2. Untersuchungen zur molekularen Temperaturgrenzschicht der Atmosphäre über dem Meer

Einzelheiten über die Struktur der molekularen Temperaturgrenzschicht der Atmosphäre über dem Meer, d. h. der etwa 1 mm starken Luftschicht, in der der Wärmeaustausch durch molekulare Wärmeleitung vonstatten geht, wurden an Hand der Ergebnisse der Expedition „KASPEX-75“ von TH. FOKEN, O. A. KUZNECOV 1977 angegeben. Das bemerkenswerteste Ergebnis war, daß die Dicke der molekularen Temperaturgrenzschicht  $\delta_T$  bei langen Windwellen (Wellenlänge ca. 10–20 m) im Lee des Wellenkammes wesentlich größer war als im Luv. Dies wurde auf die höheren Schubspannungsgeschwindigkeiten an der Luv-Seite zurückgeführt. Dabei bleibt die REYNOLDS-Zahl an der Obergrenze der molekularen Temperaturgrenzschicht  $Re_\delta = \delta_T \cdot u_*/\nu$  konstant und nimmt an der Lee-Seite nur scheinbar höhere Werte an, da  $u_*$  kleiner als der in 6 m Höhe gemessene und für die Untersuchungen benutzte Werte von  $u_*$  ist. Bei der Anwendung der in 2.1. definierten REYNOLDS-Zahl  $\sigma_\eta \cdot u_*/\nu$  zur Untersuchung des Welleneinflusses auf die Dicke der molekularen Temperaturgrenzschicht bzw. die dimensionslose Dicke in Form der REYNOLDS-Zahl zeigt sich entsprechend Abb. 3, daß für  $\sigma_\eta \cdot u_*/\nu \lesssim 300$  keine Welleneinflüsse existieren. In diesem Bereich werden Dünungs- und schwach entwickelte Windwellen angetroffen. Für  $300 \lesssim \sigma_\eta \cdot u_*/\nu$ , d. h. voll entwickelte Windwellen, bleibt  $\delta_T \cdot u_*/\nu$  weiterhin an der Luv-Seite der Welle konstant, jedoch auf der Lee-Seite tritt eine scheinbare Vergrößerung ein. Im Mittel ergibt sich für  $\delta_T \cdot u_*/\nu$  im untersuchten Bereich ein etwa doppelter Wert als an der Luv-Seite der Welle bzw. für  $\sigma_\eta \cdot u_*/\nu \lesssim 300$ . Es kann somit gefolgert werden, daß  $u_*$  im Mittel über die gesamte Oberfläche nur noch den halben Wert wie in der durch die Welleneinflüsse nicht gestörten Atmosphäre („constant-flux-layer“) besitzt, d. h. die an der Obergrenze der molekularen Temperaturgrenzschicht angreifende Schubspannung hat nur noch ein Viertel des Wertes in der ungestörten „constant-flux-layer“.

### 2.3. Untersuchungen zur Feinstruktur des fühlbaren Wärmestromes

Die bisherigen Untersuchungen über den fühlbaren Wärmestrom in der turbulenten Grenzschicht (Meßhöhe ca. 6 m) und in der molekularen Temperaturgrenzschicht (s. TH. FOKEN et al. 1975, TH. FOKEN, O. A. KUZNECOV 1977) zeigten für labile und stabile Schichtungsverhältnisse eine einheitliche Richtung und in einem befriedigenden Maße übereinstimmende Beträge. Die Mehrzahl der während „KASPEX-76“ durchgeführten Messungen, d. h. Messungen bei nahezu neutraler Schichtung und hohen Luftfeuchten mit z. T. abwärts gerichteten latenten Wärmeströmen, zeigen jedoch keine Übereinstim-

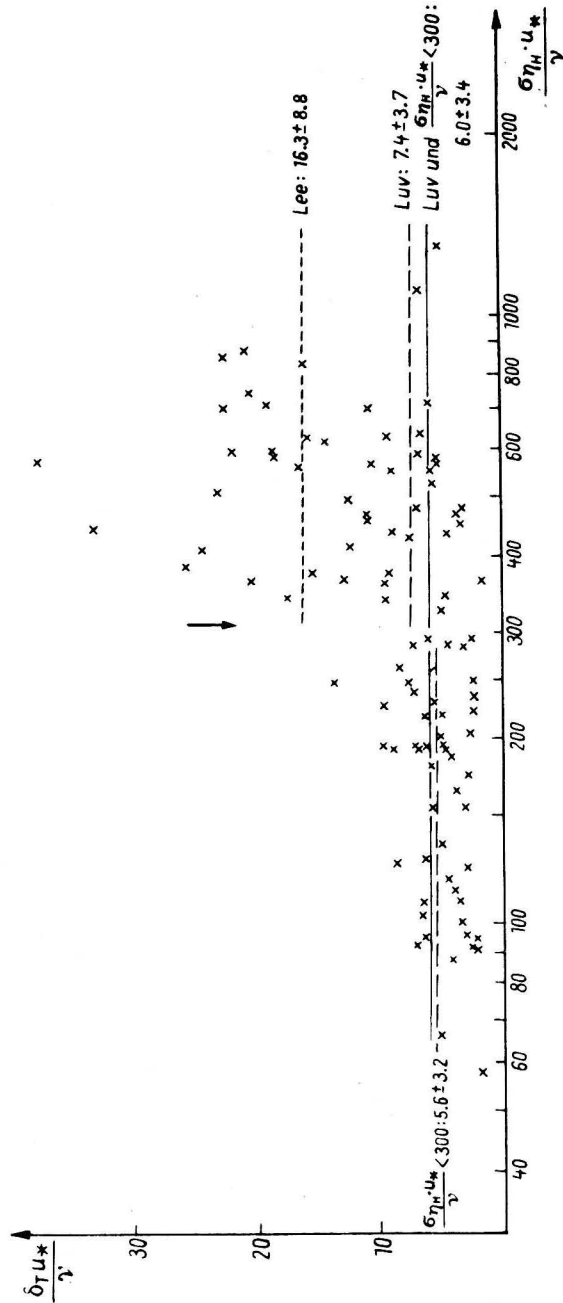


Abb. 3. Abhängigkeit der dimensionslosen Dicke der molekularen Temperaturschicht  $\delta_T \cdot u_*/\nu$  von der Rauigkeit der Meeresoberfläche, ausgedrückt durch die REYNOLDS-Zahl  $\sigma_T \cdot u_*/\nu$

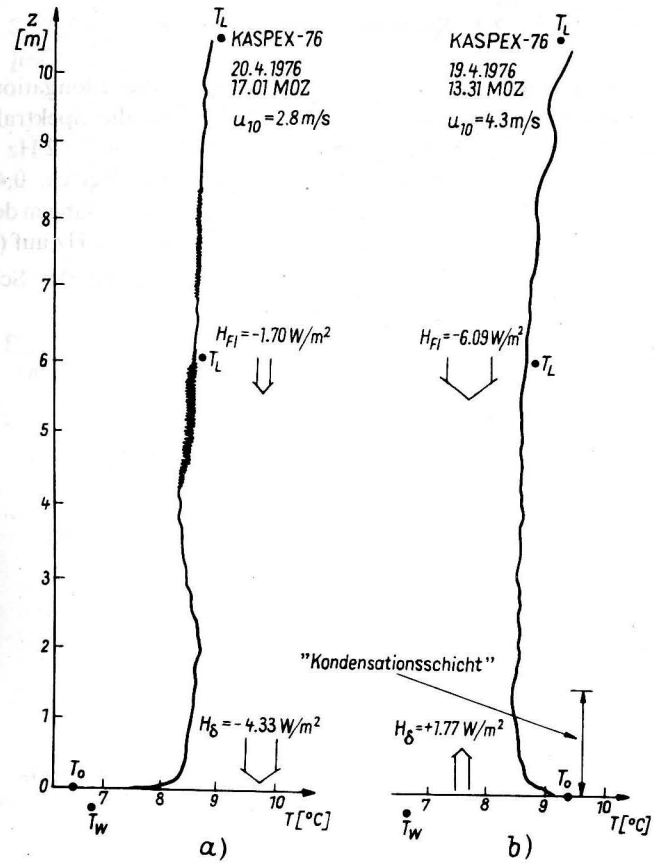


Abb. 4. Temperaturprofile von ca. 10 bis 0 m Höhe zur Feinstrukturuntersuchung in der wassernahen Luftschicht:

- a) stabile Schichtungsverhältnisse
- b) nahezu neutrale Schichtungsverhältnisse und hohe relative Luftfeuchte

mung im Vorzeichen der Wärmeströme. Während Abb. 4a den stabilen Fall zeigt, ist auf Abb. 4b zu erkennen, daß nahe der Wasseroberfläche eine Erwärmung eintritt. Selbst die Wasseroberflächentemperatur liegt merklich über der in ca. 30 cm Tiefe gemessenen Wassertemperatur. Daraus folgt ein positiver fühlbarer Wärmestrom in der molekularen Schicht im Gegensatz zur turbulenten Schicht. Ursache dafür dürfte die schon in der Atmosphäre freiwerdende bzw. in erheblichem Maße der Wasseroberfläche zugeführte Kondensationswärme sein. Die davon betroffene Luftschicht wird in Abb. 4b als „Kondensationsschicht“ bezeichnet. Das Energiegleichgewicht wird in den beschriebenen Fällen durch den latenten Wärmestrom wieder hergestellt. Die Messungen zeigen, daß die Theorie von der „constant-flux-layer“ nicht in jedem Fall für die wassernahe Luftschicht angewandt werden kann. Wie schon während „KASPEX-75“ konnten wiederum relativ langlebige Schichten erhöhter Turbulenz beobachtet werden, wie dies aus Abb. 4a ersichtlich ist. Diese dargestellten Ergebnisse sind durch ein umfangreiches Datenmaterial belegt und stellen keine Einzeleffekte dar.



## 2.4. Spektrale Untersuchungen

Die spektralen Untersuchungen betreffen insbesondere die Elongation der Wasseroberfläche  $\eta$  und die Wasseroberflächentemperatur  $T_0$ . Für die Spektralverteilung  $S(f)$  ergibt sich bei  $\eta_G$  ( $f < 3$  Hz) ein scharf ausgeprägter Peak bei ca. 0,2 Hz (bei der untersuchten Realisierung). Demgegenüber zeigt  $T_0$  ein Maximum bei ca. 0,4 Hz und hohe Energiewerte im Bereich 0,1 ... 1,0 Hz (Abb. 5). Die spektralen Verteilungen der Dispersionen  $\sigma_{\eta_H}^2$  ( $f > 1$  Hz) und  $\sigma_{T_0}^2$  weisen ein Energiemaximum bei 0,02 ... 0,1 Hz auf (Abb. 6). Dabei nimmt das Energieniveau des Spektrums von  $\sigma_{\eta_H}^2$  mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit merklich zu.

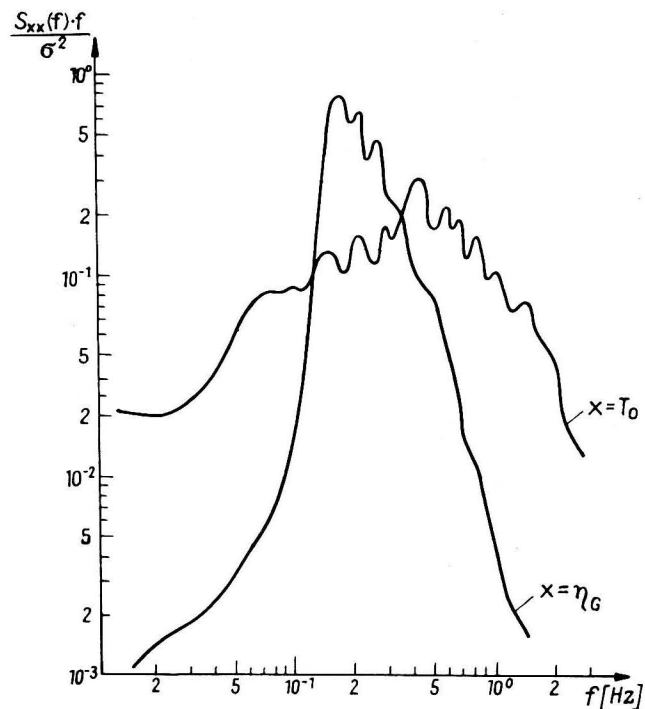


Abb. 5. Energiespektren der Elongation der Wasseroberfläche ( $f < 3$  Hz) und der Wasseroberflächentemperatur

## 3. Danksagung

Die Verfasser danken dem Koordinierungszentrum der RGW-Staaten für Ozeanologie, dem Institut für Ozeanologie der AdW der UdSSR Moskau und der Karl-Marx-Universität Leipzig für die Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung der Expedition, Doz. Dr. sc. P. HUPFER und Dr. sc. S. A. KITAJGORODSKIJ für die wissenschaftliche Unterstützung und allen Expeditionsteilnehmern.

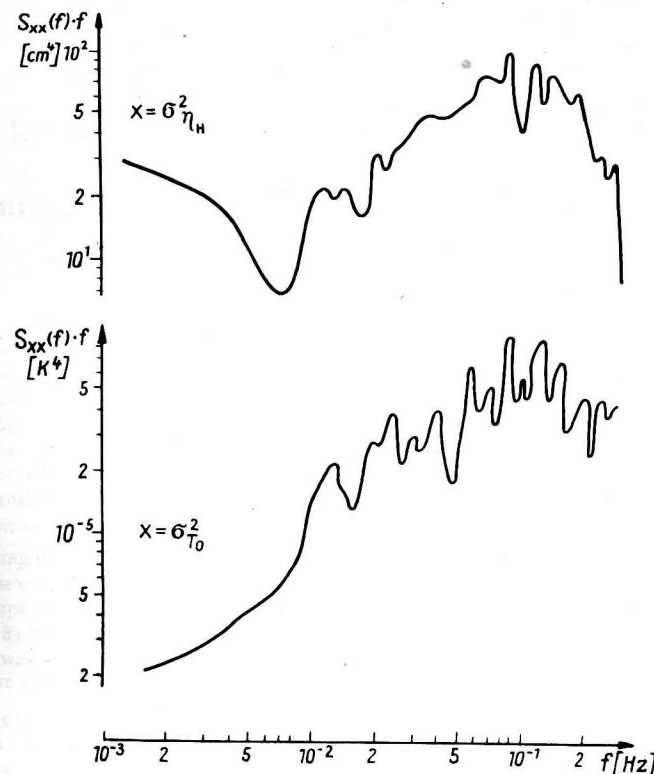


Abb. 6. Energiespektren der Dispersionen der Elongation der Wasseroberfläche ( $f > 1$  Hz) und der Wasseroberflächentemperatur

## Literatur

- FOKEN, TH., Die Messung der Mikrostruktur der vertikalen Lufttemperaturverteilung in unmittelbarer Nähe der Grenze zwischen Wasser und Atmosphäre. Z. Meteor., Berlin **25** (1975) 5, S. 292—295.  
 FOKEN, TH., O. A. KUZNECOV und G. N. PANIN, Comparison of heat flow measurements between sea and air with different direct measuring methods. Raporty MIR, Gdynia Seria R (1975) 1a, 239—243.  
 FOKEN, TH. und O. A. KUZNECOV, Predvaritel'nye rezul'taty issledovanija atmosfernogo laminarnogo progranichnogo sloja temperatury nad morem. Informacionnyj bjulleten', koordinacionnyj centr stran — členov SEV po probleme „Izučenie . . . mirogo okeana . . .“, Moskva (1976) 4, 89—91.  
 FOKEN, TH. und O. A. KUZNECOV, Beitrag zur Struktur der molekularen Temperaturgrenzschicht über dem Meer. Gerlands Beitr. Geophys., Leipzig **86** (1977) 3, 191—203.

## Anschriften der Verfasser:

Dr. TH. FOKEN  
 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik  
 Arbeitsgruppe Ozeanologie  
 DDR-701 Leipzig  
 Talstraße 35

Dr. O. A. KUZNECOV  
 Institut Okeanologii AN SSSR  
 117218 Moskva  
 Krasikova 23  
 UdSSR

## Regionale Charakterisierung der zentralen Ostsee an Hand von Elementen der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit der Temperatur

Von WOLFGANG MATTHÄUS

*Zusammenfassung:* Auf der Basis ausführlicher Berechnungen der Elemente der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit der Temperatur an zehn Stationen der offenen Ostsee (MATTHÄUS, 1977) wird eine regionale Charakterisierung der zentralen Ostsee vorgenommen. Die Änderung der Amplituden (Abb. 2, 3), Beträge (Abb. 4, 7) und Eintrittszeiten der Extrema (Abb. 5, 6, 8) sowie Jahresschwankungen (Abb. 9) zeigen von West nach Ost und von Süd nach Nord den zunehmenden klimatischen Einfluß des Kontinents. Das thermische Regime des Gdańsker Tiefs weist auf Grund der berechneten Elemente eine Sonderstellung gegenüber den anderen Teilgebieten der zentralen Ostsee auf, die kurz diskutiert wird.

*Summary:* Using detailed calculations of the elements of the mean seasonal variability in temperature at ten stations of the open Baltic (MATTHÄUS, 1977) regional peculiarities of the Baltic proper sea area are shown. Variations in amplitudes (Figs. 2 and 3), amounts (Figs. 4 and 7) and times of the maximums and minimums (Figs. 5, 6 and 8) and annual fluctuations (Fig. 9) are caused by the increasing climatic influence of the continent from west to east and from south to north. The special conditions of the thermal regime in the Gdańsk Deep are shortly discussed.

*Резюме:* На основе подробных расчетов элементов средней сезонной изменчивости температуры, полученных на десяти станциях открытой Балтики (MATTHÄUS, 1977), проводится районирование Балтики в прямом значении. Изменения амплитуд (рис. 2, 3) экстремальных значений (рис. 4, 7) и сроков поступления экстремумов (рис. 5, 6, 8), а также годовых колебаний (рис. 9) показывают возрастающее климатическое влияние материка с запада к востоку и с юга к северу. Термический режим Гданьской впадины по рассчитанным элементам принимает особое место по сравнению с другими частями центральной Балтики, которое краткими словами рассматривается в этой работе.

### 1. Einleitung

Regionale Gliederungen auf der Basis von Jahresgängen der Temperatur und deren Elementen sind beispielsweise vom Atlantischen Ozean bekannt (ZUBIN, 1968, 1972). Im Rahmen der Ostsee gibt es Publikationen zu diesem Problem sowohl für das offene Seegebiet (DIETRICH, 1948, 1950, 1953) als auch für einzelne Küstenabschnitte (GRANQVIST, 1938, 1952; LEDER, 1972). Grundlegende Bedeutung für die Ostseeoceanographie erlangte die Arbeit von DIETRICH (1950) über die natürlichen Regionen auf hydrographischer Grundlage. Durch diese großräumigen Untersuchungen und das Relief des Meeresgrundes ist eine regionale Gliederung der zentralen Ostsee nach morphologischen und hydrographischen Gesichtspunkten gegeben (vgl. auch WATTENBERG, 1949). Im folgenden wird versucht, mit Hilfe der vom Verfasser berechneten Elemente der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit der Temperatur (MATTHÄUS, 1977) weitere Charakteristika einzelner Teilgebiete der zentralen Ostsee herauszuschälen.

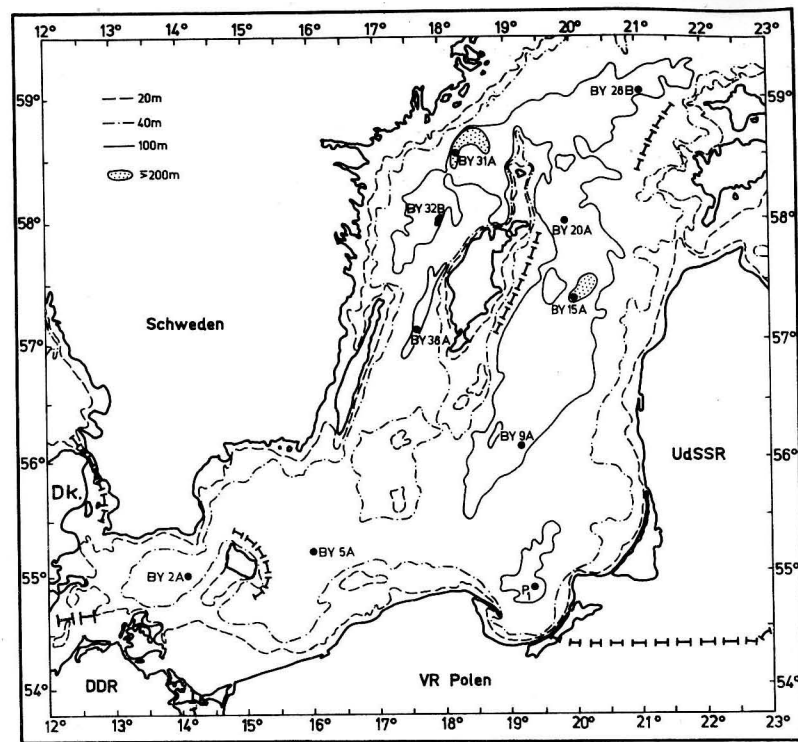


Abb. 1. Lage der Beobachtungsstationen

Die Untersuchungen basieren auf zehn Beobachtungsstationen, deren geographische Lage in Abb. 1 gegeben ist. Eine Stationsübersicht mit der in der Arbeit verwendeten Bezeichnung, einer Kurzform, der internationalen Bezeichnung, der Position sowie des Zeitraums, aus dem sich das Untersuchungsmaterial rekrutiert, enthält Tab. 1. Einzelheiten zum Berechnungsverfahren (MATTHÄUS, 1971, 1977) sowie über Umfang, Quellen und Genauigkeit des Basismaterials (MATTHÄUS, 1977) sind bereits früher ausführlich dargestellt worden.

Tabelle 1  
Stationsübersicht

Station	Kurzbezeichnung	intern. Bezeichnung	Position N	E	Beobachtungszeitraum
Arkonatief	AT	BY 2 A	55°00'	14°05'	1906–1973
Bornholmtief	BT	BY 5 A	55°15'	15°59'	1902–1973
Gdańsker Tief	DT	P <sub>1</sub>	54°52'	19°20'	1902–1973
Südliches Gotlandbecken	SGB	BY 9 A	56°7,5'	19°10'	1924–1973
Gotlandtief	GT	BY 15 A	57°20'	20°03'	1902–1073
Färötief	FT	BY 20 A	58°00'	19°54'	1904–1973
Nördliches Gotlandbecken	NGB	BY 28 B	59°02'	21°05'	1902–1973
Landsorttief	LT	BY 31 A	58°35'	18°14'	1902–1973
Norrköpingtief	NT	BY 32 B	58°00'	18°00'	1905–1973
Karlsötief	KT	BY 38 A	57°07'	17°40'	1902–1973

Die Stationsbezeichnung erfolgt in allen Abbildungen in der Kurzform (vgl. Tab. 1). In den Diagrammen ist die Reihenfolge der Stationen so festgelegt, daß die Veränderungen der mittleren Verhältnisse im Oberflächen- und Tiefenwasser von den Ostsee-Eingängen bis in die zentralen Teile ablesbar sind. Die Darstellungen beginnen mit dem Arkonatief (AT) und berücksichtigen dann die Stationen in der Reihenfolge, wie sie auf dem Talweg durch die zentrale Ostsee liegen (vgl. Abb. 1). Ausnahmen bilden die Station „Gdańsker Tief (DT)“, die zwischen „Bornholmtief (BT)“ und „Südlichem Gotlandbecken (SGB)“ eingeschoben wurde, und die Station „Nördliches Gotlandbecken (NGB)“, die zwischen „Färötief (FT)“ und „Landsorttief (LT)“ dargestellt wird.

Auf Grund von Materialunzulänglichkeiten können einzelne Elemente der Station „Nördliches Gotlandbecken“ verfälscht werden (vgl. auch MATTHÄUS, 1977). Die Elemente des mittleren Jahresgangs dieser Station sind deshalb nur z. T. in den Darstellungen erfaßt. Bei unvollständiger Berücksichtigung wurde die Stationsbezeichnung in Klammern gesetzt.

## 2. Amplituden

In Abb. 2 ist die Vertikalverteilung der Jahresmittelwerte ( $A_0$ ) sowie der Amplituden der jährlichen ( $A_1$ ), halbjährlichen ( $A_2$ ) und dritteljährlichen harmonischen Wellen ( $A_3$ ) an den ausgewählten Stationen gegeben.

Durch die Verteilung von  $A_0$  wird das über ein Jahr gemittelte Vertikalprofil der Temperatur gekennzeichnet. An der Oberfläche treten die größten Werte auf. Unterhalb von 10 m macht sich der Bereich der sommerlichen Temperatursprungschicht bemerkbar. Deutlich hebt sich das Gebiet oberhalb der halinen Sprungschicht durch ein mittleres intermediäres Minimum heraus. Dies ist die Tiefe, bis zu der die winterliche Konvektion reicht und in der im Sommer der Kern des kalten Zwischenwassers zu erwarten ist. Nach unten schließt sich das Gebiet der thermischen Sprungschicht im Bereich des Salzgehalts- und Dichtesprungs an. Mit wachsender Tiefe nehmen die Temperaturen weiter zu und erreichen langsam die Werte im Tiefenwasser.

