

Fortschritte der Wasserchemie und ihrer Grenzgebiete

Herausgegeben im Auftrage der
Chemischen Gesellschaft in der Deutschen Demokratischen Republik
von Prof. Dr. habil. JOACHIM KAEDING und GEORG SCHULZ

Mit der Herausgabe der Reihe „Fortschritte der Wasserchemie und ihrer Grenzgebiete“ durch die Chemische Gesellschaft in der Deutschen Demokratischen Republik wurde eine auf diesem Gebiet der reinen und angewandten Wissenschaft bestehende Lücke geschlossen. Hier bietet sich für den wissenschaftlich und praktisch tätigen Wasserchemiker und Hydrobiologen das Publikationsorgan, in dem mit Originalarbeiten auf diesem immer mehr an Bedeutung gewinnenden Wissensgebiet berichtet wird. Durch Tagungsberichte und Originalmitteilungen aus dem In- und Ausland unterrichtet es stets über das Geschehen und den jeweiligen Stand der Wasserchemie und ihrer Grenzgebiete.

Heft 1

1964. 216 Seiten – 56 Abb., davon 1 auf 1 Falttafel – 48 Tabellen – gr. 8° – 25,50 M

Heft 2

1965. 252 Seiten – 50 Abb., davon 2 auf 2 Falttafeln – 30 Tabellen – gr. 8° – 37,50 M

Heft 3

1965. 228 Seiten – 86 Abb. – 43 Tabellen – gr. 8° – 30, – M

Heft 4

1966. 284 Seiten – 81 Abb. – 63 Tabellen – gr. 8° – 25,50 M

Heft 5

1967. 332 Seiten – 106 Abb. – 43 Tabellen – 4 Anlagen – gr. 8° – 28, – M

Heft 6

1967. 224 Seiten – 115 Abb., davon 13 auf 7 Tafeln – 24 Tabellen – gr. 8° – 22,50 M

Heft 7

1967. 216 Seiten – 38 Abb. – 24 Tabellen – gr. 8° – 18,50 M

Heft 8

1968. 299 Seiten – 82 Abb. – 21 Tabellen – gr. 8° – 24, – M

Heft 9

1968. Etwa 226 Seiten – 80 Abb., dav. 1 Abb. auf 1 Falttafel – 27 Tabellen – gr. 8°
etwa 20,50 M

Weitere Hefte folgen



Fortsetzungsbestellungen durch eine Buchhandlung erbeten

AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

DA
Institut für Meereskunde
Warnemünde
Bibliothek
DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
2. AUG 1968

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

HERAUSGEGEBEN

VON

ERICH BRUNS

UNTER MITWIRKUNG VON

OTTO KOLP, GÜNTHER SAGER, KLAUS VOIGT

HEFT 22



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

1968

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

HERAUSGEGEBEN

VON

ERICH BRUNS

UNTER MITWIRKUNG VON

OTTO KOLP, GÜNTHER SAGER, KLAUS VOIGT

HEFT 22



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

1968

DAW
Institut für Meereskunde
Warnemünde
— Bibliothek —

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

Copyright 1968 by Akademie-Verlag GmbH

Lizenznummer: 100/510/68

Kartengenehmigung: Nr. 411/68

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

Bestellnummer: 2105/22 · ES 18 E 4

24,-

1966 538

INHALT

	Seite
✓ HANS-JÜRGEN BROSIN und DIETWART NEHRING, Der Äquatoriale Unterstrom im Atlantischen Ozean auf 29° 30' W im September und Dezember 1966	5
✓ EBERHARD FRANCKE und ROLF RIEKHER, Eine parallaxefreie Lupe mit eingebauter Beleuchtung zum Ablesen von Tiefseekippthermometern	19
✓ ROLAND HELM, Zum Problem der Strömungen im Fehmarnbelt .	25
KAZIMIERZ RÓZDŻYŃSKI, Über die Bedeutung des dynamischen Fehlers bei ozeanographischen Temperaturmessungen	41
✓ GÜNTHER SAGER, Maximalgeschwindigkeit des Gezeitenstroms zur mittleren Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See	53 ✓
✓ GÜNTHER SAGER, WOLFGANG MATTHÄUS und RUDOLF SAMMLER, Die Berechnung von Einschwingvorgängen bei Rohrpegeln	61