Der Jahresmittelwert an der Oberfläche steigt von 8,4–8,5 °C im Arkona- bzw. Bornholmtief auf 9,2 °C im Gdańsker Tief (8,8 °C bei RENK, 1973). In der Gotlandsee nimmt  $A_0$  von Süd nach Nord ab. Er geht von 8,0 °C im Südlichen Gotlandbecken auf 7,3 °C im Landsorttief zurück, nimmt dann in der westlichen Gotlandsee bis zum Karlsötief wieder auf 7,7 °C zu. Diese Werte decken sich recht gut mit Darstellungen von DIETRICH (1953) aus dem Zeitraum 1906 bis 1938.

Das mittlere intermediäre Temperaturminimum liegt im Arkonatief in 30 m und verlagert sich im Bornholmtief auf 40–50 m. In der Gotlandsee erreicht das Minimum durchweg 50–60 m, wobei es im Südlichen Gotlandbecken und im Gotlandtief mehr bei 60 m, an den übrigen Stationen in Tiefen um 50 m anzutreffen ist. Nur im Gdańsker Tief liegt es mit 60–70 m noch tiefer (vgl. auch ANTONOV, 1964). Die mittleren Temperaturen gehen von 6,1 °C im Arkonatief über 4,3–4,4 °C im Bornholmtief auf 3,6–3,8 °C im Gdańsker Tief zurück. An den übrigen Stationen sind im Minimum mittlere Temperaturen von 2,7 bis 3,1 °C zu erwarten.

Die Vertikalverteilung von  $A_1$  (Abb. 2) zeigt das Eindringen der jährlichen harmonischen Welle in das Oberflächenwasser der zentralen Ostsee. Ihr Verlauf weist nur noch im Arkonatief in 30 m und im Bornholmtief in 40–50 m Minima auf, während  $A_1$  bei allen Stationen der Gotlandsee von der Oberfläche bis in 100 m mit der Tiefe abnimmt (vgl. für das Gdańsker Tief: KOWALIK, 1966; PIECHURA, 1970).

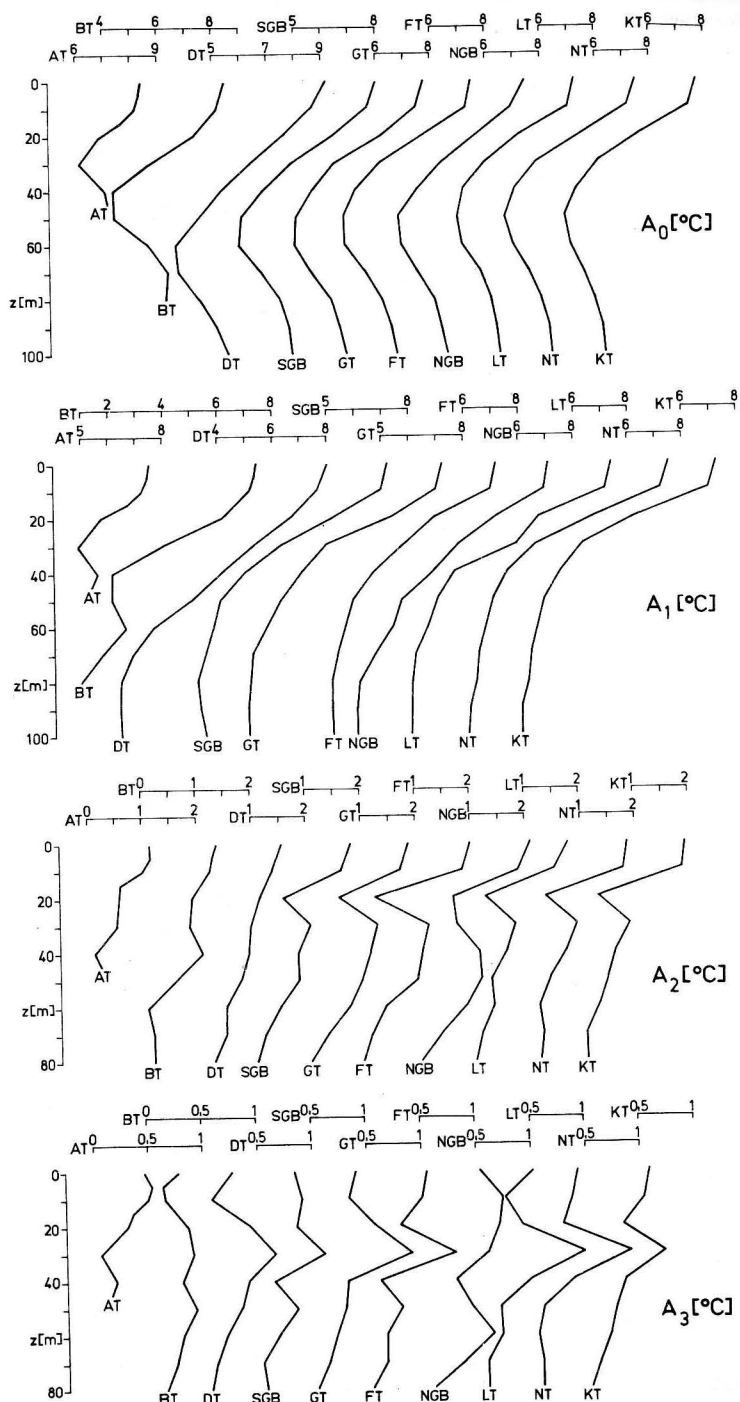


Abb. 2. Vertikalverteilung der Jahresmittelwerte ( $A_0$ ) sowie der Amplituden der jährlichen ( $A_1$ ), halbjährlichen ( $A_2$ ) und dritteljährlichen harmonischen Wellen ( $A_3$ ) an den ausgewählten Stationen

Der Oberflächenwert im Arkonatief beträgt  $7,5\text{ }^\circ\text{C}$ , geht im Minimum auf  $4,9\text{ }^\circ\text{C}$  zurück und liegt in 40–45 m wieder bei  $5,4\text{--}5,6\text{ }^\circ\text{C}$ . Im Bornholmtief erreicht die Amplitude im Minimum bei gleichem Oberflächenwert wie im Arkonatief nur  $2,1\text{ }^\circ\text{C}$ , steigt in 60 m nochmals auf  $2,6\text{ }^\circ\text{C}$  an und verringert sich in 80 m auf  $1,0\text{ }^\circ\text{C}$ . Im Gdańsker Tief wird eine Amplitude von  $8,1\text{ }^\circ\text{C}$  an der Oberfläche beobachtet. Dieser Wert stimmt gut mit Untersuchungen von RENK (1973) aus dem Zeitraum 1960–1971 überein. In der östlichen Gotlandsee gehen die Amplituden der Jahreswelle auf  $7,1\text{--}7,3\text{ }^\circ\text{C}$  zurück, weisen in der westlichen Gotlandsee aber wieder  $7,3\text{--}7,5\text{ }^\circ\text{C}$  auf. Diese Größen entsprechen angenähert den Darstellungen von DIETRICH (1953), der aus der Analyse von 692 Jahresreihen eine Karte der Linien gleicher Amplitude der jährlichen harmonischen Welle der Oberflächentemperatur in der Nord- und Ostsee im Zeitraum 1906–1938 entworfen hat.

Im 100 m-Niveau der Gotlandsee gehen die Amplituden der Jahreshauptwelle im allgemeinen auf  $0,1\text{--}0,2\text{ }^\circ\text{C}$  zurück. Lediglich im Gdańsker Tief bzw. im Südlichen Gotlandbecken wurden noch Amplituden von  $0,4$  bzw.  $0,5\text{ }^\circ\text{C}$  gefunden, die möglicherweise auf Auswirkungen advektiver Vorgänge hinweisen, wie sie im Tiefenwasser der Arkona- und Bornholmsee zu verzeichnen sind (vgl. auch SCHEMAINDA, 1955).

In der zentralen Ostsee liegen die Amplituden  $A_1$  der jährlichen Temperaturwelle in Oberflächennähe (0–10 m) in der Größenordnung des Jahresmittelwertes  $A_0$ . Im Arkona- und Bornholmtief sowie im Gdańsker Tief ist  $A_0$  noch um etwa  $0,9\text{--}1,1$  Grad größer als die Amplitude  $A_1$ . Je weiter nördlich die Stationen liegen, um so mehr nähert sich  $A_0$  dem Wert von  $A_1$ . Vom Südlichen Gotlandbecken zum Fårötief geht die Differenz von  $0,7$  auf  $0,3$  Grad zurück. Im Landsort- und Norrköpingtief wird  $A_0$  sogar geringfügig kleiner ( $0,1\text{--}0,2$  Grad) als  $A_1$ . Im Karlsötief ist  $A_0$  wieder um etwa  $0,4$  Grad größer als  $A_1$ . Die Ursache für diese Erscheinung ist in dem von Süd nach Nord zunehmenden Kontinentaleinfluß zu suchen. Er bewirkt durch hohe Wassertemperaturen in einem relativ kurzen Zeitraum im Sommer und durch niedrige Temperaturen das übrige Jahr hindurch große Jahresamplituden, aber nur relativ kleine Jahresmittelwerte.

Die Amplitude  $A_2$  der halbjährlichen Welle ist gegenüber  $A_1$  und  $A_0$  nur klein. An der Oberfläche nimmt ihr Wert vom Arkonatief ( $1,1\text{ }^\circ\text{C}$ ) über Bornholmtief ( $1,4\text{ }^\circ\text{C}$ ) und Gdańsker Tief ( $1,6\text{ }^\circ\text{C}$ ) nach Norden (SGB:  $1,8\text{ }^\circ\text{C}$ ; NGB:  $2,1\text{ }^\circ\text{C}$ ) immer weiter zu.

Sowohl im Arkona- und Bornholmtief als auch im Gdańsker Tief ist im wesentlichen eine Abnahme von  $A_2$  mit der Tiefe zu beobachten (Abb. 2). In 40–45 m des Arkonatiefs beträgt  $A_2$  noch  $0,1\text{--}0,2\text{ }^\circ\text{C}$ , im 80 m-Horizont des Bornholmtiefs  $0,2\text{ }^\circ\text{C}$  und im 80 m-Niveau des Gdańsker Tiefs  $0,3\text{ }^\circ\text{C}$ .

In der übrigen Gotlandsee ergab die Analyse trotz unterschiedlichen Ausgangsmaterials (vgl. MATTHÄUS, 1977) eine relativ einheitliche Vertikalverteilung von  $A_2$  im Oberflächenwasser. Vergleichsweise zeigten auch frühere Untersuchungen im Gotland- und Landsorttief, die nur auf der Hälfte des hier herangezogenen Beobachtungsmaterials beruhten, kaum Abweichungen von dieser Verteilung (MATTHÄUS, 1973). Im Bereich der sommerlichen Temperatursprungschicht in 20 m, wo durchweg die größten Standardabweichungen gefunden wurden, tritt ein stark ausgeprägtes Minimum der Amplitude der halbjährlichen Welle mit Werten von  $0,6\text{ }^\circ\text{C}$  im Südlichen Gotlandbecken sowie im Gotlandtief und von  $0,3\text{--}0,4\text{ }^\circ\text{C}$  an den übrigen Stationen mit Ausnahme des Nördlichen Gotlandbeckens auf. Untersuchungen von GRANQVIST (1938, 1952) an der Station Utö ( $59^\circ 47' \text{N}$ ,  $21^\circ 22' \text{E}$ ) im Zeitraum 1921–1930 bzw. 1940 zeigen ebenfalls dieses Minimum mit Werten von  $0,4\text{--}0,3\text{ }^\circ\text{C}$  in 20 m Tiefe. Darin dokumentiert sich die weitaus dominierende Rolle von  $A_1$  im 20 m-Horizont der Gotlandsee (vgl. auch Abb. 3). In 30 m zeigt sich ein Anstieg von



$A_2$  auf 0,8–1,3 °C, dem mit wachsender Tiefe eine stetige Abnahme auf 0,1–0,3 °C in 80 m folgt.

Die Amplitude  $A_3$  der dritteljährlichen Welle ist nur gering. Ihre Oberflächenwerte sind in der südlichen Gotlandsee und in der Bornholmsee am kleinsten, nehmen in der Arkonasee und nach Norden geringfügig zu (Abb. 2). Das hängt mit der größeren Eishäufigkeit zusammen, die eine Deformation der Kurve des Jahresgangs im Winter bewirkt. Im Arkona- und Bornholmtief ist  $A_3$  in der gesamten Wassersäule kleiner als etwa 0,5 °C. Auch in der Gotlandsee liegt  $A_3$  im allgemeinen unter 0,5 °C mit Ausnahme des 30 m-Horizontes. Hier erreicht die Amplitude der dritteljährlichen Welle Werte von 0,6–1,0 °C. Diese Erscheinung deutet auf eine weitere Besonderheit der Gotlandsee hin, die ihren Ausdruck in sekundären Extrema unterhalb der sommerlichen Temperatursprungschicht findet (vgl. MATTHÄUS, 1973, 1977).

Eine weitere charakteristische Größe des Jahresgangs ist das Amplitudenverhältnis von halbjährlicher zu jährlicher harmonischer Welle, das in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe in Abb. 3 dargestellt ist. Im Oberflächenbereich verstärkt sich der Einfluß der halbjährlichen Welle in Richtung auf die zentralen Teile der Ostsee. Zwischen Oberfläche und 30 m beträgt das Amplitudenverhältnis im Arkonatief 10–15%, im Bornholm-

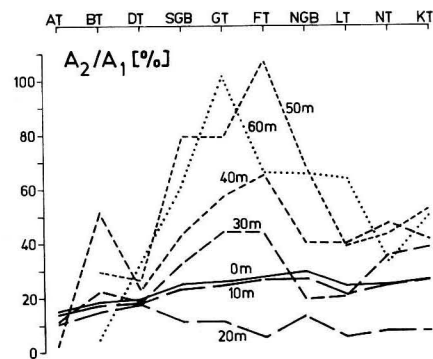


Abb. 3. Amplitudenverhältnis von halbjährlicher zu jährlicher harmonischer Welle in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe

tief 15–22% und im Gdańsker Tief 17–20%. In der Gotlandsee erreicht es in Oberflächennähe (0–10 m) 21–30%. Im 20 m-Horizont zeigt sich von Süd nach Nord eine Abnahme des Einflusses von  $A_2$ . Die Amplitude der halbjährlichen Welle geht auf 5–13% derjenigen der jährlichen Welle zurück. In Tiefen größer als 20 m ergibt sich vom Gdańsker Tief in Richtung auf die zentrale östliche Gotlandsee eine bedeutende Zunahme des Einflusses der halbjährlichen Welle. Das Amplitudenverhältnis erlangt in 30 m Werte von 32–44% in der östlichen und von 20–39% in der westlichen Gotlandsee. In Tiefen von mehr als 30 m verschiebt sich das Amplitudenverhältnis immer mehr zugunsten von  $A_2$ , insbesondere in der östlichen Gotlandsee, wo  $A_2$  die Größe von  $A_1$  teilweise schon in 50 bzw. 60 m erreicht.

Im Vergleich zu den Ergebnissen von DIETRICH (1953) für das Amplitudenverhältnis an der Oberfläche ergaben sich in der Tendenz gleiche Aussagen. Die bei unseren Untersuchungen ermittelten Zahlenwerte liegen aber durchweg beträchtlich über den von DIETRICH mitgeteilten.

### 3. Beträge und Eintrittszeiten der Extrema

Die höchsten Werte des mittleren Maximums bis in 30 m Tiefe ergeben sich für das Gdańsker Tief (Oberfläche: 18,0 °C; 30 m: 13,6 °C) (vgl. Abb. 4). KOWALIK (1966) und PIECHURA (1970) geben für den Beobachtungszeitraum 1950–1962 bzw. 1948–1962 noch höhere mittlere Maxima an. Diese Werte dürften vor allem durch die südliche Position der Station in Verbindung mit der Küstennähe und Buchtenlage verursacht werden.

In Oberflächennähe (0–10 m) zeigen die Maxima gleichsinnigen Verlauf, wobei die Höchstwerte in 10 m rund ein halbes Grad unter den Oberflächenwerten liegen. Vom Arkonatief zum Gdańsker Tief nehmen die mittleren Maxima an der Oberfläche von 16,9 auf 18,0 °C zu, während in der östlichen und westlichen Gotlandsee von Süd nach Nord eine Abnahme von 18,0 °C im Gdańsker Tief über 17,1 °C im Südlichen Gotlandbecken bzw. Karlsötief auf 16,5–16,6 °C im Nördlichen Gotlandbecken bzw. Landsorttief zu beobachten ist.

Diese Tendenz muß sich im Oberflächenwasser vor allem der Gotlandsee mit zunehmender Tiefe bemerkbar machen, da die Wärme im wesentlichen durch vertikale Vermischung in die Tiefe gelangt. Im 20 m-Horizont liegen die Maxima um mehrere Grad unter den Oberflächenwerten. Vom Arkonatief zum Gdańsker Tief wurde ein starker Anstieg in der Höhe des mittleren Temperaturmaximums von 13,4 auf 15,8 °C gefunden, wohingegen auf den Stationen entlang des Talweges durch die Gotlandsee die Werte von 12,5 °C im Südlichen Gotlandbecken auf 10,7 °C im Landsorttief und weiter auf 10,3–10,4 °C im Norrköping- bzw. Karlsötief zurückgehen. Ganz ähnliche Tendenzen zeigen sich im 30 m-Horizont der Gotlandsee bei 2–3 Grad niedrigeren Maxima und einem Rückgang der Werte um rund 2 Grad vom Südlichen Gotlandbecken zum Karlsötief. In 40 m liegen die Temperaturen der Maxima um 5–7 Grad unter denen in 20 m, und der Temperaturrückgang zwischen Südlichem Gotlandbecken und Karlsötief beläuft sich nur noch auf 0,6 Grad.

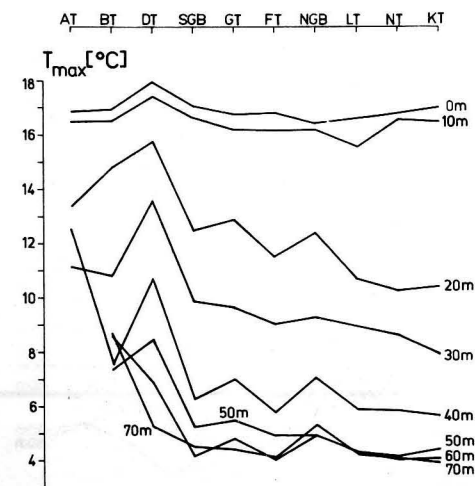


Abb. 4. Beträge des mittleren Maximums der Temperatur in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe

Im 40 m-Horizont des Arkonatiefs tritt ein besonders hohes Maximum auf, da diese Tiefe im Bereich der advektiven Warmwasserintrusionen aus der Beltsee liegt. Das gleiche gilt für den 60 und 70 m-Horizont des Bornholmtiefs, dessen maximale Temperaturen um 4–5 Grad über den Werten der entsprechenden Tiefen der Gotlandsee liegen.

Mit größerer Tiefe wird der Rückgang in der Höhe des mittleren Maximums in Richtung des Talweges durch die Ostsee geringer, und im 60–70 m-Tiefenhorizont der Gotlandsee (außer Gdańsker Tief) ist eine Tendenz nicht mehr nachweisbar.

Häufig wird in Untersuchungen zum mittleren Jahresgang nur die Eintrittszeit des Maximums der jährlichen harmonischen Welle mitgeteilt (GRANQVIST, 1938, 1952; DIETRICH, 1953; PIECHURA, 1970). Sie ist im allgemeinen nicht mit der Eintrittszeit des mittleren Maximums identisch. Speziell an der Oberfläche der zentralen Ostsee tritt das Maximum der Jahreswelle 2–3 Wochen später auf als das mittlere Maximum und gestattet daher auch nur in beschränktem Umfang Rückschlüsse auf die Eintrittszeit des letzteren (vgl. auch FRANCK, MATTHÄUS, 1974). Wir stützen uns deshalb auf die Eintrittszeiten der mittleren Maxima, die für die Temperatur in Abb. 5 dargestellt sind. Danach sind die Maxima an der Oberfläche bei allen ausgewählten Stationen zwischen dem 30. Juli und dem 10. August zu erwarten. Bis zu 11 Tagen später treten die maximalen Werte im Mittel in 10 m Tiefe auf. Im 20 m-Horizont ergaben die Analysen für die Stationen vom Arkonatief bis zum Südlichen Gotlandbecken Eintrittszeiten vom 5. September bis zum 27. August. In der östlichen Gotlandsee verspäten sich die Eintrittszeiten von Süd nach Nord (ausgenommen Nördliches Gotlandbecken): im Gotlandtief wird das Maximum am 17. September, im Färötief am 29. September und im Landsorttief am 27. September erreicht. Im Norrköping- bzw. Karlsö-tief sind dagegen maximale Werte in 20 m schon am 19. bzw. 13. August zu erwarten.

Die Eintrittszeiten der Maxima werden mit größerer Tiefe immer weiter gegen das Jahresende verschoben (vgl. Abb. 6). Das Maximum im 40 m-Horizont des Arkonatiefs wird infolge ständiger Intrusionen von Beltseewasser (MATTHÄUS, 1975), das sich in seinem Ursprungsgebiet schneller abkühlt als das Tiefenwasser im Arkonabecken, bereits Anfang Oktober erreicht. Im Gdańsker Tief tritt in Tiefen von 30–60 m das Maximum zwischen Ende September und Ende Oktober auf (vgl. Abb. 6). In Tiefen größer als 20 m verspäten sich die Eintrittszeiten in etwa von Süd nach Nord in der östlichen Gotlandsee. Für die westliche Gotlandsee ist diese Erscheinung nicht erkennbar.

Im Betrag des mittleren Minimums (Abb. 7) zeichnen sich deutliche regionale Unterschiede ab. An der Oberfläche liegt das Minimum bei den südlichen Stationen Arkonatief,

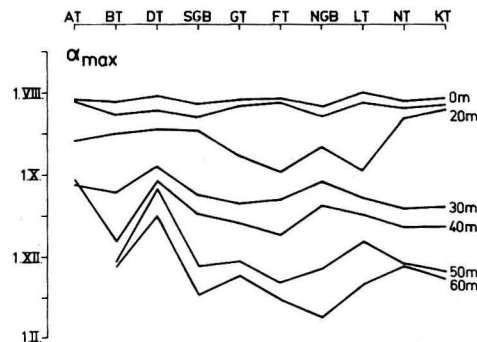


Abb. 5. Eintrittszeiten des mittleren Maximums der Temperatur in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe

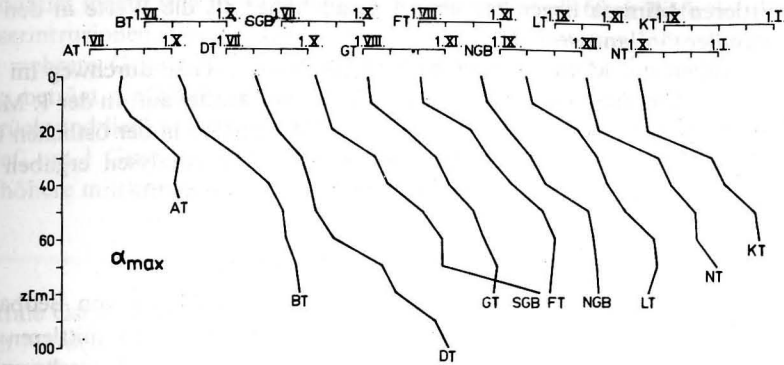


Abb. 6. Vertikalverteilung der mittleren Eintrittszeiten des Maximums der Temperatur an den ausgewählten Stationen

Bornholmtief und Gdańsker Tief zwischen 1,6 und 1,7 °C. In der Gotlandsee geht es von Süd nach Nord zurück. Es erreicht beispielsweise im Südlichen Gotlandbecken 1,5 °C, im Karlsötief 1,8 °C und liegt im Landsorttief bei 0,7 °C. Im nördlichen Teil des Untersuchungsgebietes könnten die mittleren Minima eher zu hoch als zu niedrig sein (vgl. MATTHÄUS, 1977), so daß die regionale Abhängigkeit nur noch verstärkt werden kann.

Die an der Oberfläche zu beobachtende Tendenz bleibt bis in 40 m Tiefe erhalten. Ab 50 m Tiefe macht sich im Bornholmtief der Einfluß der Warmwasserintrusionen bemerkbar,

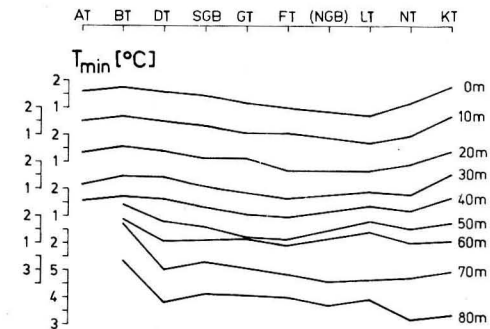


Abb. 7. Beträge des mittleren Minimums der Temperatur in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe

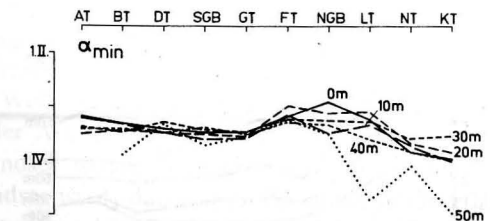


Abb. 8. Eintrittszeiten des mittleren Minimums der Temperatur in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe

denn die mittleren Minima liegen bis über 1 Grad höher als die Werte in den entsprechenden Tiefen der Gotlandsee.

Die Eintrittszeiten der Minima (Abb. 8) sind bis in 40 m Tiefe durchweg im März zu erwarten. Anfang März treten sie im Landsorttief und im Färötief auf. In der 1. Märzhälfte sind die Minima im Arkona- und Bornholmtief und Mitte März in der östlichen Gotlandsee zwischen Gdańsker Tief und Gotlandtief erreicht. Die Analysen ergaben mittlere Minima für das Norrköping- und Karlsötief erst in der 2. Märzhälfte.

#### 4. Mittlere Jahresschwankung

Die Darstellung der mittleren Jahresschwankung in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe (Abb. 9) zeigt Ähnlichkeiten mit dem Verlauf der mittleren Maxima (vgl. Abb. 4). Von der Oberfläche zu größeren Tiefen wird die Jahresschwankung im allgemeinen kleiner. Ausnahmen bilden die Seegebiete, in denen sich im Tiefenwasser ein relativ ausgeprägter Jahresgang auf Grund advektiver Vorgänge bemerkbar macht.

In Oberflächennähe (0–10 m) werden mit 16,4 bzw. 16,0 Grad im Gdańsker Tief die größten Jahresschwankungen beobachtet. An der Oberfläche des Arkona- und Bornholmtiefs betragen die Werte 15,2–15,3 Grad, in der östlichen Gotlandsee liegen sie zwischen 15,7 und 15,9 Grad und in der westlichen Gotlandsee zwischen 15,3 und 15,9 Grad. Dabei sind die Jahresschwankungen an den nördlichen Stationen geringfügig größer als an den übrigen Stationen im offenen Seegebiet.

In Tiefen größer als 20 m zeichnen sich deutliche regionale Unterschiede ab. Vom Arkonatief bis zum Gdańsker Tief nimmt die mittlere Jahresschwankung von 12,1 auf 14,4 Grad zu, während im 20 m-Horizont der Gotlandsee in der Reihenfolge der Stationen entlang des Talweges die Werte von 11,4 Grad im Südlichen Gotlandbecken auf 9,0 Grad im Karlsötief zurückgehen. Ähnliche Verhältnisse sind in der Gotlandsee für 30 m (SGB: 8,8 Grad; KT: 6,4 Grad), 40 m (SGB: 5,0 Grad; KT: 4,0 Grad) und 50 m (SGB: 3,6 Grad; KT: 2,7 Grad) zu beobachten.

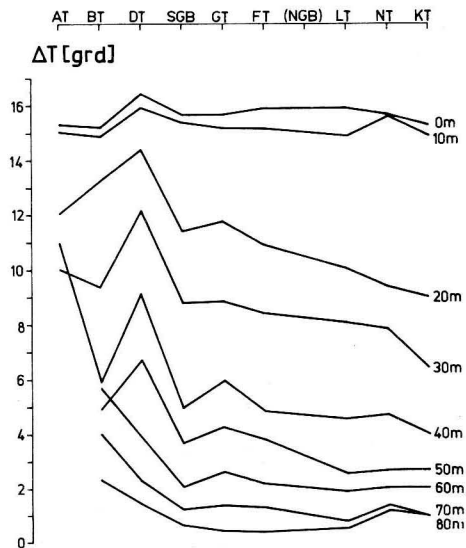


Abb. 9. Mittlere Jahresschwankungen der Temperatur in Abhängigkeit von Beobachtungsstation und Tiefe

Im Arkonatief macht sich in 40 m und im Bornholmtief ab 60 m Tiefe der Einfluß der Warmwasserintrusionen aus der Beltsee bemerkbar. Die mittlere Jahresschwankung ist daher um mehrere Grad höher als bei allen anderen Stationen. Im 60 m-Horizont der Gotlandsee beträgt die Jahresschwankung nur noch etwa 2 Grad, geht in 70 m auf ca. 1 Grad zurück und liegt im 80 m-Niveau um 0,5 Grad in der östlichen Gotlandsee und im Landsorttief, um 1 Grad in der westlichen Gotlandsee. Lediglich im Gdańsker Tief sind durchweg höhere mittlere Jahresschwankungen zu erwarten.

#### 5. Zusammenfassende Betrachtungen

Die zentrale Ostsee gerät im Südteil von Westen nach Osten und in der Gotlandsee von Süden nach Norden zunehmend unter den klimatischen Einfluß des Kontinents. Das wird auch an den Änderungen einzelner Elemente des mittleren Jahresgangs deutlich. Der Jahresmittelwert  $A_0$  steigt an der Oberfläche von 8,4–8,5 °C im Arkona- und Bornholmtief auf 9,2 °C im Gdańsker Tief an und geht dann auf 7,3 °C im Landsorttief zurück. Die Oberflächenwerte von  $A_1$ , die im allgemeinen unter denjenigen der Jahresmittelwerte liegen, werden an den nördlichen Stationen etwas größer. Damit wird die Differenz zwischen beiden nach Norden zu geringer, und im Norrköping- und Landsorttief wird  $A_0$  sogar geringfügig kleiner als  $A_1$ . An der Oberfläche nehmen die Amplituden  $A_2$  und  $A_3$  von West nach Ost und von Süd nach Nord zu. Auch der Einfluß der halbjährlichen gegenüber der jährlichen Welle wird in Oberflächennähe (0–10 m) und in Tiefen von mehr als 30 m mit zunehmender geographischer Breite größer. Die umgekehrte Entwicklung ist im 20 m-Horizont zu beobachten, wo das Amplitudenverhältnis  $A_2/A_1$  nach Norden abnimmt (Abb. 3).

Ähnliche Erscheinungen zeigen sich auch bei den Extrema und deren Eintrittszeiten. Das mittlere Maximum der Oberflächentemperatur der Gotlandsee, das in der ersten Augustdekade eintritt, geht von 18,0 °C im Gdańsker Tief auf 16,6 °C im Landsorttief zurück. Diese Tendenz macht sich bis in 50 m Tiefe bemerkbar (Abb. 4). In 20 m ist von Süd nach Nord eine Verspätung der Eintrittszeiten zu erkennen, die sich in der östlichen Gotlandsee auch in größeren Tiefen abzeichnet (Abb. 5). Das mittlere Minimum, das durchweg im März eintritt, weist in den oberen 40 m der nördlichen Stationen geringere Werte auf als im südlichen Teil der Gotlandsee (Abb. 7 und 8).

Das Seegebiet des Gdańsker Tiefs nimmt vom thermischen Regime her eine Sonderstellung in der Gotlandsee ein. Diese resultiert einerseits aus seiner südlichen Lage und der Küstennähe. Andererseits dürften die thermischen Unterschiede zu den übrigen Teilgebieten der Gotlandsee auch auf die teilweise Buchtenlage und die großen möglichen Windwirkungslängen aus dem Sektor West bis Nord zurückzuführen sein.

Das Minimum im Jahresmittelwert  $A_0$  liegt mit 60–70 m etwa 10 m unter dem Minimumhorizont der übrigen Gotlandsee (Abb. 2). Die Analyse der Meßwerte ergab sowohl für den Jahresmittelwert (Oberfläche: 9,2 °C) als auch für die Amplitude  $A_1$  (Oberfläche: 8,1 °C) im Gdańsker Tief größere Werte als in allen entsprechenden Tiefen der Stationen in der Gotlandsee und im salzarmen Oberwasser der Arkona- und Bornholmsee. Auch die Amplitude der halbjährlichen Welle (Oberfläche: 1,6 °C) ist in allen Tiefen größer als die entsprechenden Werte in der Arkona- und Bornholmsee. Gegenüber den Vergleichswerten aus der östlichen Gotlandsee ist sie meist kleiner mit Ausnahme des 20 m-Horizontes. In der westlichen Gotlandsee ist  $A_2$  dagegen größer außer in Oberflächennähe. Das wirkt sich auch auf das Amplitudenverhältnis  $A_2/A_1$  aus, das mit 17–26% in den oberen 50 m bis auf den 20 m-Horizont durchweg unter den Werten der Gotlandsee liegt (Abb. 3).



Das Gdańsker Tief weist bis in 30 m die größten mittleren Maxima und Jahresschwankungen (mittleres Maximum, Oberfläche: 18,0 °C; 30 m: 13,6 °C; mittlere Jahresschwankung, Oberfläche: 16,4 °C; 30 m: 12,2 °C) der gesamten zentralen Ostsee und bis in 60 m der gesamten Gotlandsee auf (Abb. 4). In 30–60 m treten diese Maxima bereits Ende September bis Ende Oktober auf, also ein bis zwei Monate früher als an den übrigen Stationen der Gotlandsee (Abb. 5).

### Literatur

- ANTONOV, A. E., Ozeanologische Grundlagen fischereilicher Prognosen für den südlichen Teil der Ostsee (in russ.). AtlantNIRO, Kaliningrad 1964.
- DIETRICH, G., Der jährliche Gang der Temperatur- und Salzgehaltsschichtung in den britischen Randmeeren und in der Nord- und Ostsee. Wiss. Ber., Dt. Hydrogr. Inst. Hamburg 1948.
- DIETRICH, G., Die natürlichen Regionen von Nord- und Ostsee auf hydrographischer Grundlage. Kieler Meeresforsch. 7 (1950), H. 2, 35–69.
- DIETRICH, G., Die Elemente des jährlichen Ganges der Oberflächentemperatur in der Nord- und Ostsee und den angrenzenden Gewässern. Dt. Hydrogr. Z. 6 (1953), 49–64.
- FRANCK, H. u. W. MATTHÄUS, Vergleich zweier Methoden zur Berechnung von Jahresgängen aus nicht-äquidistanten Meßwerten. Beitr. Meereskunde, H. 34 (1974), 47–60.
- GRANQVIST, G., Zur Kenntnis der Temperatur und des Salzgehaltes des Baltischen Meeres an den Küsten Finnlands. Merentutk. Julk. No. 122 (1938), 1–166.
- GRANQVIST, G., Harmonic analysis of temperature and salinity in the sea off Finland and changes in salinity. Merentutk. Julk. No. 152 (1952), 1–29.
- KOWALIK, Z., Vertikaler Wärmeaustausch in der Ostsee in den Jahren 1950–1962 (in poln.). Przegł. Geofiz. 11 (19) (1966), H. 3, 183–192.
- LEDER, I. Z., Eine regionale Gliederung nach hydrologischen Beobachtungen an der Küste auf der Basis statistischer Parameter (in russ.). Trudy LO GOIN, No. 110 (1972), 63–75.
- MATTHÄUS, W., Die Anwendung von Ausgleichsverfahren zur Ermittlung von Jahresgängen ozeanographischer Parameter. Mber. Dt. Akad. Wiss. 13 (1971), 116–121.
- MATTHÄUS, W., Zur Hydrographie der Gotlandsee II. Der mittlere Jahresgang der Temperatur in Oberflächennähe. Beitr. Meereskunde, H. 32 (1973), 105–114.
- MATTHÄUS, W., Mittlere Temperatur- und Sauerstoffverhältnisse in der Arkonasee am Beispiel der Station BY 2 A auf 55° N, 14° E. Beitr. Meereskunde, H. 36 (1975), 5–27.
- MATTHÄUS, W., Zur mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit der Temperatur in der offenen Ostsee. Beitr. Meereskunde, H. 40 (1977), 117–155.
- PIECHURA, J., Die Rolle des Nordseewassers bei der Bildung der hydrologischen Bedingungen in der Ostsee (in poln.). Prace PIHM No. 98 (1970), 3–24.
- RENK, H., Die Primärproduktion im Tiefenwasser der südlichen Ostsee (in poln.). Studia i Materiały MIR. Ser. A, No. 12 (1973), 1–126.
- SCHEMAINDA, R., Die hydrographischen Veränderungen im Bornholmtief durch den großen Salzwassereintritt im Dezember 1951. Dissertation, Halle/Saale 1955.
- WATTENBERG, H., Entwurf einer natürlichen Einteilung der Ostsee (mit ergänzenden Bemerkungen von G. Wüst). Kieler Meeresforsch. 6 (1949), 10–17.
- ZUBIN, A. B., Über die Jahresgänge der Wassertemperatur im Atlantischen Ozean (in russ.). Okeanol. Issled. No. 19 (1968), 128–135.
- ZUBIN, A. B., Jahresgänge der Wassertemperatur in der Deckschicht und hydrologische Regionen im nördlichen Atlantik (in russ.). Trudy AtlantNIRO No. 48 (1972), 33–41.

Abschluß der Arbeit: 1. 8. 1976

Anschrift des Verfassers:

Dr. sc. nat. W. MATTHÄUS  
Institut für Meereskunde der AdW der DDR  
DDR-253 Warnemünde, Seestr. 15

## Zur mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt der offenen Ostsee

Von WOLFGANG MATTHÄUS

**Zusammenfassung:** An zehn Stationen aus allen Teilen der offenen Ostsee (Abb. 1, Tab. 1) wird die mittlere jahreszeitliche Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt in Abhängigkeit von der Tiefe auf der Basis des gesamten verfügbaren Beobachtungsmaterials aus dem Zeitraum 1900–1973 untersucht. Die Analysen geben einen Überblick über den mittleren jährlichen Ablauf der Sauerstoffverhältnisse und die Elemente der jahreszeitlichen Veränderlichkeit im Oberflächenwasser (Abb. 4, 6, 8–15). Relationen der Sauerstoffverteilung zu den mittleren thermischen Bedingungen werden aufgezeigt und an Hand der berechneten Elemente regionale Besonderheiten des Sauerstoffregimes in den drei hauptsächlichsten Seegebieten der zentralen Ostsee — Arkonasee, Bornholmsee und Gotlandsee — erläutert (Abb. 5, 7, 16). Im Anhang werden Tabellen der wichtigsten Elemente des Jahresgangs aller untersuchten Stationen mitgeteilt (Tab. 2–11).

**Summary:** Taking as a basis the total available observation data during 1900–1973 the mean seasonal variability of the oxygen content is calculated as a function of depth at ten stations of all parts of the Baltic proper (Fig. 1, Table 1). These analyses give a survey of the mean annual course of oxygen conditions and of the elements of the mean seasonal variability in the surface water (Figs. 4, 6, 8–15). Relations between the oxygen distribution and the mean temperature conditions are pointed out and by means of the calculated elements regional peculiarities of the oxygen regime of the three fundamental areas of the Baltic proper — Arkona Sea, Bornholm Sea and Gotland Sea — are explained (Figs. 5, 7, 16). Tables of the most important elements of the mean annual variation at all observed stations are presented in the annex (Tables 2–11).

**Резюме:** На десяти станциях, выполненных во всех частях открытой Балтики в прямом значении (рис. 1, табл. 1), исследуется средняя сезонная изменчивость содержания растворенного в воде кислорода в зависимости от глубины на основе всех имеющихся в нашем распоряжении данных наблюдений периода 1900–1973 гг. Анализы показывают среднее годовое колебание кислородного режима и элементы сезонной изменчивости в поверхностных водах (рис. 4, 6, 8–15). Указываются соотношения распределения содержания кислорода к средним термическим условиям и объясняются региональные особенности кислородного режима в трех основных морских частях центральной Балтики — в Арконском, Борнхольмском и Готландском морях — на основе рассчитанных элементов (рис. 5, 7, 16). В приложении приведены таблицы основных элементов годового хода всех исследованных станций (табл. 2–11).

### 1. Einleitung

Neben Temperatur und Salzgehalt gehört der Sauerstoffgehalt zu den seit Beginn dieses Jahrhunderts relativ häufig gemessenen ozeanologischen Parametern der Ostsee. Geprägt durch den erheblichen jährlichen Gang der Temperatur unterliegt auch der Sauerstoffgehalt in den Schelfmeeren der mittleren geographischen Breiten einem ausgeprägten Jahresgang, woei das relativ umfangreiche Datenmaterial aus der offenen Ostsee die Berechnung mittlerer jahreszeitlicher Veränderlichkeit gestattet.

Der Sauerstoffgehalt ist jedoch im Gegensatz zu Temperatur und Salzgehalt keine konservative Größe des Meerwassers. Das beobachtete Sauerstoffkonzentrationsfeld ist das Resultat



tat einer Vielzahl von Prozessen. Eine bedeutende Rolle spielt der Austausch an der Grenzfläche Wasser — Atmosphäre, der in Verbindung mit seegangsbedingter Turbulenz und Konvektion in der Ostsee vor allem im Spätherbst und Winter das gesamte Oberflächenwasser bis zur Tiefe der halinen Sprungschicht unmittelbar beeinflusst (MATTHÄUS, KREMSEK, 1975). Im Gegensatz zu den küstennahen Flachwasserregionen, in denen auch das Phyto-benthos an der Sauerstoffproduktion beteiligt ist, wird in den küstenfernen Meeresgebieten Sauerstoff nur durch die Photosynthese des Phytoplanktons produziert. Ein Verbrauch von Sauerstoff erfolgt neben der Abgabe an die Atmosphäre bei Übersättigung in erster Linie durch die Atmung der Organismen und die Oxydation organischer und anorganischer Substanzen (MATTHÄUS, KREMSEK, 1976). Die Aufnahmefähigkeit des Meerwassers für Sauerstoff ist aber begrenzt, da seine Löslichkeit eine Funktion der Temperatur, in geringerem Maße des Salzgehaltes und des Drucks ist.

Die Sauerstoffverhältnisse erlangen in zunehmendem Maße Bedeutung für die Charakterisierung von Seegebieten. Trotz der großen Zahl von Messungen fehlen Darstellungen der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt fast völlig. Zwar sind Einzeldarstellungen des jährlichen Ablaufs aus verschiedenen Gebieten in Diagramm- (BUCH, GRIPENBERG, 1938; REDFIELD, 1948; SUCHORUK, NOZDRIN, 1969) oder Isoplethenform (FONSELIUS, 1962; GŁOWIŃSKA, 1971) bekannt, eine systematische Bearbeitung der Beobachtungsdaten des Sauerstoffgehalts aus der Ostsee steht bisher jedoch noch aus. Das dürfte z. T. auf die komplexen Wechselwirkungen zwischen physikalischen und chemisch-biologischen Prozessen beim Sauerstoffgehalt gegenüber den konservativen Größen Temperatur und Salzgehalt zurückzuführen sein. Erste Berechnungen mittlerer Jahresgänge liegen für den Oberflächenbereich des Gotlandtiefs in der östlichen Gotlandsee (MATTHÄUS, 1974, 1975a) und für das Arkonatief (MATTHÄUS, 1975a, 1975b) vor. Der Umfang des Beobachtungsmaterials gestattet nunmehr auch eine systematische Bearbeitung der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt für eine Reihe weiterer Stationen der offenen Ostsee.

## 2. Beobachtungsstationen und Datenmaterial

Für die Untersuchungen der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt wurden zehn Stationen der offenen Ostsee ausgewählt (Abb. 1), die bereits für die Bestimmung mittlerer Jahresgänge der Temperatur herangezogen worden sind (MATTHÄUS, 1977). In Tab. 1 sind die Stationen mit der in der Arbeit verwendeten Bezeichnung, einer Kurzform (in Klammern dahinter), der internationalen Bezeichnung und der Position angegeben. Darüber hinaus sind die Anzahl der für jede Station verfügbaren Serien im Sauerstoffgehalt und die Zeiträume, aus denen sie sich rekrutieren, enthalten. Sämtliche Quellen für das Beobachtungsmaterial sind im Literaturverzeichnis gesondert zusammengestellt.

Im allgemeinen wurden die mittleren Jahresgänge in 10 m-Tiefenstufen zwischen Oberfläche und 50 m bis zur vierten Oberwelle analysiert. Bei ausreichendem Datenumfang wurde für einige Stationen auch der 5 m-Horizont (Arkona-, Gotland- und Landsorttieft), der 45 m-Horizont (Arkonatief) und der 60 m-Horizont (Bornholmtief) berücksichtigt. An allen Stationen der Gotlandsee ist darüber hinaus für den 60 und 70 m-Horizont im Bereich der Sprungschicht und im Bornholmtief für den 70 und 80 m-Horizont die Jahreshauptwelle  $A_1$  berechnet worden (vgl. Tab. 2—11 im Anhang).

Der Sauerstoffgehalt wird im allgemeinen in Milliliter  $O_2$  bei NTP pro Liter Meerwasser

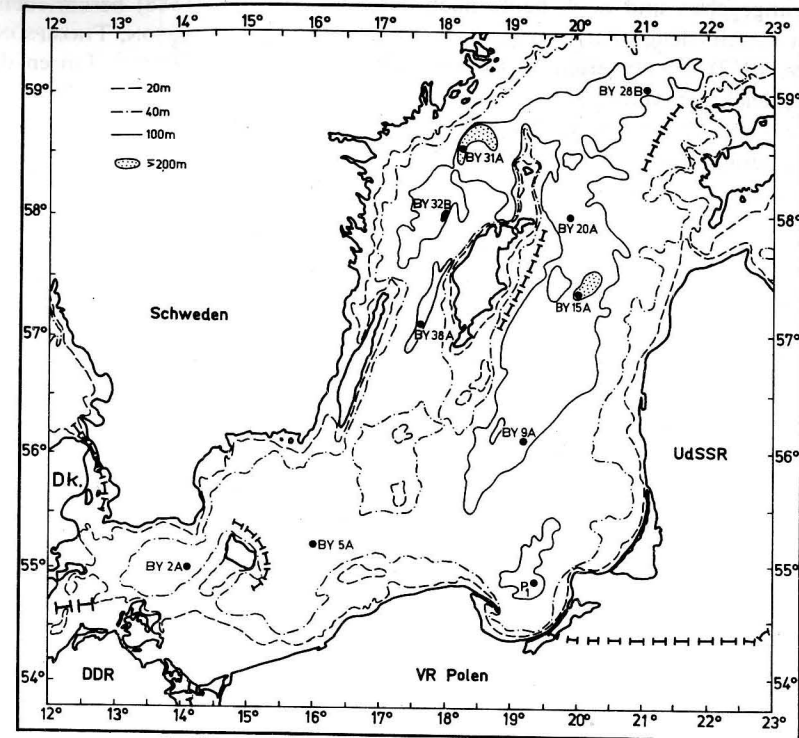


Abb. 1. Tiefen und Bodenrelief der zentralen Ostsee sowie die Lage der Beobachtungsstationen

Tabelle 1  
Beobachtungsmaterial

Station	Bezeichnung	Position		Zeitraum	Anzahl der Serien
		N	E		
Arkonatief (AT)	BY 2 A	55°00'	14°05'	1921—1973	258
Bornholmtief (BT)*	BY 5 A	55°15'	15°59'	1902—1973	350
Gdańsker Tief (DT)	P <sub>1</sub>	54°52'	19°20'	1902—1973	180
Südliches Gotlandbecken (SGB)	BY 9 A	56°7,5'	19°10'	1924—1973	93
Gotlandtieft (GT)	BY 15 A	57°20'	20°03'	1902—1973	203
Färötief (FT)	BY 20 A	58°00'	19°54'	1906—1973	111
Nördliches Gotlandbecken (NGB)	BY 28 B	59°02'	21°05'	1903—1973	90
Landsorttieft (LT)	BY 31 A	58°35'	18°14'	1903—1973	126
Norrköpingtief (NT)	BY 32 B	58°00'	18°00'	1925—1973	86
Karlsötief (KT)	BY 38 A	57°07'	17°40'	1924—1973	91

\*) Für den Zeitraum vor 1955 wurden die alte deutsche Station „Bornholmtief“ auf etwa 55°20' N 15°30' E und die alte schwedische Station „S Ostsee 4“ auf etwa 55°20' N 15°40' E zur Auswertung herangezogen.

bei 20 °C angegeben und noch heute nach der von WINKLER (1888) beschriebenen und später von verschiedenen Autoren (KALLE, 1939; JACOBSEN, ROBINSON, THOMPSON, 1950; GRASSHOFF, 1962) modifizierten Methode bestimmt. Die in den letzten Jahren durchgeführten Vergleiche der von meereskundlichen Forschungsinstituten im Ostseeraum angewendeten chemischen Methoden und Verfahren zeigten für die Sauerstoffbestimmung eine gute Übereinstimmung, so daß die Analysenergebnisse der verschiedenen Labs als vergleichbar angesehen werden können (NEHRING, 1966; GRASSHOFF, 1966). Beide Tatsachen begünstigen eine Bearbeitung der seit Anfang dieses Jahrhunderts beobachteten Daten des Sauerstoffgehalts. Nach Untersuchungen von GRASSHOFF (1962) dürften die gemessenen Sauerstoffkonzentrationen im allgemeinen eher niedriger als zu hoch liegen. Von routiniertem Personal wird nach der WINKLER-Methode eine Standardabweichung von nur  $\pm 0,04$  ml/l erreicht.