Der Äquatoriale Unterstrom im Atlantischen Ozean auf 29°30'W im September und Dezember 1966

Von HANS-JÜRGEN BROSIN und DIETWART NEHRING

Zusammenfassung: Anfang September und Anfang Dezember 1966 wurden Untersuchungen im Äquatorialen Unterstrom auf 29°30' W durchgeführt. Der Unterstrom war im September schwächer ausgebildet als im Dezember. In Äquatornähe konnten auf dem ersten Schnitt in der Vertikalen zwei Geschwindigkeitsmaxima nachgewiesen werden. Im Dezember traten neben dem intermediären Salzgehaltsmaximum hohe Salzgehalte in Oberflächennähe südlich des Äquators auf. Veränderungen in der Temperatur und im Salzgehalt an der Oberfläche wurden durch verstärkte Advektion erklärt. Neben dem Salzgehalt war die Alkalinität zur Charakterisierung des Äquatorialen Unterstroms gut geeignet. Der verstärkte Vertikalaustausch in der Unterstromregion ließ sich anhand der Sauerstoff- und Phosphatverteilung nachweisen.

Vom 18. 8. bis zum 18. 12. 1966 führte das Fischereiforschungsschiff „Ernst Haeckel“ des Instituts für Hochseefischerei Rostock-Marienehe seine erste Südatlantik-Expedition durch. An dieser Reise nahmen auch zwei Mitarbeiter des Instituts für Meereskunde der Deutschen Akademie der Wissenschaften in Warnemünde teil. Während der Überquerung des Äquators konnten ozeanologische Messungen auf 29°30' W zwischen 2° N und 2° S im Abstand von 30 sm zum Problem des Äquatorialen Unterstroms durchgeführt werden.¹⁾ Damit wurden frühere Arbeiten des Instituts für Meereskunde zu diesem Problemkreis fortgesetzt (SCHEMAINDA u. a. 1964, SCHEMAINDA, STURM 1964, SCHEMAINDA 1965, SCHEMAINDA u. a. 1967, STURM, VOIGT 1966, VOIGT 1961, 1963, VOIGT u. a. 1966).

Während auf dem vom 3. bis 7. 9. 1966 durchgeführten ersten Äquatorschnitt neben Beobachtungen der vertikalen Temperatur- und Stromverteilung nur Salzgehaltswerte aus den oberflächennahen Schichten vorliegen, können für den zweiten Äquatorschnitt (30. 11. bis 3. 12. 1966) außerdem Angaben zur Vertikalverteilung von Salzgehalt, Alkalinität, Sauerstoff, Phosphat und Chlorophyll gemacht werden. Die Strömungsmessungen erfolgten mit selbst-

¹⁾ Für die tatkräftige Mithilfe bei unseren Untersuchungen danken wir dem Fahrtleiter Dr. E. BIESTER sowie den Mitgliedern der biologischen Arbeitsgruppe Dr. U. BRENNING, W. MAHNKE, U. PASCHEN und W. KUHMANN. Wir danken ferner Kapitän R. RATH und der Besatzung der „Ernst Haeckel“ für die Unterstützung unserer Arbeiten. Dem Nationalkomitee für Geodäsie und Geophysik der DDR danken wir für die Förderung unserer Untersuchungen.