Der Sauerstoffgehalt erfährt innerhalb eines Tiefenhorizontes kurzzeitige Veränderungen, die sich in Temperatur und Salzgehalt nicht ausdrücken. Untersuchungen darüber liegen von GIESKES und GRASSHOFF (1969) sowie von NEHRING und Mitarbeitern (1971) aus dem Gotlandtief vor.

Im Oberflächenbereich wurden bei Dauerstationsmessungen im März (42 h) und Oktober 1969 (120 h) sowohl an der Oberfläche als auch in 30 m dreistündige Variabilitäten von weniger als 0,2 ml/l gefunden. Bei Untersuchungen im Dezember 1969 (45 h) und April 1970 (24 h) lagen die Veränderungen in diesen Tiefenhorizonten sogar unter 0,1 ml/l (NEHRING, FRANCKE, 1971). GIESKES und GRASSHOFF (1969) fanden sowohl im September 1967 als auch im Mai 1968 maximale zeitliche Änderungen im Sauerstoffgehalt von über 2 ml/l in drei Stunden in der Tiefe der Sprungschicht (75 m).

Untersuchungen von JACOB (1961) deuten ähnliche Verhältnisse für das nördliche und westliche Gotlandbecken an. Aus der Arkona- und Bornholmsee liegen keine Untersuchungen zur kurzzeitigen Variabilität im Sauerstoffgehalt vor. Die komplizierten sommerlichen Schichtungsverhältnisse lassen jedoch im Bereich des baltischen Zwischenwassers und in Grundnähe größere Veränderlichkeiten erwarten.

Für allgemeine Gesichtspunkte bezüglich der Eigenschaften und Häufigkeitsverteilung von Beobachtungsmaterial aus der offenen Ostsee sei auf die ausführlicheren Darstellungen bei MATTHÄUS (1977) verwiesen. Eine speziell für die Meßserien des Sauerstoffgehalts ermittelte Häufigkeitsverteilung der zeitlichen Abstände  $\Delta t$  [Tage] zwischen den innerhalb der Jahresperiode chronologisch geordneten Beobachtungsterminen für jede Station ist in Abb. 2 dargestellt. Im Vergleich zu den Temperaturwerten sind die zeitlichen Abstände jedoch geringfügig zu größeren  $\Delta t$  hin verschoben, was sich zwangsläufig aus der geringeren Zahl der Messungen bei gleichen Beobachtungsterminen wie für die Temperatur ergibt. Die maximalen Zeitabstände ändern sich jedoch nicht (vgl. MATTHÄUS, 1977).

In Abb. 3 sind Histogramme der Häufigkeitsverteilung von ganzjährig zusammengefaßten Differenzen  $\Delta O_2$  zwischen den Meßwerten des Sauerstoffgehalts und den zeitlich zugeordneten Werten der Ausgleichskurve in zwei Tiefenhorizonten des Arkona- und Bornholmtiefs wiedergegeben. Die unter dem Summenzeichen stehenden Zahlen weisen auf den zugrundeliegenden Materialumfang hin. Die gerissene Kurve ist die aus Standardabweichung und Mittelwert der Sauerstoffdifferenzen berechnete zugehörige Normalverteilung, die auf die Summe der Ordinatenwerte des Histogramms bezogen wurde. Wie bei der Temperatur (MATTHÄUS, 1977) besitzen auch die Häufigkeitsverteilungen der Sauerstoffdifferenzen  $\Delta O_2$  keine großen Abweichungen zwischen empirischer und theoretischer Verteilung. Der  $\chi^2$ -Test zeigte, daß man für alle betrachteten Tiefenhorizonte außerhalb der Sprungschichten davon ausgehen kann, daß den ganzjährig zusammengefaßten Abweichun-

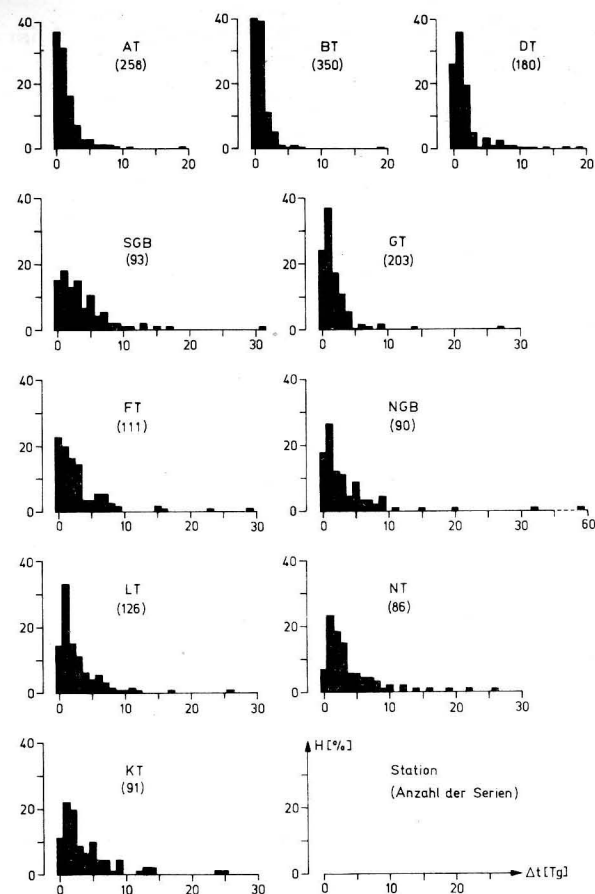


Abb. 2. Histogramme der Häufigkeitsverteilung der Zeitabstände  $\Delta t$  zwischen den im Jahresverlauf chronologisch geordneten Beobachtungsterminen des Sauerstoffgehalts

gen des Sauerstoffgehalts vom mittleren Jahresgang eine normalverteilte Grundgesamtheit zugrunde liegt.

### 3. Berechnungsmethodik

Zur Berechnung der mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit des Sauerstoffgehalts wurden alle verfügbaren Meßwerte eines Tiefenhorizontes der betreffenden Station durch eine Linearkombination trigonometrischer Funktionen der Form

$$\bar{O}_2 = A_0 + \sum_{n=1}^k A_n \cos(nt - \alpha_n)$$

ausgeglichen. Dabei dient die Standardabweichung  $s$  als Maß für die Güte der Ausgleichung, während  $A_0$  den Jahresmittelwert,  $A_1$  die Amplitude der jährlichen Welle,  $A_2$  der halbjährlichen Welle,  $A_3$  der dritteljährlichen Welle usw. darstellen und  $\alpha_n$  den dazugehörigen

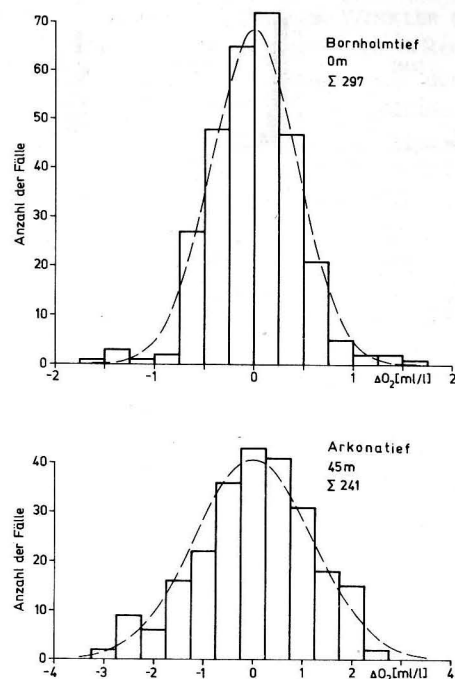


Abb. 3. Histogramme der  $\Delta O_2$ -Verteilungen und die angepaßten Normalverteilungen (gerissen) in zwei Tiefenhorizonten des Arkona- und Bornholmtiefs

Phasenkonstanten entspricht. Die Details des Ausgleichsverfahrens sowie seine Vorteile und Grenzen im Vergleich zu anderen Methoden sind bereits ausführlich beschrieben worden (MATTHÄUS, 1971; MATTHÄUS, SAGER, SAMMLER, 1974; FRANCK, MATTHÄUS, 1974). Die Anwendung in bezug auf die mittlere jahreszeitliche Veränderlichkeit im Sauerstoffgehalt erfolgt analog zu den Untersuchungen der Jahresgänge der Temperatur (MATTHÄUS, 1977).

Werden die zeitlichen Abstände zwischen den einzelnen Messungen in der Jahresperiode (vgl. Abb. 2), insbesondere im Bereich der Extrema zu groß, so wird der berechnete Kurvenverlauf unsicher (vgl. auch MATTHÄUS, 1973, 1977). Bei dem vorliegenden Material für die Station „Nördliches Gotlandbecken“ führten die Berechnungen des mittleren Verlaufs zwischen Anfang Februar und Mitte April auf Grund der fehlenden Meßwerte zu falschen Resultaten sowohl in Betrag als auch Eintrittszeit der Maxima, so daß dieses Kurvenstück ausgespart wurde (vgl. Abb. 12).

#### 4. Ergebnisse der Analysen

Die Ergebnisse der Analysen für jede der 10 ausgewählten Stationen sind in den Abb. 4, 6 und 8—15 dargestellt. Im linken bzw. oberen Teil sind die mittleren Jahresgänge in Abhängigkeit von der Tiefe wiedergegeben. An der Zeitachse dieser Diagramme ist die Anzahl der monatlich zugrundegelegten Meßwerte aufgetragen.

Der rechte bzw. untere Teil der Abbildungen enthält die Untersuchungsergebnisse über

die Elemente des mittleren Jahrgangs in Abhängigkeit von der Tiefe. In Diagramm a. sind die berechneten Amplituden  $A_n$  dargestellt und unter b. speziell die prozentuale Änderung der Amplituden  $A_1$  und  $A_2$  relativ zu den Oberflächenwerten gegeben. In Graphik c. ist die Phasenverschiebung  $\alpha_1$  der mittleren jährlichen harmonischen Welle und in d. diejenige der Extrema des mittleren Jahrgangs mit der Tiefe aufgetragen. Unter e. sind der Jahresmittelwert  $A_0$ , die Höhe der Extrema des mittleren Jahrgangs (ausgezogen), die absolut höchsten und niedrigsten beobachteten Werte (gerissen) und die mittlere Jahresschwankung  $\Delta$  für die einzelnen Tiefenniveaus zusammengefaßt.

In den Tabellen 2—11 im Anhang sind für jede Station Jahresmittelwert  $A_0$ , Amplituden  $A_n$ , Eintrittszeit des Maximums  $\alpha$ , Amplitudenverhältnis  $A_2/A_1$  und Standardabweichung  $s$  zusammengestellt.

In Analogie zu den Untersuchungen der mittleren thermischen Verhältnisse sollen an Hand der vorliegenden Analysen Besonderheiten der mittleren Sauerstoffverhältnisse in der Arkona-, Bornholm- und Gotlandsee herausgestellt werden.

#### 4.1. Arkonasee

Verursacht durch die komplexen thermischen Schichtungsverhältnisse und infolge Beeinflussung der Konzentration des gelösten Sauerstoffs durch chemische und biologische Vorgänge sind für die Arkonasee auch komplizierte Bedingungen im Sauerstoffgehalt zu erwarten. Die Analysen in sieben Tiefenhorizonten der Station BY 2 A zwischen Oberfläche und 45 m lieferten Zahlenwerte über die mittlere jahreszeitliche Veränderlichkeit und ihre Elemente, wie sie bisher nicht verfügbar waren. Eine frühere Untersuchung auf der Basis von 220 Serien aus dem Zeitraum 1952—1972 (MATTHÄUS, 1975a) deutete bereits an, daß das Tiefenwasser einen beträchtlichen Jahresgang im Sauerstoffgehalt aufweist. Die hier vorgelegten Ergebnisse zeigen, daß die mittlere Jahresschwankung nahezu doppelt so groß ist wie im Oberflächenbereich (vgl. Abb. 4). Es bestätigt sich eine schon bei der Temperatur zu beobachtende Trennung der Wassermasse in zwei grundlegende Schichten, die auch im Sauerstoffgehalt über das ganze Jahr durch ein unterschiedliches Verhalten gekennzeichnet sind (Abb. 4 und 5).

In den oberen 20 m ist der mittlere Jahresgang relativ einheitlich. Von Anfang November bis Ende Februar nimmt der Sauerstoffgehalt jedoch um 2 ml/l zu, die vertikalen Unterschiede in dieser Schicht bleiben dabei mit weniger als 0,1 ml/l nur gering. Im gleichen Zeitraum geht die Temperatur der Deckschicht im Mittel um etwa 9 Grad zurück, und damit nimmt die Löslichkeit des Sauerstoffs stark zu. Die prozentuale Sauerstoffsättigung, berechnet nach GREEN und CARRITT (1967), liegt aber durchweg unter 100% (vgl. Abb. 5c). In der zentralen Arkonasee werden zwischen November und Februar die größten mittleren Windstärken beobachtet (MARKGRAF, BINTIG, 1954). Da im Spätherbst und Winter neben der seegangsbedingten Durchmischung auch die Konvektion den vertikalen Austausch beschleunigt, die Produktion von Sauerstoff im Wasser selbst aber nur gering ist, darf angenommen werden, daß in diesem Zeitraum der weitaus überwiegende Teil des Sauerstoffs der Deckschicht unmittelbar aus der Atmosphäre stammt.

Anfang März beginnt eine schwache Differenzierung im Sauerstoffgehalt der oberen 20 m, und in der zweiten Märzhälfte bis Anfang April tritt das Maximum mit 9,6 bis 9,3 ml/l zwischen Oberfläche und 20 m Tiefe ein. Die Temperatur, die Anfang bis Mitte März minimale Werte erreicht, ist noch bis Mitte April (ca. 2,8 °C) einheitlich. Mitte März bis



Anfang April werden bis in 20 m die Sättigungswerte überschritten (vgl. auch MATTHÄUS, 1975b).

Der Zeitpunkt des Maximums im mittleren Sauerstoffgehalt deckt sich gut mit den Zeiten der Massenentwicklung des Phytoplanktons in der Arkonasee, die beispielsweise 1969 im April, 1970 bereits Anfang bis Mitte März (KAISER, SCHULZ, 1973a) und 1971 Ende März/Anfang April (KAISER, SCHULZ, 1973b) beobachtet wurden. Auf einen Einfluß der Planktonblüte auf das Sauerstoffmaximum im mittleren Jahrgang deutet auch der Umstand hin, daß das mittlere Maximum in 5 m auftritt, gerade in dem Tiefenbereich, in dem das Maximum der Assimilation (2,5–5 m) zu erwarten ist.

Bereits ab Anfang bis Mitte März scheinen die von SVERDRUP (1953) und CUSHING (1971) für eine Massenentwicklung des Phytoplanktons angegebenen Voraussetzungen in der Arkonasee gegeben zu sein. Nährstoffangebot und Lichtintensität sind ausreichend. Die im Mittel ständig vorhandene haline Schichtung in der durchleuchteten Zone läßt im Gegensatz zu anderen Seegebieten der zentralen Ostsee eine Planktonblüte offenbar vor dem Einsetzen der thermischen Schichtung Mitte April (vgl. MATTHÄUS, 1977) zu. Da für das Einsetzen der Massenproduktion eine Ruhigwetterperiode notwendig zu sein scheint (KAISER, SCHULZ, 1973b), im März aber im allgemeinen größere Windgeschwindigkeiten vorherrschen, ist die Phytoplanktonblüte in der Arkonasee in stärkerem Maße variabel und kann sich über einen größeren Zeitraum erstrecken.

Ein Einfluß der Phytoplanktonblüte auf die Sauerstoffverhältnisse ist ohne Zweifel vorhanden. Aus dem mittleren Jahrgang ist eine Erhöhung im Sauerstoffgehalt durch die Photosynthese zur Blütezeit im Vergleich zur Gotlandsee (vgl. 4.3.) jedoch nicht ohne weiteres zu vermuten. Das ist vielleicht damit zu erklären, daß die Planktonblüte in der Arkonasee im Mittel zeitlich etwa mit dem Temperaturminimum und dem Löslichkeitsmaximum des Sauerstoffs zusammenfällt. Der Anteil des gelösten Sauerstoffs aus der Assimilation des Phytoplanktons kann nur zu einer Erhöhung des bereits aus den Löslichkeitsverhältnissen zu erwartenden Maximums beitragen.

Obwohl der Sauerstoffgehalt von Anfang Mai bis Ende Juni um rund 1,8 ml/l zurückgeht, tritt Ende Mai/Anfang Juni mit 107 bis 108% das Maximum der prozentualen Sauerstoffsättigung in den oberen 10 m auf (vgl. Abb. 5c). Sauerstoffrückgang und Maximum der prozentualen Sättigung lassen für diesen Zeitraum auf eine teilweise Abgabe von Sauerstoff an die Atmosphäre schließen. Ein Teil der Sauerstoffabnahme kann auch dem Verbrauch durch Organismen, insbesondere durch Zooplankton, zugeschrieben werden. Das Minimum wird Anfang August in 0–10 m und Ende August in 20 m mit etwa 6,6 ml/l erreicht und tritt im Mittel etwa gleichzeitig mit dem Temperaturmaximum der entsprechenden Tiefen auf. Der Sauerstoffgehalt nimmt von Mitte August bis Ende Oktober in den oberen 20 m relativ einheitlich um etwa 0,6 ml/l zu, und bereits Ende September werden 100% Sättigung unterschritten.

Nach Auflösung der thermischen Schichtung durch seegangsbedingte Durchmischung und Konvektion können Nährstoffe aus den tieferen Wasserschichten in Oberflächennähe gelangen, womit bei ausreichenden Lichtverhältnissen eine herbstliche Planktonblüte, wie sie beispielsweise im Oktober 1969 beobachtet wurde (KAISER, SCHULZ, 1973a), möglich wird. Der mittlere Jahrgang im Sauerstoffgehalt gibt jedoch keine deutlichen Anhaltspunkte dafür, daß eine regelmäßige Herbstblüte des Phytoplanktons einen bedeutenden Beitrag zum Sauerstoffgehalt liefert. Anfang November ist die Deckschicht bis in 20 m wieder homogen. Der Sauerstoffgehalt in 30 m ist fast das ganze Jahr über geringer als in den oberen 20 m und liegt von August bis Oktober sogar bis zu 0,6 ml/l unter den Werten der Deckschicht.

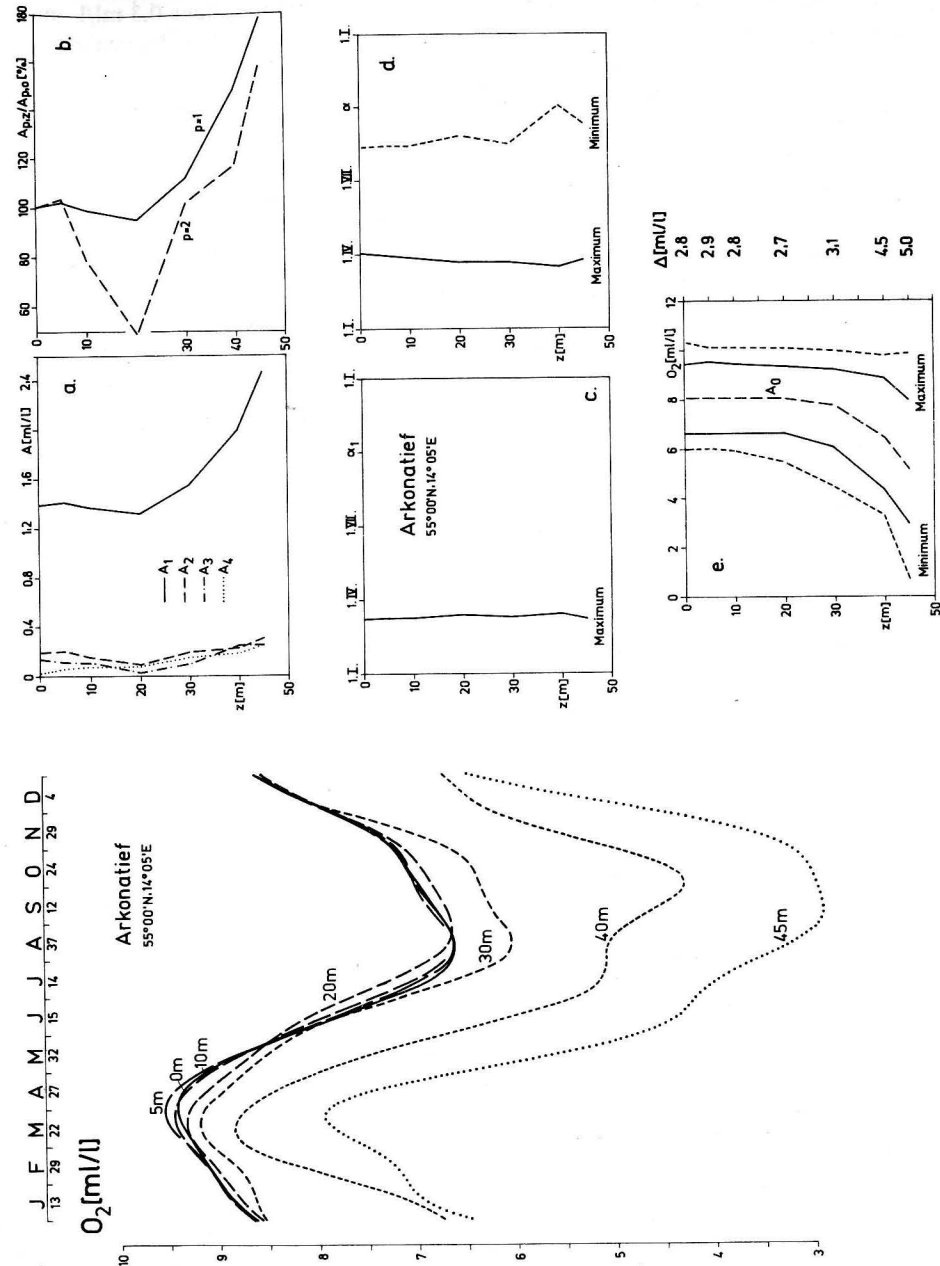


Abb. 4. Mittlerer Jahrgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Arkonatief



Der mittlere Jahresgang im Tiefenwasser (40–45 m), der um wenigstens 0,3 ml/l, maximal aber über 3 ml/l unter den Werten in 30 m liegt, ist deutlich von demjenigen des Oberflächenwassers getrennt. Die Amplituden der Jahreshauptwelle  $A_1$  und der Oberwellen  $A_2$  und  $A_3$ , die in 20 m minimale Werte aufweisen, sind im Tiefenwasser durchweg größer als in 0–30 m (vgl. Abb. 4 und Tab. 2 im Anhang).

Bereits bei der Diskussion des Jahresgangs der Temperatur tauchte die Frage auf, inwieweit die Variationen im Oberflächenwasser unmittelbar den jährlichen Gang im Tiefenwasser der Arkonasee beeinflussen. Diese Untersuchungen scheinen die früher (MATTHÄUS, 1975 a, 1975 b) geäußerten Vermutungen zu bestätigen, daß der Gang im Tiefenwasser den größten Teil des Jahres nur mittelbar über advective Prozesse durch den Oberflächenjahresgang beeinflusst wird. Vertikale Austauschprozesse könnten lediglich um die Zeit des Minimums der Temperatur und des Maximums in Sauerstoffgehalt und Löslichkeit von Mitte Februar bis Mitte April einen merklichen Einfluß auf den Jahresgang im Tiefenwasser ausüben. Dabei dürfte auch nur der seegangsbedingten Durchmischung größere Bedeutung zukommen. Die lokale extreme Abkühlung von baltischem Oberwasser (KRAUSE, 1969) dürfte infolge ihres räumlich begrenzten Einflusses kaum eine Rolle für den mittleren Jahresgang des Sauerstoffgehalts spielen. Die Isoplethendarstellung (Abb. 5b) zeigt im Mittel das ganze Jahr hindurch eine Sprungschicht.

Ein regelmäßiges Auftreten von sauerstoffreichem Tiefenwasser niedrigen Salzgehaltes im Winter und Frühjahr, was auf beträchtlichen vertikalen Austausch hinweisen würde, konnte nicht beobachtet werden. Die einzelnen Salzgehaltsserien zeigen in den Monaten Februar bis April eine homohaline Deckschicht im allgemeinen bis in 20 m, selten bis in 30 m Tiefe. In 40 m bilden sich z. T. recht starke Gradienten aus, so daß auch in dieser Jahreszeit in der Regel eine haline Schichtung erhalten bleibt. Ein mittlerer Jahresgang im Salzgehalt konnte weder in 40 noch in 45 m gefunden werden.

Es ist anzunehmen, daß der ausgeprägte Jahresgang in Temperatur und Sauerstoff im wesentlichen durch advective Vorgänge verbunden mit dem chemisch-biologischen Abbau des Sauerstoffs hervorgerufen wird. Im Zeitraum von 1950 bis 1968 wurden von WOLF (1972) zwar nur 20 Salzwassereinträge gefunden, die alle zwischen September und März stattfanden, Intrusionen salzreicheren Wassers sind aber das ganze Jahr hindurch zu erwarten und treten möglicherweise weitaus häufiger auf. Die Auswirkungen dieses horizontalen Wasseraustauschs über die Darßer Schwelle machen sich im Tiefenwasser der Arkonasee unmittelbar bemerkbar. Das winterliche Wasser in der Beltsee ist wegen der guten Durchmischung auch gut durchlüftet und besitzt bei relativ niedrigen Temperaturen einen hohen Sauerstoffgehalt. Salzwassereinträge und -intrusionen in dieser Jahreszeit, in der besonders günstige Voraussetzungen für den Einstrom dichteren Wassers gegeben sind (KRAUSE, 1969; WOLF, 1972), werden also sauerstoffreiches Beltseewasser in die bodennahen Schichten der Arkonasee transportieren. Mittlere Sauerstoffmaxima werden etwa Mitte März mit 8,9 ml/l und 96% Sättigung in 40 m und mit 8,0 ml/l und 92% Sättigung in 45 m Tiefe erreicht.

Nach Überschreiten der Maxima gehen Sauerstoffgehalt und Sättigung bei zunehmender Temperatur außerordentlich stark zurück und weisen im September minimale mittlere Werte von 4,3 ml/l bzw. 66% in 40 m und 2,9 ml/l bzw. 42% in 45 m Tiefe auf. Dieser Rückgang könnte zum großen Teil auf biologische Zehrung und chemischen Abbau zurückzuführen sein. Der vertikale Austausch ist durch die starke thermohaline Schichtung weitgehend unterbunden. Intrusionen von Beltseewasser in der warmen Jahreszeit (WÜST, BROGMUS, 1955; WÜST, 1957; HELA, KRAUSS, 1959) dürften kaum zur Erhöhung im Sauer-

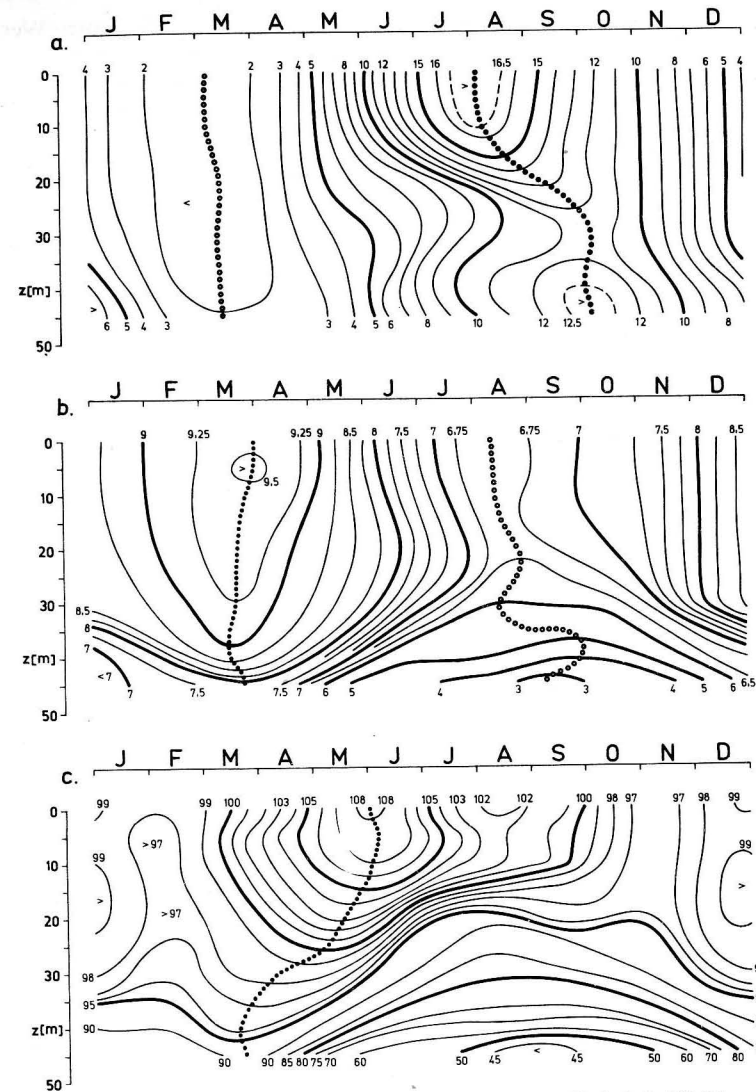


Abb. 5. Mittlere jährliche Verteilung von Temperatur [°C] (a), Sauerstoffgehalt [ml/l] (b) und prozentualer Sauerstoffsättigung [%] (c) im Arkonatief

stoffgehalt des Tiefenwassers führen. Häufig erreichen die Wassermassen wegen ihrer höheren Temperaturen nicht die Dichte, um sich im Tiefenwasser einschichten zu können. Zum anderen ist der Sauerstoffgehalt dieses Wassers bei höheren Temperaturen ohnehin geringer und wird schon während des Transports einem weiteren Abbau unterliegen. Nach Überschreiten der herbstlichen Minima nimmt der Sauerstoffgehalt um ca. 2,5 ml/l in 40 m und um etwa 3,5 ml/l in 45 m bis zum Jahresende zu.

Das Verhältnis von Jahresamplitude in der Tiefe  $z$  zum Oberflächenwert (Abb. 4, b.) geht von der Oberfläche bis in 20 m auf 95% zurück und steigt im Tiefenwasser auf Werte von rund 150% (40 m) bzw. 180% (45 m). Für die Amplitude  $A_2$  hat dieses Verhältnis

in 20 m mit ca. 50% ein beträchtliches Minimum, erreicht aber in 45 m auch Werte bis etwa 160%.

Absolute Höchstwerte (Abb. 4, e.) von mehr als 10 ml/l wurden bis in Tiefen von 20 m beobachtet. Aber auch im Tiefenwasser sind in Einzelfällen noch Werte nahe 10 ml/l gemessen worden (vgl. auch MATTHÄUS, 1975b). Die niedrigsten Werte in Oberflächennähe liegen bei 6 ml/l; im Tiefenwasser wurden extrem niedrige Werte von 3,3 ml/l in 40 m und von 0,67 ml/l in 45 m gefunden. Die mittlere Jahresschwankung  $\Delta$  beträgt in Oberflächennähe 2,8–2,9 ml/l, hat in 20 m ein Minimum von 2,7 ml/l und steigt im Tiefenwasser bis auf 5 ml/l an.

Die berechneten Jahresstandardabweichungen (Tab. 2) erreichen im Tiefenwasser mit dem Doppelten bis Dreifachen der Werte in den oberen 30 m maximale Größe. Das deutet auf beträchtliche Streuungen der Meßwerte hin, deren Ursachen vor allem in advektiven Vorgängen sowie biologischen und chemischen Abbauprozessen in Grundnähe zu suchen sein werden. Untersuchungen über die Variabilität des Sauerstoffgehalts in der Arkonasee sind bisher nicht bekannt.

Abb. 5 zeigt die mittleren jährlichen Verhältnisse der Temperatur, des Sauerstoffgehalts und der prozentualen Sättigung im Arkonatief an Hand von Isoplethendiagrammen. Daraus ergibt sich das ganze Jahr hindurch eine Sprungschicht im Sauerstoffgehalt, die zwischen Februar und April, wenn das kalte baltische Oberwasser seine größte vertikale Ausdehnung und der Sauerstoffgehalt maximale Werte erreicht, dicht über dem Grund liegt. Die mit der Erwärmung der Oberflächenschicht entstehende kalte Zwischenwasser-schicht wird auch im mittleren Sauerstoffgehalt durch ein schwaches intermediäres Maximum repräsentiert. Unterhalb des Zwischenwassers gehen Sauerstoffgehalt und Sättigungswerte mit zunehmender Tiefe stark zurück. Ende August/Anfang September weist die gesamte Wassersäule mit weniger als 7 ml/l an der Oberfläche und 3 ml/l in Grundnähe die geringsten mittleren Sauerstoffkonzentrationen des gesamten Jahres auf. Mit Abkühlung des Oberflächenwassers kann, unterstützt durch Konvektion und seegangsbedingter Turbulenz, wieder Sauerstoff aus der Atmosphäre in größere Tiefen gelangen, so daß zum Jahresende bis in 30 m im Mittel mehr als 8,5 ml/l gemessen werden. Die Warmwasserintrusionen im Sommer und Herbst führen — unterstützt durch Zehrung und Abbau des Sauerstoffs — jedoch dazu, daß die Konzentrationen im Tiefenwasser im Mittel noch bis in den Januar hinein unter 7 ml/l bleiben (vgl. auch GŁOWIŃSKA, 1971).

#### 4.2. Bornholmsee

Für die repräsentative Station BY 5 A im zentralen Teil der Bornholmsee wurden in neun Tiefenniveaus zwischen Oberfläche und 80 m mittlere Jahressgänge des Sauerstoffgehalts und ihre Elemente analysiert und in Abb. 6 bzw. Tab. 3 dargestellt bzw. zusammengetragen.

Die Bornholmsee nimmt in bezug auf die Sauerstoffverhältnisse eine Übergangsstellung zwischen der Arkonasee, die durch ausgeprägte Jahressgänge in allen Tiefen gekennzeichnet ist, und der Gotlandsee ein, in der regelmäßige Jahressgänge nur im Oberflächenwasser gefunden wurden. Die oberen 40 m umfassen das salzarme Oberwasser der Deckschicht mit relativ einheitlichem Jahressgang im Sauerstoffgehalt bei nur geringen Standardabweichungen. In 50 und 60 m Tiefe, also im Bereich des sommerlichen kalten Zwischenwassers (Abb. 7a) und der halinen Sprungschicht, wurden mittlere Jahressgänge analysiert, deren Jahresamplitude und mittlere Jahresschwankung größer ist, als diejenige in der Deck-

schicht. Die Jahresstandardabweichungen sind allerdings mehr als doppelt so groß (vgl. Tab. 3 im Anhang). Im Tiefenwasser in 70–80 m erreicht die Standardabweichung Werte von etwa 1,5 ml/l. Trotz dieser Streuungen lassen die hier mitgeteilten Meßwertverteilungen auf einen im Mittel vorhandenen geringen Jahressgang schließen (vgl. auch Abb. 7b).

Die Deckschicht bis in 30 m zeigt von Ende Oktober bis Ende März annähernd homogene Sauerstoffverhältnisse bei einem einheitlichen Anstieg um etwa 2 ml/l. Dabei sind die vertikalen Unterschiede in dieser Schicht kleiner als 0,2 ml/l. Es wird daher angenommen, daß unter den in dieser Jahreszeit vorherrschenden meteorologischen und den analysierten thermischen und Sauerstoffbedingungen der größte Teil des Sauerstoffs im Wasser unmittelbar aus der Atmosphäre aufgenommen wurde. Während das Temperaturminimum und damit das Löslichkeitsmaximum für Sauerstoff wie in der Arkonasee bereits in der ersten Märzhälfte eintritt, wird das Maximum im Sauerstoffgehalt mit 9,1 bzw. 9,2 ml/l aber erst Ende März in 40 m bzw. 30 m und Anfang bzw. Mitte April mit rund 9,3 ml/l in 20 bzw. 0–10 m beobachtet. Von Anfang Dezember bis April liegen die Sauerstoffkonzentrationen in der Deckschicht des Bornholmtiefs niedriger als im Arkonatief. Auch die Werte im Maximum und die Jahresamplitude sind bis zu 0,2 ml/l kleiner.

Primäre Ursache hierfür ist die Phytoplanktonblüte, die für die Bornholmsee von verschiedenen Autoren auf Ende März bis Mitte April bestimmt wurde (WELLERHAUS, 1964a, 1964b; KAISER, SCHULZ, 1973a; RENK, 1974). Die Frühjahrsblüte in der Bornholmsee ist wegen der fehlenden halinen Schichtung des durchleuchteten Wasserkörpers an den Beginn der thermischen Schichtung gebunden und tritt deshalb im allgemeinen später auf als in der Arkonasee. Da die Blüte mit fortschreitender Jahreszeit immer weiter in die Perioden windschwacher Wetterlagen des Frühjahrs gelangt, nimmt man an, daß es in der Bornholmsee nur zu einer einmaligen intensiven Massenentwicklung des Phytoplanktons kommt, die durch das Nährstoffangebot begrenzt wird (KAISER, SCHULZ, 1973b). Das im Gegensatz zur Arkonasee breitere und flachere Sauerstoffmaximum resultiert aus dem zeitlichen Unterschied zwischen Maximum der Sauerstofflöslichkeit im März und dem Maximum der Sauerstoffproduktion während der Phytoplanktonblüte im April.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß das Maximum im mittleren Sauerstoffgehalt zunächst im März in 30–40 m auftritt und erst im Laufe des April die Tiefen zwischen 20 m und der Oberfläche erfaßt (vgl. Abb. 6, d.). Möglicherweise ist auch das eine Folge der Phytoplanktonaktivität, die nach WELLERHAUS (1964a, 1964b) im März noch bis in 40 m reicht. Zur Zeit der Blüte im April hat sich das Phytoplankton in den oberen 20 m so vermehrt, daß es die Lichtintensität in den tieferen Schichten herabsetzt und damit die Lebensbedingungen des pflanzlichen Planktons unterhalb 20 m stark einschränkt.

Nach Überschreiten der Maxima geht der Sauerstoffgehalt in 0–20 m schneller zurück als in 30–40 m, was auf den Einfluß des kalten Zwischenwassers unterhalb der thermischen Sprungschicht zurückzuführen ist (vgl. auch Abb. 7). Mit 6,5 bis 6,7 ml/l in den oberen 20 m Ende August und mit rund 7 ml/l in 30 bzw. 40 m Mitte September bzw. Ende Oktober werden die Sauerstoffminima in der Deckschicht erreicht.

Durch die Auflösung der thermischen Schichtung gelangen Nährstoffe aus tieferen Wasserschichten in die euphotische Zone und mit dem Rückgang des Zooplanktons kann es bei ausreichenden Lichtverhältnissen Ende September/Anfang Oktober zu einer Herbstblüte des Phytoplanktons kommen, die jedoch in ihrem Ausmaß im allgemeinen hinter der Frühjahrsblüte zurückbleibt (SCHULZ, KAISER, 1974). Im mittleren Jahressgang wird diese Blüte ohnehin kaum erkennbar sein, da mit dem Rückgang der Temperaturen die Sauerstoff-

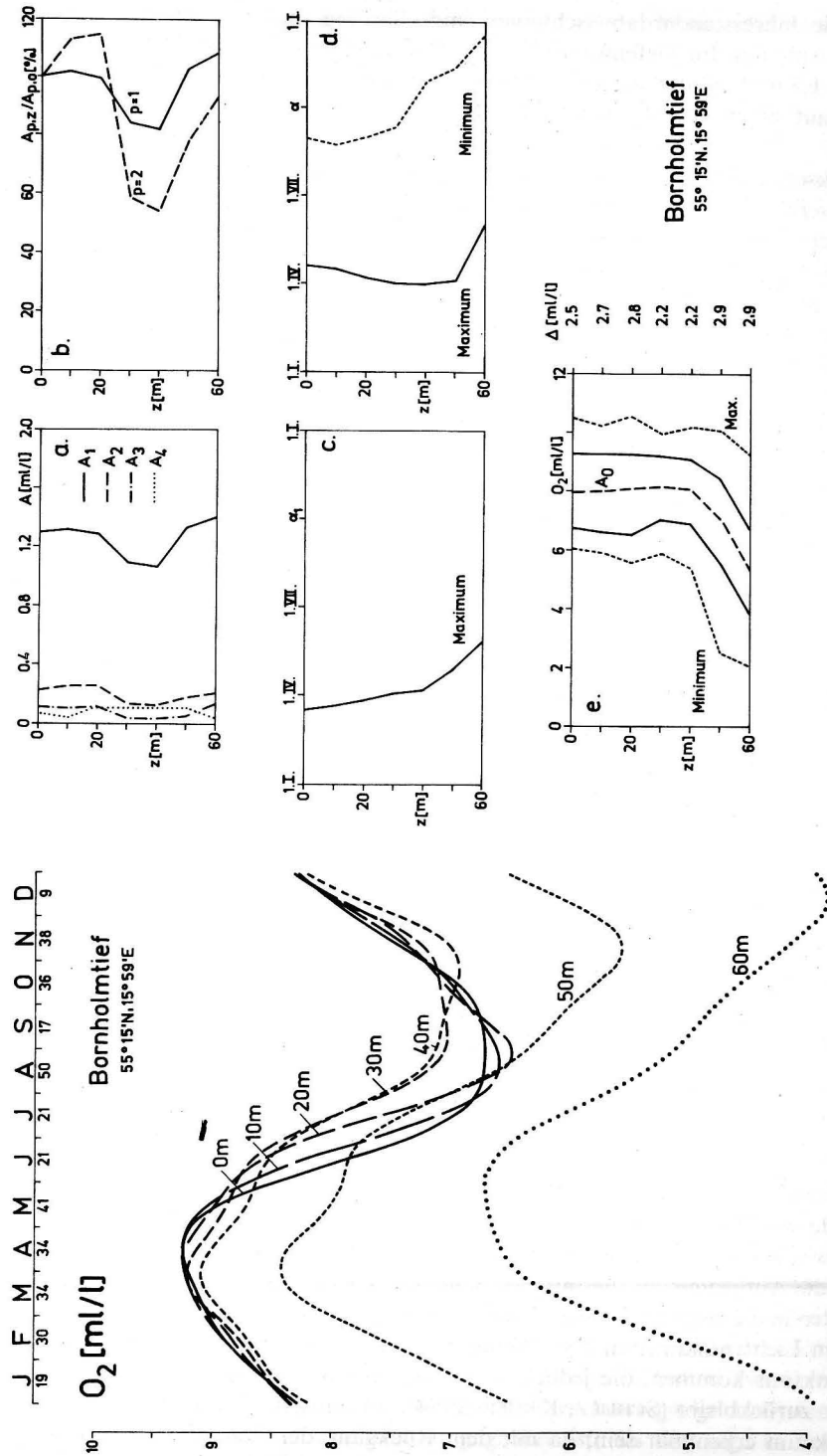


Abb. 6. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Bornholmtief

löslichkeit schnell zunimmt und der photosynthetisch produzierte Sauerstoff zusammen mit dem Sauerstoff aus der Atmosphäre lediglich zur Deckung des durch den Temperaturrückgang hervorgerufenen Defizits beitragen kann. Ende Oktober zeigen die oberen 30 m wieder annähernd gleichen Sauerstoffgehalt.

Der mittlere Jahresgang in 50 und 60 m Tiefe hebt sich deutlich von demjenigen der oberen 40 m ab. Der Jahresmittelwert  $A_0$  liegt um 1 bzw. mehr als 2,5 ml/l unter den Werten der Deckschicht. Die Sauerstoffkonzentrationen sind in 50 m nahezu das ganze Jahr (maximal um 2 ml/l) und in 60 m stets bedeutend niedriger (1–4,5 ml/l) als in der Deckschicht (vgl. Abb. 6). Die Amplitude der jährlichen harmonischen Welle  $A_1$  und die mittlere Jahresschwankung  $\Delta$ , die in 30 und 40 m minimale Werte aufweisen, erreichen mit 1,3 bis 1,4 bzw. 2,9 ml/l Maxima.

Im 50 m-Horizont, der etwa der Tiefe der Kernschicht des kalten sommerlichen Zwischenwassers entspricht, tritt das Sauerstoffmaximum mit 8,4 ml/l Ende März/Anfang April auf, das Minimum mit 5,6 ml/l erst Mitte November. Das 60 m-Tiefenniveau liegt bereits im Einflußbereich der Intrusionen aus der Arkonasee, die sich offenbar auch im Sauerstoffgehalt bemerkbar machen. Beispielsweise verschieben sich die Extrema wie bei der Temperatur auf Ende Mai/Anfang Juni bzw. Mitte Dezember (vgl. Abb. 6 und 7).

Eine Ursache für die großen Jahresschwankungen in mittleren Tiefen ist möglicherweise in der Konzentration abgestorbener Planktonorganismen oberhalb der Dichtesprungschicht in Verbindung mit den Warmwasserintrusionen zu suchen. Infolge ihres relativ geringen spezifischen Gewichts wird die Sedimentationsgeschwindigkeit durch die Sprungschicht stark gehemmt, und der Abbau der organischen Substanz führt im Herbst in Zusammenwirken mit den höheren Temperaturen zu verstärktem Sauerstoffverbrauch.

Die in 70 und 80 m analysierten Elemente des mittleren Jahresgangs (Tab. 3) lassen trotz der relativ großen Streuungen eine im Mittel vorhandene geringe jahreszeitliche Variation vermuten, die auf Einflüsse aus der Arkonasee zurückzuführen sein wird. Der Jahresmittelwert liegt mit 3,5 bzw. 2,3 ml/l niedrig, für die Jahresamplitude  $A_1$  wurden aber noch etwa 0,8 bzw. 0,6 ml/l gefunden.

Wie die Amplituden  $A_1$  und  $A_2$  besitzen auch die Verhältnisse dieser Amplituden in der Tiefe  $z$  relativ zur Oberfläche in 30–40 m minimale Werte (Abb. 6, b.). Das Verhältnis der Jahresamplitude geht im Minimum auf 80–85% zurück, steigt in 50–60 m aber wieder auf Werte um 105% an. Für die Amplitude  $A_2$  wurden rund 55% in 30–40 m gefunden. In 50–60 m ist dann ein Anstieg auf 80–90% des Oberflächenwertes zu verzeichnen. Es dominiert jedoch in allen betrachteten Tiefen die Jahreshauptwelle gegenüber den Oberwellen.

Absolute Höchstwerte von 10 ml/l und mehr wurden im Bornholmtief bis in 50 m Tiefe registriert (Abb. 6, e.). Selbst in Tiefen von 60–80 m wurden noch Einzelwerte von 9 bis 7 ml/l beobachtet. Die niedrigsten Werte in den oberen 40 m liegen zwischen 5 und 6 ml/l, gehen in Tiefen von über 50 m aber auf Werte unter 2,5 ml/l zurück.

Das Fehlen sämtlichen gelösten Sauerstoffs und das Auftreten von Schwefelwasserstoff wurde im 80 m-Horizont der Bornholmsee 1968 und 1971 nachgewiesen (FONSELIUS, 1969, 1970; NEHRING, FRANCKE, 1973), in Grundnähe jedoch bereits in den fünfziger Jahren durch Geruch festgestellt (SCHEMAINDA, pers. Mitt.) und 1963 erstmalig quantitativ bestimmt (KALEIS, ALEXANDROVSKAYA, 1963).

Die berechneten Standardabweichungen (Tab. 3 im Anhang) liegen im Oberflächenwasser zwischen 0,4 und 0,5 ml/l, steigen in 50 bis 60 m auf 1,1 ml/l an und erreichen im Tiefen-



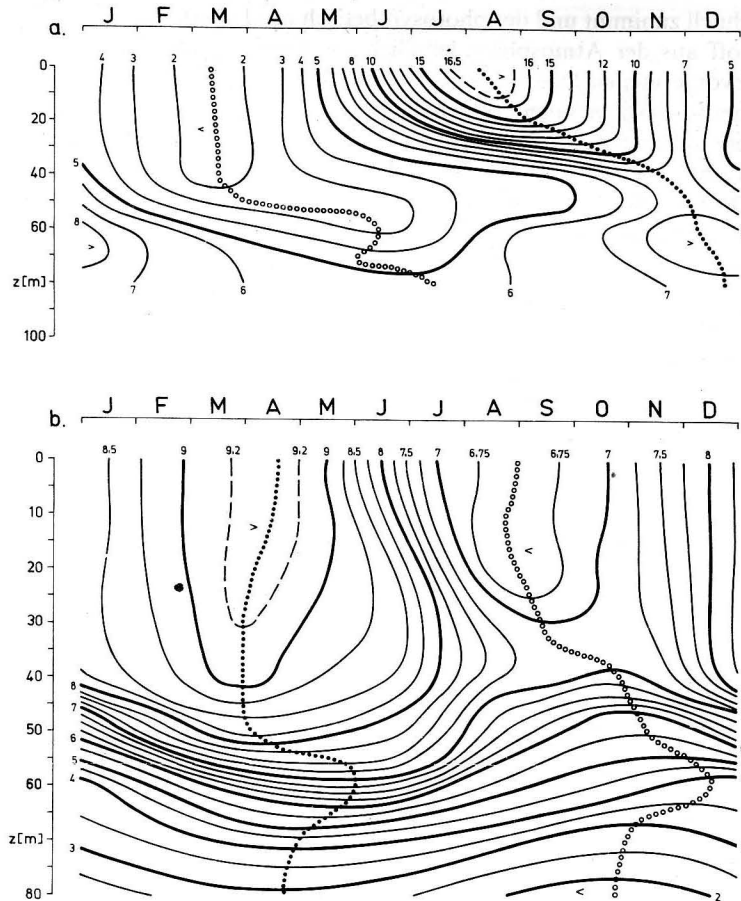


Abb. 7. Mittlere jährliche Verteilung von Temperatur [°C] (a) und Sauerstoffgehalt [ml/l] (b) im Bornholmtief

wasser mit ca. 1,5 ml/l um 30–70% größere Werte als sie im Tiefenwasser der Arkonasee beobachtet wurden.

In Abb. 7 sind die mittleren jährlichen Temperatur- und Sauerstoffverhältnisse des Bornholmtiefs in Isoplethendiagrammen dargestellt. Von November bis April sorgen gute Durchmischung und Zirkulation für hohe Sauerstoffkonzentrationen im Oberflächenwasser bis an die Obergrenze der Salzgehaltssprungschicht. Selbst die Wassermassen im Bereich der halinen Sprungschicht und darunter sind durch höhere Sauerstoffgehalte im Frühjahr gekennzeichnet. Nach dem Sauerstoffmaximum geht mit der Erwärmung und dem weiteren Aufbau der thermischen Schichtung der Sauerstoffgehalt im warmen Oberwasser schneller zurück als im Bereich des kalten Zwischenwassers (vgl. auch GŁOWIŃSKA, 1971). Im Herbst, wenn der Sauerstoffgehalt im Oberflächenbereich wieder zunimmt, tritt in den tieferen Wasserschichten das Minimum auf, das sich in 40 bis 60 m von Ende Oktober bis auf Mitte Dezember verschiebt. Durch den Einfluß von Warmwasserintrusionen in Verbindung mit verstärktem Abbau des Sauerstoffs scheint sich ein regelmäßiger Jahresgang besonders im Bereich der halinen Sprungschicht bemerkbar zu machen.

### 4.3. Gotlandsee

Analysen der Sauerstoffbeobachtungen liegen für acht Stationen in der offenen Gotlandsee vor (vgl. Abb. 1), und zwar für das Gdańsker Tief (Abb. 8, Tab. 4 im Anhang), das Südliche Gotlandbecken (Abb. 9, Tab. 5), das Gotlandtief (Abb. 10, Tab. 6), das Fårötief (Abb. 11, Tab. 7) und das Nördliche Gotlandbecken (Abb. 12, Tab. 8) in der östlichen Gotlandsee sowie das Landsorttief (Abb. 13, Tab. 9), das Norrköpingtief (Abb. 14, Tab. 10) und das Karlsötief (Abb. 15, Tab. 11) in der westlichen Gotlandsee. In 60 und besonders in 70 m Tiefe, für die lediglich die Hauptjahresamplitude und die Standardabweichung berechnet wurden, macht sich der Einfluß der Sprungschicht durch große Streuungen in den Meßwerten so stark bemerkbar, daß die Ermittlung eines Jahresgangs sinnlos wird. Die Darstellungen wurden deshalb im allgemeinen auf die oberen 50 m beschränkt, für die ähnliche Resultate im Jahresgang und seinen Elementen zu erwarten sind, was die Abb. 8–15 bestätigen. Zur Interpretation der grundlegenden mittleren Sauerstoffverhältnisse im Oberflächenwasser der Gotlandsee wird deshalb die Station „Gotlandtief“ (BY 15 A) herangezogen.

Die mittlere jahreszeitliche Veränderlichkeit wurde auf allen acht Stationen in sechs Tiefen zwischen Oberfläche und 50 m analysiert. Zusätzlich konnte im Gotland- und Landsorttief der 5 m-Horizont untersucht werden. Die zur Kontrolle berechneten Standardabweichungen in 60 und 70 m bei  $k = 1$  ergaben für alle Stationen Werte zwischen 1,3 und 2,0 ml/l in 60 m sowie 1,9 und 2,4 ml/l in 70 m. Regelmäßige Jahresgänge im Sauerstoffgehalt sind bis in 50 m Tiefe zu beobachten. Allerdings erreichen die Standardabweichungen, die in den oberen 40 m noch kleiner als 0,5 ml/l sind, in 50 m im allgemeinen Werte bis 0,7 ml/l, im Landsort- und Karlsötief sogar 1,1 bzw. 1,2 ml/l (vgl. Tab. 4–11 im Anhang).

Im Gotlandtief ist ein ausgeprägter Jahresgang im Sauerstoffgehalt nur in der salzarmen Deckschicht zu beobachten, die von Anfang Dezember bis Mitte April nahezu homotherm ist. Bereits in 60 m erreicht die Standardabweichung das Vierfache derjenigen in der Deckschicht (Tab. 6), die mittlere Jahresschwankung dagegen die Hälfte bis ein Drittel der Werte der Deckschicht (vgl. Abb. 10). Die oberen 40 m zeigen von Anfang November bis Ende Februar ein relativ einheitliches Verhalten im Sauerstoffgehalt, der in der gesamten Wassersäule bei praktisch fehlenden Gradienten um etwa 1,5 ml/l zunimmt. Gleichzeitig ist ein Rückgang der mittleren Temperaturen um etwa 6–8 Grad zu beobachten (vgl. Abb. 16a). Da in diese Zeit mit 4,5 bis 4,7 Bft die größten mittleren Windstärken des Zweigradfeldes 56–58° N 18–20° E fallen (MARKGRAF, BINTIG, 1954), muß man auch für die Gotlandsee annehmen, daß der Anstieg im Sauerstoffgehalt in erster Linie der turbulenten Durchmischung und Konvektion zuzuschreiben ist, durch die atmosphärischer Sauerstoff bis in den Bereich der halinen Sprungschicht gelangt. Der Anteil an biologisch produziertem Sauerstoff dürfte nur sehr gering sein. Aus Untersuchungen von MATTHÄUS und KREMSER (1975, 1976) geht hervor, daß im Gotlandtief zwischen November und Februar im Mittel 40 bis 55 l Sauerstoff pro m<sup>2</sup> und Monat aus der Atmosphäre aufgenommen werden.

Zur Zeit des Temperaturminimums und Löslichkeitsmaximums für Sauerstoff Mitte März beginnt eine schwache Differenzierung im Sauerstoffgehalt, und Ende März tritt in 40 m mit 9,2 ml/l das Maximum ein.

Nach Überschreiten der Temperaturminima geht die Zunahme im Sauerstoffgehalt in den oberen 30 m langsamer vor sich. In dieser Zeit dürfte bereits die Assimilation des Phytoplanktons einen Beitrag zum Sauerstoffgehalt liefern, denn trotz der mit steigender Tempe-



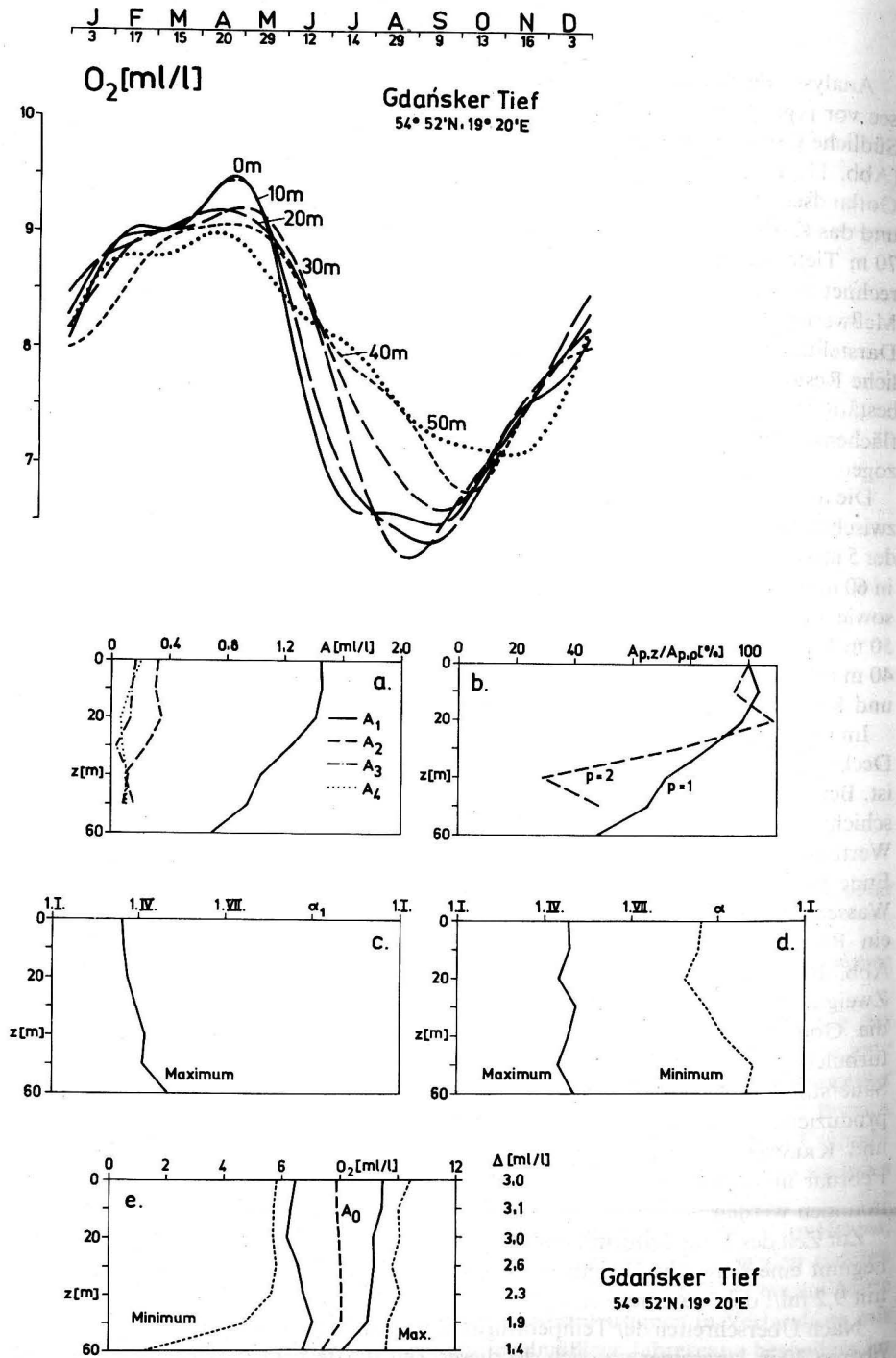


Abb. 8. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Gdańsker Tief

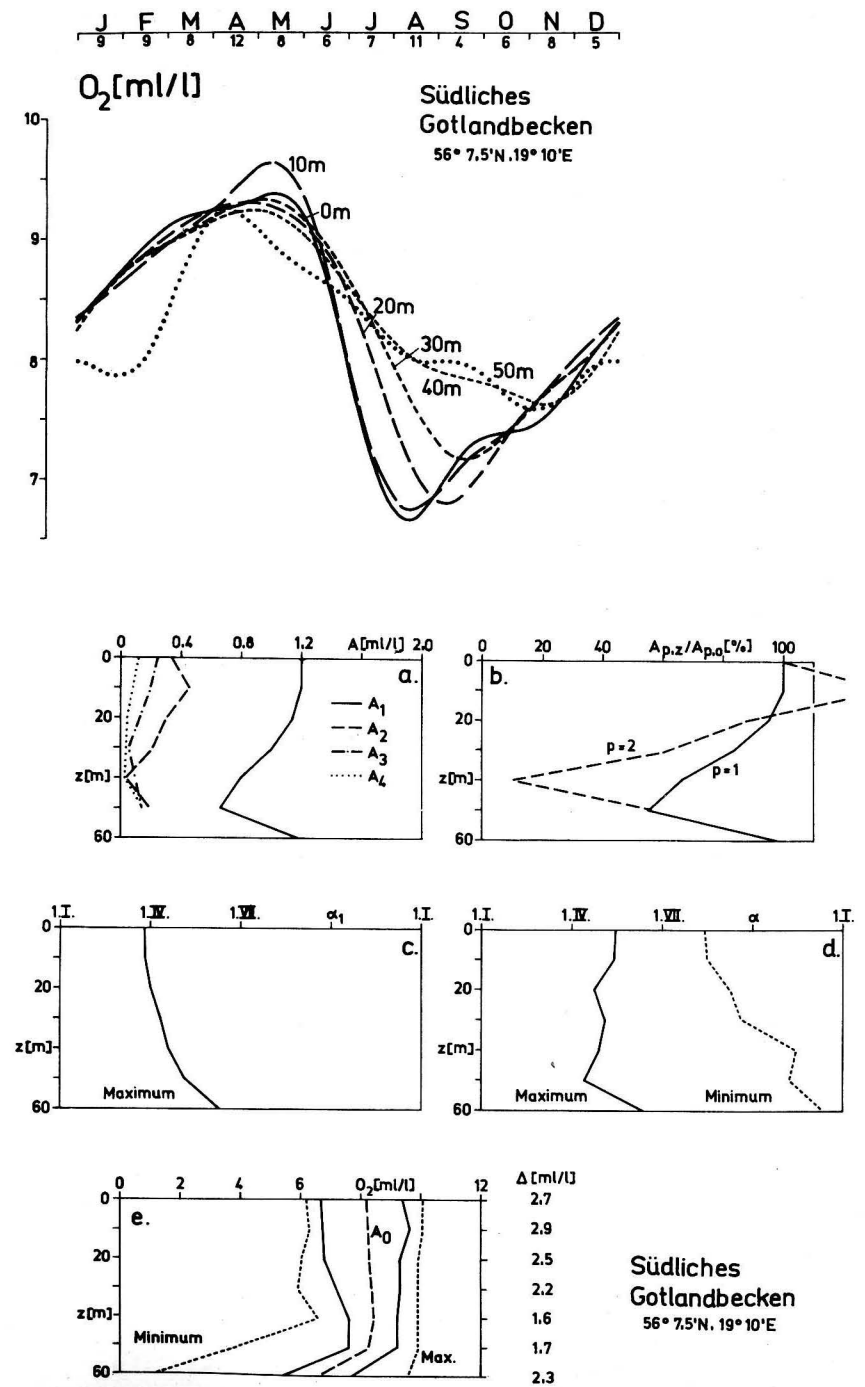


Abb. 9. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Südlichen Gotlandbecken

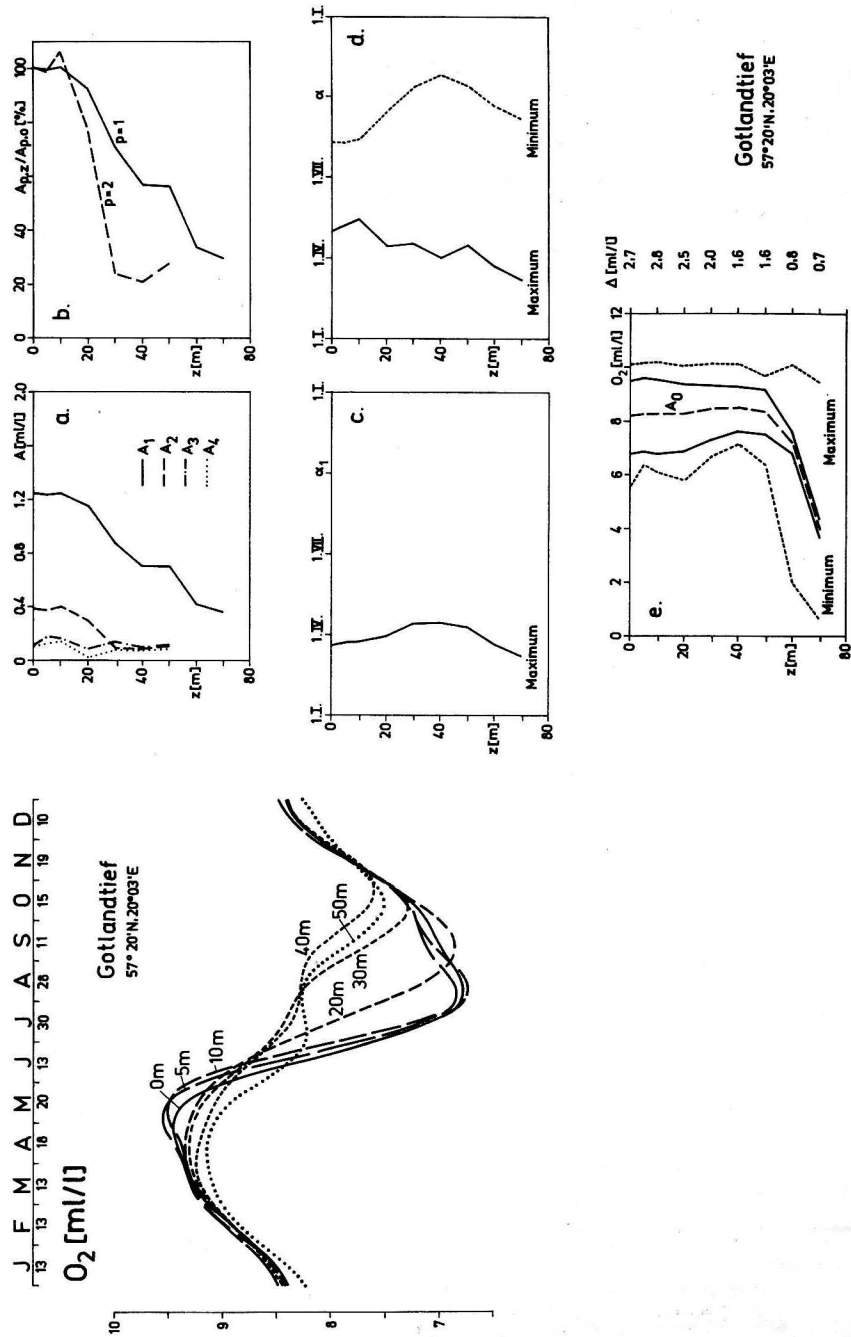


Abb. 10. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Gotlandtief

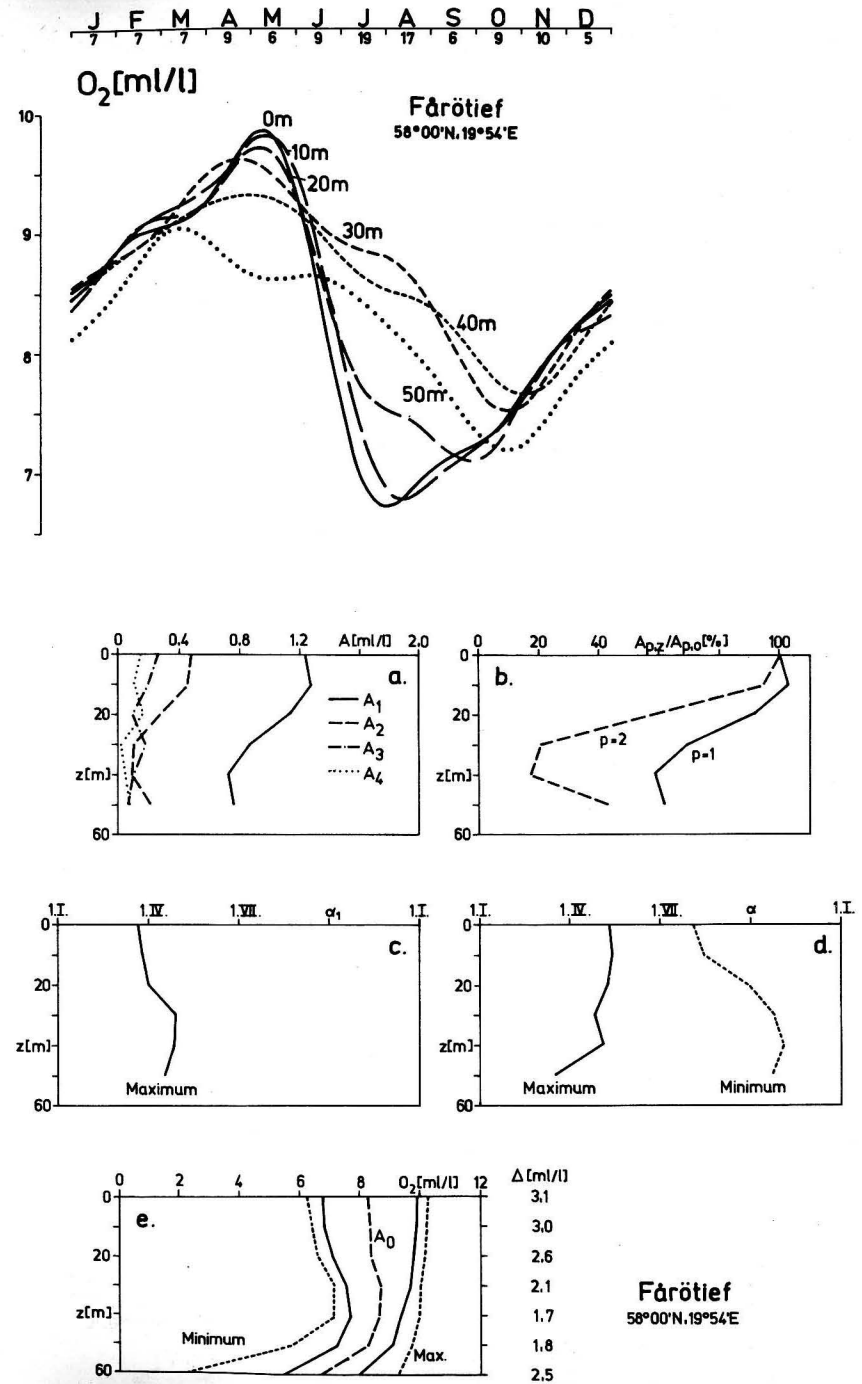


Abb. 11. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Färötief

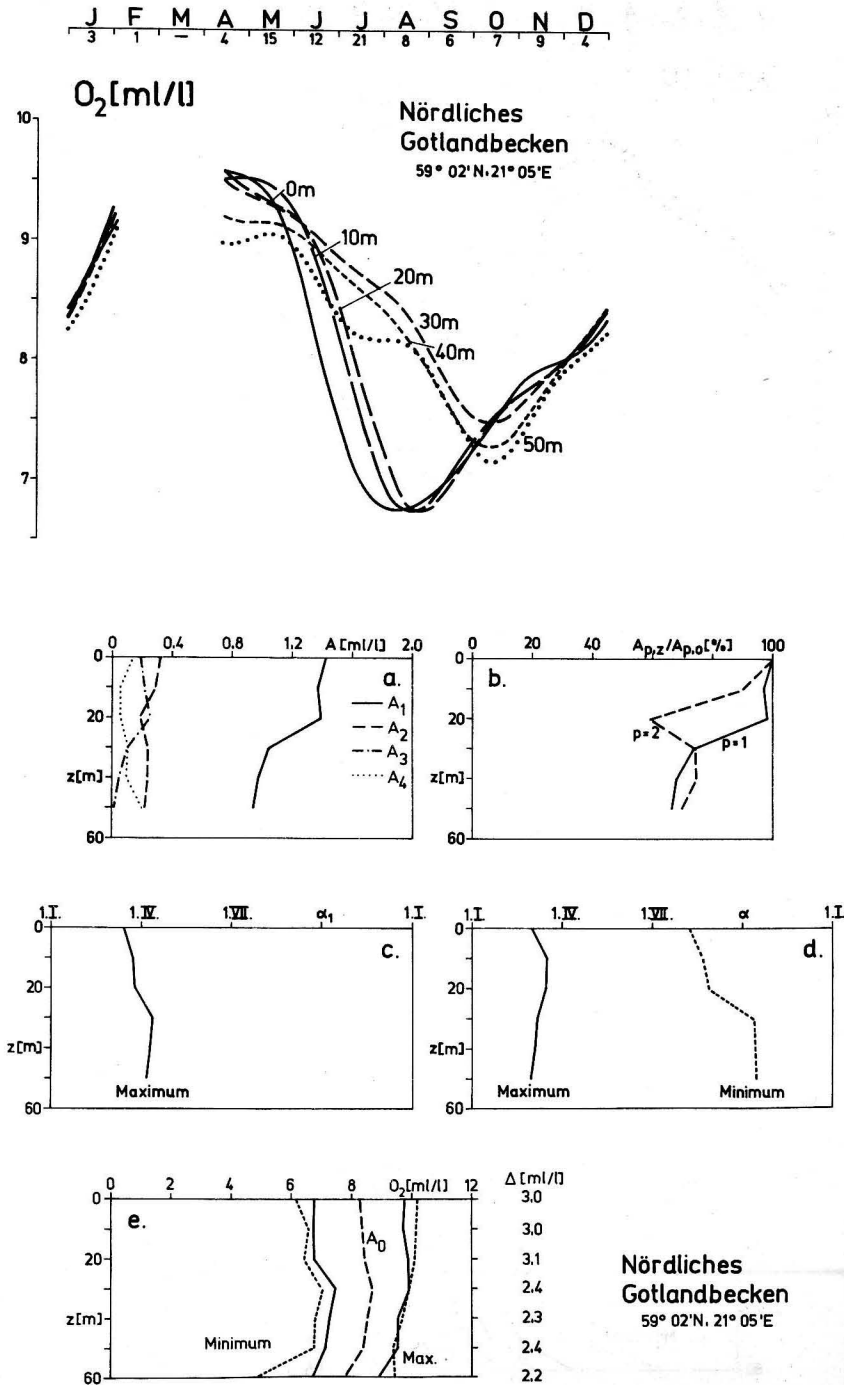


Abb. 12. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Nördlichen Gotlandbecken

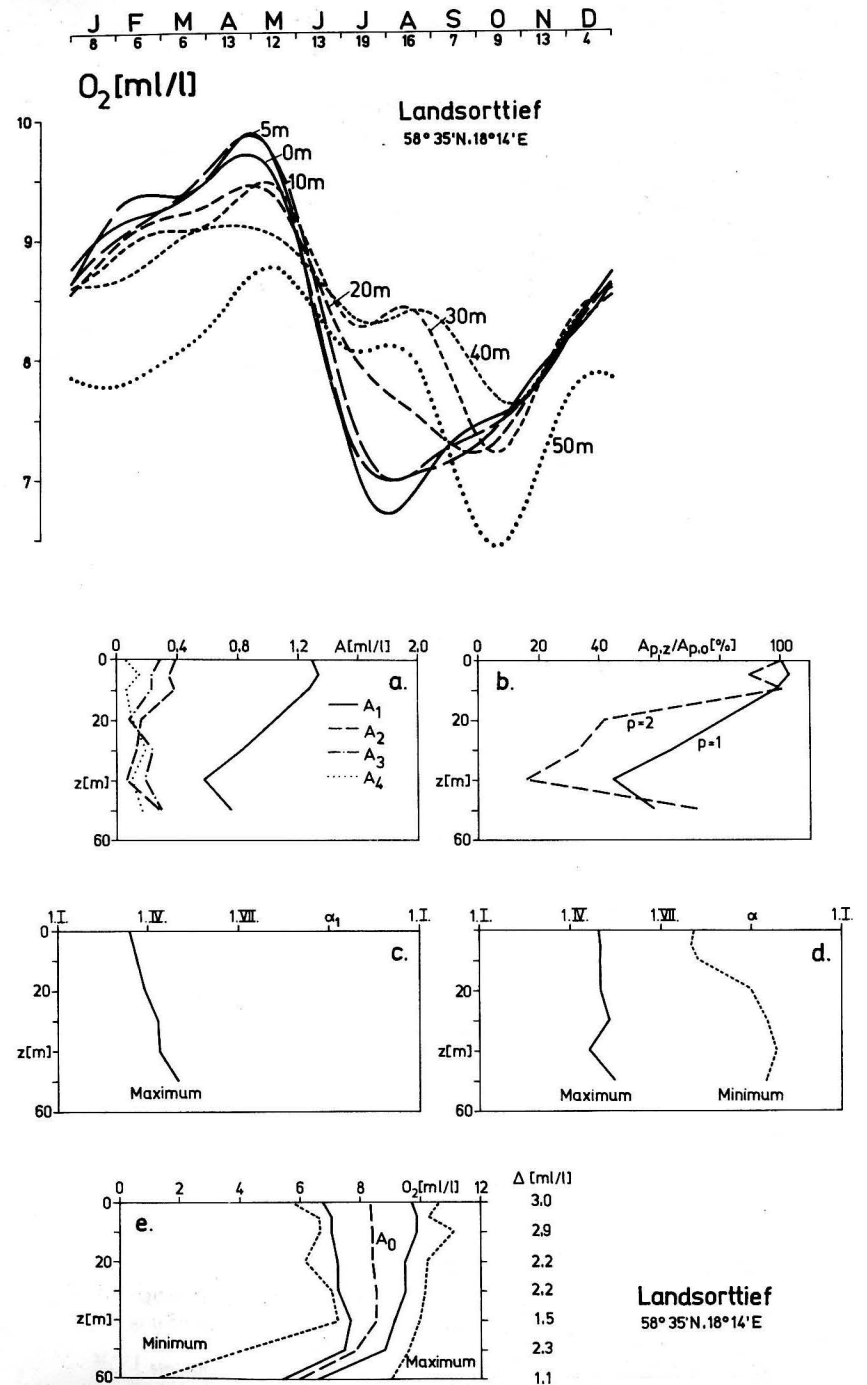


Abb. 13. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Landsorttief

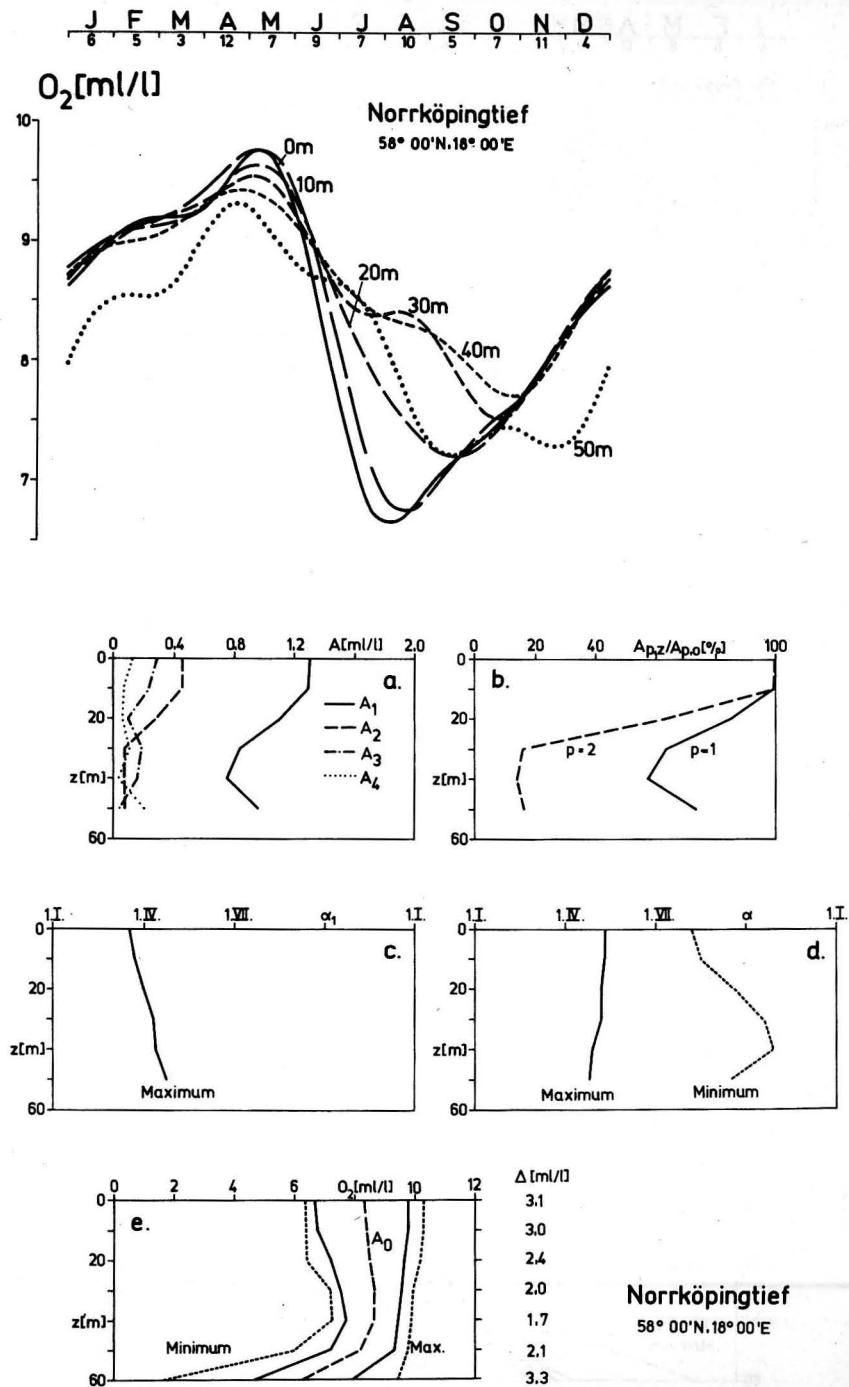


Abb. 14. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Norrköpingtief

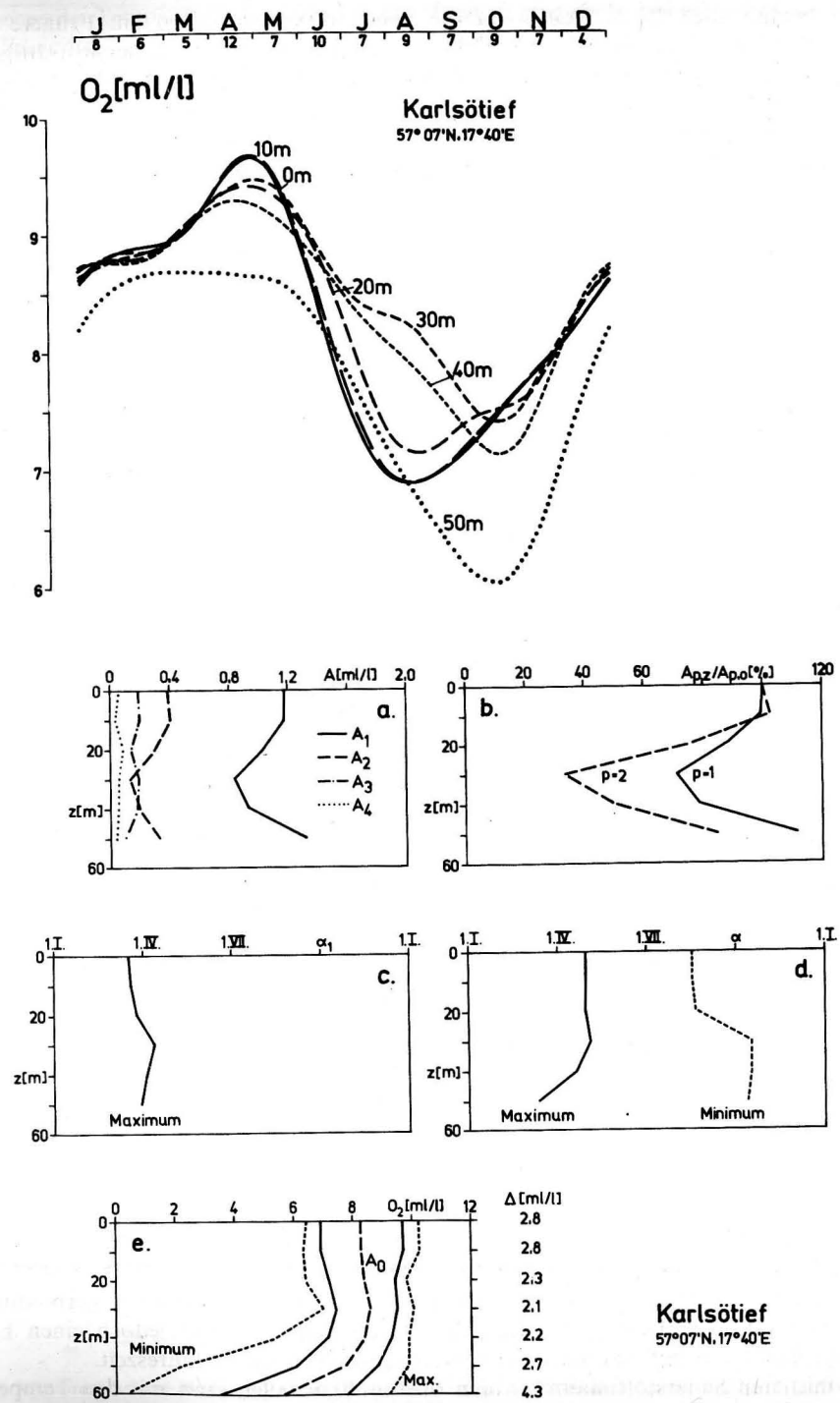


Abb. 15. Mittlerer Jahresgang im Sauerstoffgehalt und seine Elemente im Karlsötief



ratur abnehmenden Löslichkeit steigt die Sauerstoffkonzentration an. Frühere Untersuchungen zeigten, daß in den oberen 30 m auch die prozentuale Sauerstoffsättigung ab Anfang April schnell zunimmt und Mitte April 100% übersteigt (MATTHÄUS, 1974, 1975a).

Mitte April werden mit 9,3 ml/l die mittleren Maxima in 20 m und 30 m und Ende April mit 9,5 ml/l an der Oberfläche erreicht. Die höchsten Sauerstoffkonzentrationen treten mit 9,6 bzw. 9,5 ml/l in der ersten Maihälfte in 5 bzw. 10 m auf. Auch im Gotlandtief zeigen die Zeiten maximalen Sauerstoffgehalts in 0–10 m gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen der Massenentwicklung des Phytoplanktons, die auf die erste Maihälfte datiert wird (SCHULZ, KAISER, 1973, 1974, 1975). Da die Frühjahrsblüte, die in der gesamten Gotlandsee an den Beginn der thermischen Schichtung gebunden ist, in einen Zeitraum fällt, in dem windschwache Wetterlagen vorherrschen, nimmt man eine einmalige intensive Massenentwicklung an.

Der mittlere Sauerstoffgehalt in den oberen 20 m liegt von Mitte Dezember bis Ende März bis zu 0,3 ml/l unter den Werten im Arkonatief. Trotz dieser Tatsache und eines Temperaturanstiegs um ca. 3 Grad in den oberen 10 m bis Anfang Mai mit entsprechendem Löslichkeitsrückgang erreichen die maximalen Sauerstoffgehalte im Gotlandtief etwa gleiche Werte wie im Arkonatief z. Z. des Löslichkeitsmaximums (vgl. Tab. 2 und 6). Als Ursache kann nur eine Sauerstoffquelle im Meer selbst in Frage kommen, da eine Sauerstoffaufnahme aus der Atmosphäre ausscheidet. Damit bestätigt sich die Vermutung, die bereits aus den Untersuchungen im Arkona- und Bornholmtief resultierte: Die Frühjahrsblüte des Phytoplanktons bestimmt den Zeitpunkt des Maximums im Sauerstoffgehalt in den oberen Wasserschichten. Das wird auch aus der Darstellung in Abb. 10 deutlich, in der gerade der Sauerstoffgehalt in den oberen 10 m von Mitte April bis Mitte Mai gegenüber den tieferen Wasserschichten zum Maximum ansteigt. Der Bereich des Sauerstoffmaximums wird auf Grund des sich vergrößernden Zeitunterschieds zwischen mittlerem Löslichkeitsmaximum und Planktonblüte von der Arkonasee zur Gotlandsee zwar immer breiter, das Maximum erreicht aber trotzdem mittlere Werte, wie sie in der Arkonasee beobachtet wurden.

Nach Abschätzungen von MATTHÄUS und KREMSER (1975, 1976) übertrifft die z. Z. der Phytoplanktonblüte produzierte mittlere Sauerstoffmenge den biochemisch sowie durch Atmung der Pflanzen und Tiere verbrauchten Sauerstoff fast um das Doppelte, so daß für den Mai mit einer Abgabe von rund 44 l Sauerstoff pro m<sup>2</sup> an die Atmosphäre gerechnet werden kann. Nach dem Überschreiten der Maxima setzt eine rapide Abnahme im Sauerstoffgehalt ein, die praktisch der gesamten mittleren Jahresschwankung entspricht. Der Rückgang erfolgt in den oberen 10 m am schnellsten und führt Anfang August zu minimalen Werten von 6,7–6,8 ml/l. Trotz des Rückgangs im Sauerstoffgehalt werden die Maximalwerte der prozentualen Sauerstoffsättigung mit 111 bis 114% in Oberflächennähe in der ersten Junihälfte erreicht (MATTHÄUS, 1974, 1975a). Diese Übersättigung des Wassers kann bis in den Juli hinein zur Abgabe von Sauerstoff an die Atmosphäre führen.

Teilweise werden auch im Sommer hohe Produktionsraten des Phytoplanktons beobachtet (RENK, 1973, 1974; RENK, TORBICKI, OCHOCKI, 1974, 1975; SCHULZ, KAISER, 1974, 1975), der vor allem temperaturbedingte Rückgang im Sauerstoffgehalt in Verbindung mit den hohen sommerlichen Zooplanktonkonzentrationen überdeckt jedoch einen Einfluß des Phytoplanktons auf den mittleren Sauerstoffgehalt zu dieser Jahreszeit.

Die mittleren Sauerstoffminima in den oberen 40 m fallen etwa mit den Temperaturmaxima in den entsprechenden Tiefen zusammen. Nach Überschreiten der Minima und dem

Zurückgehen der Temperatur nimmt der Sauerstoffgehalt in allen betrachteten Tiefen schnell zu. Ob dieser Anstieg — zunächst in Oberflächennähe, später auch in größeren Tiefen — allein der Zunahme der turbulenten Durchmischung sowie der herbstlichen Konvektion und der damit verbundenen Aufnahme von Sauerstoff aus der Atmosphäre zuzuschreiben ist, kann nicht entschieden werden. Der mittlere Jahresgang im Sauerstoffgehalt gibt jedenfalls wie in den anderen Seegebieten keine Anhaltspunkte dafür, daß eine Herbstblüte des Phytoplanktons, wie sie besonders im Oktober 1969 beobachtet wurde (SCHULZ, KAISER, 1973), einen merklichen Beitrag zum Sauerstoffgehalt liefert. Anfang November sind die oberen 50 m wieder homogen im Sauerstoffgehalt.

Im Gotlandtief geht das Verhältnis der Jahresamplitude  $A_1$  in der Tiefe  $z$  relativ zum Oberflächenwert (Abb. 10, b.) in 50 m bis auf rund 55% zurück. Für das Verhältnis der Amplituden  $A_2$  ergibt sich in 30–40 m ein Minimum von etwa 20–25%.

Absolute Höchstwerte (Abb. 10, e.) von mehr als 10 ml/l wurden bis in 40 m Tiefe beobachtet. Die absoluten Minima liegen zwischen 5,5 und 6,5 ml/l. Lediglich im oberen Bereich des kalten Zwischenwassers wurden minimale Werte von etwas über 7 ml/l gefunden. Die mittlere Jahresschwankung  $\Delta$  geht im allgemeinen in der gesamten Gotlandsee mit wachsender Tiefe zurück. An einigen Stationen ergeben sich im halinen Sprungschichtbereich größere mittlere Jahresschwankungen, die auf Grund der großen Streuungen bei zeitlicher

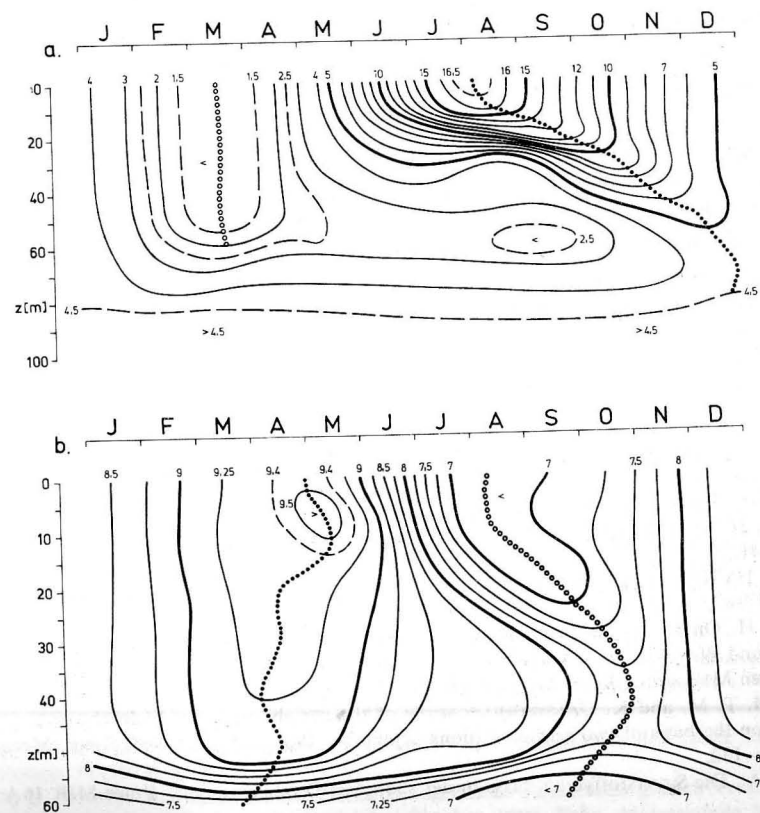


Abb. 16. Mittlere jährliche Verteilung von Temperatur [°C] (a) und Sauerstoffgehalt [ml/l] (b) im Gotlandtief

Inhomogenität des relativ geringen Meßmaterials durch das Berechnungsverfahren aufgeprägt werden und nicht real sind (Abb. 9, 10, 14, 15). Die berechneten Standardabweichungen (Tab. 4—11 im Anhang) liegen in den oberen 40 m der Gotlandsee zwischen 0,3 und 0,5 ml/l. Insgesamt gesehen zeigt ein Vergleich dieser Darstellungen und Ergebnisse mit einer Analyse der Sauerstoffverhältnisse im Gotlandtief aus nur 147 hydrographischen Serien (MATTHÄUS, 1974) keine wesentlichen Unterschiede.

In Abb. 16 sind neben den Isolethen der mittleren thermischen Verhältnisse auch die des mittleren Sauerstoffgehalts zu einer Darstellung zusammengefaßt. Das winterliche kalte Oberwasser hat einen hohen Sauerstoffgehalt bis in 50 m Tiefe. Das Maximum im Sauerstoffgehalt in den oberen 10 m tritt aber erst anderthalb Monate nach dem Temperaturminimum mit Beginn der thermischen Schichtung Ende April/Anfang Mai auf. Mit weiterer Erwärmung des Oberflächenwassers geht der Sauerstoffgehalt schnell zurück. Das unterhalb der sommerlichen thermischen Sprungschicht lagernde kalte Zwischenwasser weist in seinem oberen Teil in 30—50 m im Mittel ein intermediäres Sauerstoffmaximum auf, das sich auch in Abb. 10 zeigt. Dabei sind im Bereich des intermediären Maximums im Gotlandtief durchweg höhere Sauerstoffkonzentrationen anzutreffen als zum gleichen Zeitpunkt im Bornholm-tief. Während des Minimums an der Oberfläche sind in 40 m im Mittel noch Konzentrationen von mehr als 8 ml/l zu erwarten, die bis Ende Oktober auf etwa 7,5 ml/l zurückgehen.

Unterhalb von 50 m nimmt der Sauerstoffgehalt schnell ab. Im Kern der kalten Zwischenwasserschicht in etwa 60 m Tiefe spielt der biochemische Sauerstoffabbau offenbar bereits eine dominierende Rolle. Nach Angaben von SEN GUPTA (1972) wird der Hauptteil des organischen Materials in der Ostsee in der subphoton Schicht oberhalb der Salzgehaltssprungschicht abgebaut. Die mittleren Sauerstoffkonzentrationen übersteigen in 60 m das ganze Jahr hindurch kaum 7,5 ml/l. Die haline Sprungschicht in 60—70 m ist in der Gotlandsee mit einer beträchtlichen Diskontinuität in der Sauerstoffkonzentration verbunden.

Mit dem Rückgang der Temperaturen und der Auflösung der thermischen Schichtung gelangt wieder Sauerstoff von der Oberfläche in größere Tiefen und Anfang November ist das Oberflächenwasser bis in 50 m Tiefe gut durchlüftet.

### Literatur

- BUCH, K., und S. GRIPENBERG, Jahreszeitlicher Verlauf der chemischen und biologischen Faktoren im Meerwasser bei Hangö im Jahre 1935. Merentutk. Julk. No. 118 (1938), 1—26.
- CUSHING, D. H., Upwelling and the production of fish. *Advances in Mar. Biol.* **9** (1971), 255—334.
- FONSELIUS, S. H., Hydrography of the Baltic deep basins, Fishery Board of Sweden, Ser. Hydrogr. No. 13 (1962), 1—41.
- FONSELIUS, S. H., Hydrography of the Baltic deep basins III. Fishery Board of Sweden, Ser. Hydrogr. No. 23 (1969), 1—97.
- FONSELIUS, S. H., On the stagnation and recent turnover of the water in the Baltic. *Tellus* **22** (1970), 533—544.
- FRANCK, H. und W. MATTHÄUS, Vergleich zweier Methoden zur Berechnung von Jahresgängen aus nicht-äquidistanten Meßwerten. *Beitr. Meereskunde H.* **34** (1974), 47—60.
- GIESKES, J. M. T. M. and K. GRASSHOFF, A study of the variability in the hydrochemical factors in the Baltic Sea on the basis of two anchor stations September 1967 and May 1968. *Kieler Meeresforsch.* **25** (1969), 105—132.
- GŁOWIŃSKA, A., Die Sauerstoffverhältnisse in der südlichen Ostsee (in poln.). *Prace MIR* **16A** (1971), 169 bis 182.
- GRASSHOFF, K., Untersuchungen über die Sauerstoffbestimmung im Meerwasser, 1. Teil. *Kieler Meeresforsch.* **18** (1962), 42—50.

- GRASSHOFF, K., General conclusions of the intercalibration measurements. Report on intercalibration measurements, UNESCO Techn. Papers Mar. Sci. **9** (1966), 111—114.
- GREEN, E. J. and D. E. CARRITT, New tables for oxygen saturation of seawater. *J. Mar. Res.* **25** (1967), 140—147.
- HELA, I. und W. KRAUSS, Zum Problem der starken Veränderlichkeit der Schichtungsverhältnisse im Arkona-Becken. *Kieler Meeresforsch.* **15** (1959), 125—143.
- JACOB, O. E., Über die kurzfristige Veränderlichkeit in der Vertikalverteilung ausgewählter chemischer Faktoren in der östlichen und mittleren Ostsee im Sommer 1960. *Kieler Meeresforsch.* **17** (1961), 154—158.
- JACOBSEN, J. P., R. J. ROBINSON and T. G. THOMPSON, The determination of dissolved oxygen in sea-water by the Winkler method. *Ass. Oceanogr. Phys., Publ. Scient. No. 11* (1950), 1—4.
- KAISER, W. und S. SCHULZ, Biologische Untersuchungen während des Internationalen Ostseejahres (International Baltic Year, IBY) 1969/70. II. Untersuchungen zur Primärproduktion. *Beitr. Meereskunde H.* **32** (1973a), 9—31.
- KAISER, W. und S. SCHULZ, Produktionsbiologische Untersuchungen der Ostsee im Jahre 1971. *Fischerei-Forsch.* **11** (1973b), 27—30.
- KALEIS, M. V. and N. B. ALEXANDROVSKAYA, Hydrological regime of the Baltic Sea in 1963. *Ann. Biol.* **20** (1963), 70—72.
- KALLE, K., Einige Verbesserungen zur Bestimmung des gelösten Sauerstoffs im Meerwasser. *Ann. Hydrogr. Marit. Meteorol.* **67** (1939), 267—269.
- KRAUSE, G., Ein Beitrag zum Problem der Erneuerung des Tiefenwassers im Arkona-Becken. *Kieler Meeresforsch.* **25** (1969), 268—271.
- MARKGRAF, H. und P. BINTIG, Klimatologie der Nordwesteuropäischen Gewässer. Teil 2: Windverhältnisse. *Dt. Wetterdienst, Seewetteramt, Einzelveröff. Nr. 4*, Hamburg 1954.
- MATTHÄUS, W., Die Anwendung von Ausgleichsverfahren zur Ermittlung von Jahresgängen ozeanographischer Parameter. *Mber. Dt. Akad. Wiss.* **13** (1971), 116—121.
- MATTHÄUS, W., Zur Hydrographie der Gotlandsee II. Der mittlere Jahresgang der Temperatur in Oberflächennähe. *Beitr. Meereskunde H.* **32** (1973), 105—114.
- MATTHÄUS, W., Zur Hydrographie der Gotlandsee IV. Zum mittleren Jahresgang des Sauerstoffgehalts im Oberflächenbereich des Gotlandtiefs. *Beitr. Meereskunde H.* **33** (1974), 141—151.
- MATTHÄUS, W., Mean annual variations of the oxygen content of the near-surface region of the Gotland and Arkona Seas. *Proc. 3rd Baltic Symp. Mar. Biol., Helsinki 1973. Merentutk. Julk. No. 239* (1975a), 248—256.
- MATTHÄUS, W., Mittlere Temperatur- und Sauerstoffverhältnisse in der Arkonasee am Beispiel der Station BY 2 A auf 55° N, 14° E. *Beitr. Meereskunde H.* **36** (1975b), 5—27.
- MATTHÄUS, W., Mittlere jährliche und langzeitliche Veränderlichkeit der Temperatur-, Salzgehalts- und Sauerstoffverhältnisse in der zentralen Ostsee — eine Analyse langjähriger nichtäquidistanter Zeitreihen aus dem küstenfernen Seegebiet. *Dissertation (B)*, Warnemünde 1976.
- MATTHÄUS, W., Zur mittleren jahreszeitlichen Veränderlichkeit der Temperatur in der offenen Ostsee. *Beitr. Meereskunde H.* **40** (1977), 117—155.
- MATTHÄUS, W., G. SAGER und R. SAMMLER, Vergleichende Betrachtungen von Methoden zur Ermittlung von Jahresgängen ozeanographischer Parameter. *Beitr. Meereskunde H.* **33** (1974), 153—160.
- MATTHÄUS, W. und U. KREMSE, On the exchange of oxygen across the surface of the Gotland Sea. *Proc. 4th Baltic Symp. Mar. Biol., Gdańsk 1975* (im Druck).
- MATTHÄUS, W. und U. KREMSE, Die Berechnung mittlerer vertikaler Austauschkoefizienten in der Ostsee auf der Grundlage von Sauerstoffkonzentrationswerten. *Beitr. Meereskunde H.* **37** (1976), 111—136.
- NEHRING, D., The results of the oxygen intercalibration measurements, Leningrad, May 1966. Report on intercalibration measurements, UNESCO Techn. Papers Mar. Sci. **9** (1966), 19—23.
- NEHRING, D. und E. FRANCKE, Beiträge der DDR zur internationalen Ostseeforschung. Das ozeanographische Beobachtungsmaterial des Internationalen Ostseejahres 1969/70. Teil 1: Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 4 (1971); Teil 2: Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 6 (1971).
- NEHRING, D. und E. FRANCKE, Hydrographisch-chemische Veränderungen in der Ostsee im Jahre 1971. *Fischerei-Forsch.* **11** (1973), 45—52.
- NEHRING, D., E. FRANCKE und H.-J. BROSIŃ, Beobachtungen über die ozeanologischen Veränderungen im Gotlandtief während der Wasserumschichtung im Oktober 1969. *Beitr. Meereskunde H.* **28** (1971), 75—82.
- REDFIELD, A. C., The exchange of oxygen across the sea surface. *J. Mar. Res.* **7** (1948), 347—361.



- RENK, H., Primärproduktion in der südlichen Ostsee im Jahre 1970 (in poln.). Prace MIR 17A (1973), 157—180.
- RENK, H., Primary production and chlorophyll content of the Baltic Sea. Part III. Primary production in the southern Baltic. Pol. Arch. Hydrobiol. 21 (1974), 2, 191—209.
- RENK, H., H. TORBICKI and S. OCHOCKI, Phytoplankton primary production of the Baltic Sea. ICES Paper, C.M. 1974/L:8 (1974), 1—10.
- RENK, H., H. TORBICKI and S. OCHOCKI, Primary production in the Gdańsk Deep. Proc. 3rd Baltic Symp. Mar. Biol., Helsinki 1973. Merentutk. Julk. No. 239 (1975), 45—48.
- SCHULZ, S. and W. KAISER, Biological effects of the salt water influx into the Gotland Basin in 1969/70. Oikos Suppl. 15 (1973), 21—27.
- SCHULZ, S. and W. KAISER, Produktionsbiologische Untersuchungen in der Ostsee 1972. Fischerei-Forsch. 12 (1974), 17—22.
- SCHULZ, S. and W. KAISER, Produktionsbiologische Veränderungen in der Ostsee im Jahre 1973. Fischerei-Forsch. 13 (1975), 15—20.
- SEN GUPTA, R., Photosynthetic production and its regulating factors in the Baltic Sea. Mar. Biol. 17 (1972), 82—92.
- SUCHORUK, V. I. und Y. P. NOZDRIN, Einige Besonderheiten des Sauerstoffregimes im südlichen Teil der Ostsee (in russ.). Trudy AtlantNIRO 21 (1969), 164—173.
- SVERDRUP, H. U., On the conditions for the vernal blooming of the phytoplankton. J. Conseil 18 (1953), 278—295.
- WELLERHAUS, S., Die Winterwasserschicht im Bornholmbecken. Veröff. Inst. Meeresforsch. Bremerhaven 9 (1964a), 1, 43—69.
- WELLERHAUS, S., Die Schichtungsverhältnisse im Pelagial des Bornholmbeckens. Kieler Meeresforsch. 20 (1964b), 148—156.
- WINKLER, L. W., Die Bestimmung des im Wasser gelösten Sauerstoffs. Ber. Dt. Chem. Ges. 21 (1888), 2843 bis 2854.
- WOLF, G., Salzwassereinbrüche im Gebiet der westlichen Ostsee. Beitr. Meereskunde H. 29 (1972), 67—77.
- WÜST, G., Ergebnisse eines hydrographisch-produktionsbiologischen Längsschnitts durch die Ostsee im Sommer 1956. I. Die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und Dichte. Kieler Meeresforsch. 13 (1957), 163—185.
- WÜST, G. and W. BROGMUS, Ozeanographische Ergebnisse einer Untersuchungsfahrt mit Forschungskutter „Südfall“ durch die Ostsee Juni/Juli 1954 (anlässlich der totalen Sonnenfinsternis auf Öland). Kieler Meeresforsch. 11 (1955), 3—21.

### Untersuchungsmaterial

Conseil Permanent International pour l'Exploration de la Mer:

- (a) Bulletin des résultats acquis pendant les courses périodiques, 1902—1905, Copenhague.
- (b) Bulletin trimestriel des résultats acquis pendant les croisières périodiques et dans les périodes intermédiaires, 1905—1908, Copenhague.
- (c) Bulletin Hydrographique, 1908—1956, Copenhague.
- (d) ICES Oceanographic Data Lists, 1957—1964, Copenhagen.

Institut für Meereskunde, Warnemünde: Archivmaterial 1958—1973.

International Baltic Year Data: Finland, FRG, GDR, Poland, Sweden, 1969/70.

Meddelande från Havsfiskelaboratoriet Lysekil, Hydrografiska avdelningen, Nr. 38, 41, 52, 63, 70, 80, 82, 83, 84, 85, 93, 104, 112, 116, 132, 135, 137, 143; 1963—1972, Göteborg.

Merentutkimuslaitoksen Julkaisu, Nr. 4, 27, 32, 39, 46, 49, 66, 70, 78, 81, 89, 90, 98, 103, 110, 124, 127, 128, 166, 177, 183, 186, 193, 197, 204, 214; 1914—1961, Helsinki.

Ostseefahrten mit FS „Prof. Albrecht Penck“, 1963, 1965, 1967.

GŁOWIŃSKA, A., Hydrologische Verhältnisse in der südlichen Ostsee in der Zeit von August 1949 bis Mai 1951 (in poln.). Prace MIR 6 (1951), 119—130.

GŁOWIŃSKA, A., Hydrologische Untersuchungen in der südlichen Ostsee im Jahre 1951 (in poln.). Prace MIR 7 (1954), 159—190.

HUPFER, P., Ein ozeanologischer Längsschnitt durch die Ostsee vom 10.—13. Juli 1957, Beitr. Meereskunde H. 2/3 (1961), 60—86.

NEHRING, D. und E. FRANCKE, Beiträge der DDR zur Internationalen Ostseeforschung. Das ozeanographische Beobachtungsmaterial des Internationalen Ostseejahres 1969/70. Teil I: Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 4 (1971); Teil II: Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 6 (1971).

- RUPPIN, E., Beitrag zur Hydrographie der Belt- und Ostsee. Wiss. Meeresunters. N. F., Abt. Kiel, 14 (1912), 10, 205—272.
- SCHULZ, B., Hydrographische Beobachtungen insbesondere über die Kohlensäure in der Nord- und Ostsee im Sommer 1921. Arch. Dt. Seewarte 40 (1922), 2, 1—44.
- SCHULZ, B., Die Durchlüftung der Nord- und Ostsee. Naturwiss. 12 (1924), 105—113, 126—133.
- SCHULZ, B., Die hydrographischen Ergebnisse der Ostseefahrt des Vermessungsschiffes „Panther“ im Sommer 1924. Ann. Hydrogr. Marit. Meteor. 71 (1943), 197—205.
- SCHULZ, B., Hydrographische Untersuchungen in der Ostsee 1925 bis 1938 mit dem Reichsforschungsdampfer „Poseidon“. Dt. Hydrogr. Z., Erg.-H. B, Nr. 1, Hamburg 1956.

Abschluß der Arbeit: 1. 7. 1976

Anschrift des Verfassers:

Dr. sc. nat. W. MATTHÄUS

Institut für Meereskunde der AdW der DDR

DDR-253 Warnemünde, Seestr. 15

### Anhang

Tabellen der Elemente des mittleren Jahrgangs im Sauerstoffgehalt an zehn Stationen der zentralen Ostsee ( $A_0$  = Jahresmittelwert;  $A_n$  = Amplitude der  $n$ -ten Oberwelle;  $\alpha$  = Eintrittszeit des Maximums;  $s$  = Jahresstandardabweichung)

Tabelle 2  
Arkonatief (BY 2 A), 55°00' N 14°05' E

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,041	1,388	0,196	0,138	0,033	14,1	2. IV.	0,371
5	8,074	1,414	0,203	0,116	0,063	14,4	30. III.	0,357
10	8,069	1,371	0,154	0,108	0,075	11,2	26. III.	0,410
20	8,040	1,317	0,095	0,032	0,081	7,2	20. III.	0,470
30	7,735	1,552	0,200	0,095	0,153	12,9	20. III.	0,593
40	6,455	2,062	0,230	0,246	0,183	11,2	15. III.	0,874
45	5,151	2,471	0,309	0,248	0,250	12,5	24. III.	1,169

Tabelle 3  
Bornholmtief (BY 5 A), 55°15' N 15°59' E

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	7,969	1,294	0,219	0,107	0,058	16,9	18. IV.	0,435
10	8,007	1,313	0,247	0,101	0,039	18,8	14. IV.	0,431
20	8,057	1,285	0,251	0,110	0,104	19,5	5. IV.	0,432
30	8,154	1,087	0,128	0,033	0,103	11,8	30. III.	0,444
40	8,055	1,060	0,118	0,026	0,105	11,1	29. III.	0,555
50	7,061	1,331	0,171	0,046	0,102	12,8	3. IV.	1,126
60	5,369	1,401	0,204	0,130	0,035	14,6	30. V.	1,145
70	3,461	0,791	—	—	—	—	29. IV.	1,475
80	2,315	0,560	—	—	—	—	20. IV.	1,508



Tabelle 4  
Gdańsker Tief ( $P_1$ ),  $54^{\circ}52' N 19^{\circ}20' E$

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	7,850	1,438	0,315	0,164	0,201	21,9	25. IV.	0,397
10	7,889	1,488	0,299	0,138	0,133	20,1	26. IV.	0,391
20	7,946	1,413	0,342	0,130	0,064	24,2	15. IV.	0,383
30	8,024	1,238	0,238	0,034	0,074	19,2	2. V.	0,476
40	8,041	1,033	0,091	0,115	0,112	8,8	25. IV.	0,516
50	8,051	0,941	0,153	0,084	0,102	16,3	14. IV.	0,625
60	7,408	0,690	—	—	—	—	1. V.	1,322
70	5,683	0,421	—	—	—	—	9. IV.	2,024

Tabelle 5  
Südliches Gotlandbecken (BY 9 A),  $56^{\circ}7,5' N 19^{\circ}10' E$

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,192	1,195	0,339	0,239	0,114	28,4	13. V.	0,306
10	8,237	1,194	0,456	0,200	0,082	38,2	11. V.	0,282
20	8,275	1,135	0,299	0,123	0,042	26,3	22. IV.	0,378
30	8,374	0,999	0,208	0,048	0,034	20,8	3. V.	0,439
40	8,441	0,787	0,032	0,088	0,026	4,1	27. IV.	0,381
50	8,281	0,659	0,189	0,135	0,128	28,7	12. IV.	0,725
60	6,580	1,170	—	—	—	—	9. VI.	2,010
70	3,452	0,574	—	—	—	—	29. VI.	2,234

Tabelle 6  
Gotlandtief (BY 15 A),  $57^{\circ}20' N 20^{\circ}03' E$

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,175	1,236	0,380	0,111	0,104	30,7	29. IV.	0,392
5	8,247	1,228	0,374	0,169	0,125	30,5	6. V.	0,334
10	8,247	1,239	0,401	0,163	0,141	32,4	13. V.	0,336
20	8,284	1,145	0,295	0,078	0,017	25,8	13. IV.	0,490
30	8,460	0,870	0,090	0,136	0,075	10,3	16. IV.	0,410
40	8,505	0,703	0,079	0,101	0,072	11,2	1. IV.	0,386
50	8,375	0,696	0,104	0,119	0,081	14,9	14. IV.	0,437
60	7,197	0,410	—	—	—	—	20. III.	1,633
70	3,988	0,362	—	—	—	—	5. III.	2,445

Tabelle 7  
Färötief (BY 20 A),  $58^{\circ}00' N 19^{\circ}54' E$

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,274	1,250	0,493	0,271	0,146	39,4	8. V.	0,376
10	8,337	1,286	0,466	0,208	0,113	36,2	11. V.	0,347
20	8,372	1,136	0,280	0,101	0,163	24,6	7. V.	0,483
30	8,696	0,866	0,100	0,185	0,015	11,5	24. IV.	0,322
40	8,621	0,726	0,084	0,110	0,041	11,6	2. V.	0,379
50	8,245	0,765	0,210	0,073	0,076	27,5	15. III.	0,602
60	6,679	1,274	—	—	—	—	21. IV.	1,732
70	3,637	1,121	—	—	—	—	2. IV.	2,137

Tabelle 8  
Nördliches Gotlandbecken (BY 28 B),  $59^{\circ}02' N 21^{\circ}05' E$

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,280	1,418	0,318	0,189	0,138	22,4	—	0,377
10	8,373	1,371	0,286	0,217	0,058	20,9	—	0,368
20	8,425	1,389	0,188	0,254	0,055	13,5	—	0,459
30	8,698	1,041	0,236	0,101	0,107	22,7	—	0,438
40	8,529	0,966	0,237	0,047	0,094	24,5	—	0,440
50	8,397	0,940	0,221	0,014	0,195	23,5	—	0,356
60	7,823	1,086	—	—	—	—	—	0,854
70	5,060	1,708	—	—	—	—	—	1,976

Tabelle 9  
Landsorttief (BY 31 A),  $58^{\circ}35' N 18^{\circ}14' E$

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,333	1,292	0,380	0,282	0,053	29,4	28. IV.	0,422
5	8,393	1,327	0,340	0,227	0,140	25,6	1. V.	0,316
10	8,406	1,270	0,382	0,221	0,062	30,1	1. V.	0,413
20	8,418	1,044	0,159	0,074	0,088	15,2	1. V.	0,481
30	8,548	0,828	0,125	0,231	0,180	15,1	9. V.	0,440
40	8,522	0,574	0,058	0,180	0,090	10,1	19. IV.	0,440
50	7,854	0,754	0,276	0,288	0,159	36,6	14. V.	1,055
60	6,013	0,573	—	—	—	—	22. IV.	2,010
70	3,435	1,003	—	—	—	—	16. II.	1,921

Tabelle 10  
Norrköpingtief (BY 32 B), 58°00' N 18°00' E

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,292	1,301	0,450	0,278	0,119	34,6	9. V.	0,349
10	8,394	1,287	0,450	0,228	0,063	35,0	9. V.	0,342
20	8,476	1,099	0,280	0,087	0,048	25,5	6. V.	0,407
30	8,639	0,825	0,071	0,183	0,100	8,6	5. V.	0,314
40	8,639	0,744	0,062	0,157	0,027	8,3	27. IV.	0,307
50	8,194	0,953	0,072	0,028	0,202	7,6	24. IV.	0,551
60	6,307	1,632	—	—	—	—	15. V.	1,660
70	3,874	1,741	—	—	—	—	9. IV.	2,189

Tabelle 11  
Karlsötief (BY 38 A), 57°07' N 17°40' E

$z$ [m]	$A_0$ [ml/l]	$A_1$ [ml/l]	$A_2$ [ml/l]	$A_3$ [ml/l]	$A_4$ [ml/l]	$A_2/A_1$ [%]	$\alpha$	$s$ [ml/l]
0	8,242	1,184	0,393	0,191	0,060	33,2	28. IV.	0,322
10	8,265	1,177	0,403	0,198	0,038	34,2	28. IV.	0,296
20	8,355	1,035	0,298	0,136	0,083	28,8	27. IV.	0,421
30	8,531	0,838	0,133	0,186	0,055	15,9	2. V.	0,364
40	8,394	0,929	0,196	0,181	0,052	21,1	18. IV.	0,480
50	7,699	1,319	0,330	0,097	0,040	25,0	9. III.	1,171
60	5,627	2,168	—	—	—	—	28. III.	1,876
70	3,538	0,410	—	—	—	—	3. X.	0,720

# Physik des Planeten Erde

## Ergebnisse geophysikalischer Forschung

Mitverfaßt und herausgegeben von ROBERT LAUTERBACH

1975. VIII, 266 Seiten — 88 Abbildungen — 13 Tabellen — gr. 8° — Leinen 48,— M  
Bestell-Nr. 761 859 6 (6121)

Die Erforschung des Planeten Erde hat in den letzten Jahren gewaltige Fortschritte gemacht. Dies liegt z. B. an der internationalen Kooperation, die immer umfassender und intensiver geworden ist; dazu kommen die Einbeziehung grundlegender Ergebnisse der Kosmosforschung, die Fortschritte in der Detailaufnahme der Kontinente und vor allem auch der Ozeane, die neuen Möglichkeiten und Perspektiven von Theorie, Datenverarbeitung und nicht zuletzt die verfeinerten Labormethoden.

Die schon fast verwirrende Vielfalt neuer Ergebnisse will dieses Buch sowohl für die Problematik der Erdentstehung, der vergleichenden Untersuchung des Mondes, für die Physik der Atmosphäre, der Hydrosphäre und vor allem des Erdkörpers ordnen und dem interessierten Fachkollegen — aus dem Bereich der Geowissenschaften wie aus anderen Disziplinen — angesichts der Stofffülle so gut als möglich aufbereitet und zusammengefaßt darbieten.

*Bestellungen durch eine Buchhandlung erbeten*



AKADEMIE-VERLAG

DDR-108 Berlin, Leipziger Str. 3-4

# Acta hydrochimica et hydrobiologica

## Naturwissenschaftliche Grundlagen des Gewässerschutzes und der Wasserbehandlung

Herausgegeben im Auftrag der Chemischen Gesellschaft der DDR und der Biologischen Gesellschaft der DDR von J. Kaeding, W. Panovsky, W. Rummel, W. v. Tümpling, unter Mitarbeit zahlreicher Wissenschaftler des In- und Auslandes

je Heft 96 Seiten — 16,7 cm × 24 cm —  
jährlich erscheinen 6 Hefte — Preis je Heft 25,— M  
Bestell-Nr. 1090

Die Zeitschrift dient vorwiegend der Publikation wissenschaftlicher Arbeitsergebnisse auf dem Gesamtgebiet der Hydrochemie und Hydrobiologie der Gewässer sowie der naturwissenschaftlichen Grundlagen der Technologie und Praxis der Wasseraufbereitung und Abwasserbehandlung. Hierin sind die Aufgaben der Wasseranalytik mit einbezogen. Besonderer Wert wird dabei dem systembezogenen Zusammenhang der Disziplinen und Arbeitsmethoden sowie den strukturellen und funktionellen Zusammenhängen von stofflichem Bestand, Stofftransport und Stoff- und Energieumsatz in den verschiedenen Systemen beigemessen. Der Begriff der naturwissenschaftlichen Grundlagen umfaßt gleichermaßen die theoretische Basis wie auch die praktische Anwendung der Naturwissenschaften in Gewässerschutz und Wasserbehandlung.

Zur Lösung der komplexen Aufgabe steht den Herausgebern eine Anzahl international anerkannter Fachkollegen zur Seite.

*Bestellungen durch den örtlichen Buchhandel möglich*



AKADEMIE-VERLAG  
DDR-108 Berlin, Leipziger Straße 3-4

# Zeitschrift für Geologische Wissenschaften

Herausgegeben vom Vorstand der Gesellschaft für Geologische Wissenschaften der DDR

Je Heft 116 Seiten — m. Abb. — 16,7 × 24 cm  
jährlich erscheinen 12 Hefte — je Heft M 12,—; Ausland M 20,—,  
Bestell-Nr. 1022

Die „Zeitschrift für Geologische Wissenschaften“ steht Fachkollegen des In- und Auslandes offen. Sie veröffentlicht Originalbeiträge, vorzugsweise in deutscher Sprache (mit russischen, englischen und in Themenheften französischen Zusammenfassungen).

Ihr Hauptanliegen ist vor allem die wechselseitige Information unter anderem der Geologen, Geochemiker, Geophysiker, Mineralogen und Paläontologen über Fortschritte im Bereich der Geologischen Wissenschaften. Für die Monatshefte werden deshalb insbesondere kürzere Originalbeiträge bevorzugt. Die Hefte enthalten ferner wissenschaftliche Informationen, Fachberichte, Referate und Buchbesprechungen.

Die zunehmende Bedeutung der Geologischen Wissenschaften in erdhistorischer, chemischer, physikalischer und biologischer Beziehung für die zweckmäßige Nutzung der Mineral-, Erdöl-, Erdgas- und Wasservorräte der Erdkruste, die technischen Aufgaben für Umweltschutz und Umweltgestaltung sowie der Vorstoß des Menschen in neue Räume (Kosmos, Ozeane, Polargebiete) finden in dieser Zeitschrift besondere Berücksichtigung.

*Bestellungen durch eine Buchhandlung erbeten*



AKADEMIE-VERLAG  
DDR-108 Berlin, Leipziger Str. 3-4