registrierenden Strommessern (HELM 1964) vom driftenden Schiff aus. Die Meßzeit betrug in jeder Tiefe 15–25 Minuten. Alle Meßwerte wurden auf ein Bezugsniveau von 300 m reduziert. Strommessungen an Bojenstationen (z. B. PONOMARENKO 1963, BROCKS 1966, KOLESNIKOV u. a. 1966) ergaben in dieser Tiefe Stromstille oder nur sehr schwache Strömungen. Lediglich bei einigen Stationen des ersten Schnittes mußten die gemessenen Stromwerte unter Verwendung der astronomisch oder durch Radarpeilungen bestimmten Schiffsdrift reduziert werden, da das 300-m-Niveau nicht erreicht wurde. Im allgemeinen stimmten aber die nach beiden Verfahren reduzierten Werte gut überein. Die Salzgehaltsbestimmungen wurden mit einem Salinometer 601 Mk III der Firma Autolab Industries Sydney ausgeführt. Die Alkalinität wurde nach WATTENBERG und WITTIG (1940) durch indirekte Titration bestimmt, die Sauerstoffbestimmung erfolgte nach der WINKLER-Methode in der Modifikation nach GRASSHOFF (1962). Die Analyse des löslichen anorganischen Phosphats wurde nach der Molybdänblau-Methode in der Modifikation von BARNES (1959) durchgeführt. Zur Ermittlung des Chlorophyllgehaltes wurde jeweils 1 l Meerwasser ohne Zusatz von Magnesiumcarbonat durch Ultrafilter mit 0,3–0,5 μ Porenweite filtriert. Die Filter wurden luftgetrocknet und tiefgekühlt aufbewahrt. Die Extraktion und Bestimmung des Chlorophylls erfolgten nach Rückkehr von der Reise mit einem PULFRICH-Photometer.

Auf beiden Schnitten konnte der Äquatoriale Unterstrom sowohl durch direkte Strommessungen als auch indirekt aus der Verteilung der Wassertemperatur, des Salzgehalts u. a. Faktoren nachgewiesen werden. In der vertikalen Verteilung der Strömung vom 3.–7. 9. 1966 (Ostkomponente Abb. 1) war unter dem mit Geschwindigkeiten bis 63 cm/s westwärts setzenden Süd-äquatorialstrom in einer Tiefe von etwa 70–150 m der ostwärts gerichtete Unterstrom erkennbar. Die höchsten Geschwindigkeiten wurden mit 57 cm/s auf 0,5° S in 90 m Tiefe erreicht. Damit lag das Geschwindigkeitsmaximum unter den Werten, die von anderen Expeditionen zu verschiedenen Jahreszeiten auf 30° W gemessen wurden (VOIGT 1961, PONOMARENKO 1963, STALCUP PARKER 1965, STALCUP, METCALF 1966, BROCKS 1966, KOLESNIKOV u. a. 1966). Auch der zu $8 \cdot 10^6$ m³/s bestimmte Wassertransport im Unterstrom betrug nur etwa 40–50% der für den westlichen äquatorialen Atlantik angegebenen Werte. Auffallend war, daß auf 1° S der Strom noch in 240 m Tiefe mit 25 cm/s nach Osten setzte. Von 1,5° N bis 0,5° S konnte deutlich die bekannte Auf-fächerung der Temperatursprungschicht innerhalb des Unterstroms durch Bathythermographen und Kippthermometer nachgewiesen werden. Diese Abschwächung des vertikalen Temperaturgradienten fehlte jedoch auf 1° S im Bereich des tiefreichenden Unterstroms. Das ließ die Vermutung zu, daß es sich hierbei um eine kurzperiodische vertikale Pulsation des Unterstroms handelte, die sich noch nicht in der vertikalen Temperaturverteilung widerspiegelte. Als weitere Besonderheit zeigte die Stromverteilung in Äquatornähe (0,5° N und 0,2° S) in der Vertikalen zwei Geschwindigkeitsmaxima in etwa 85 m und 120 m. Abb. 2 stellt die vertikale Verteilung der unreduzierten Ost-

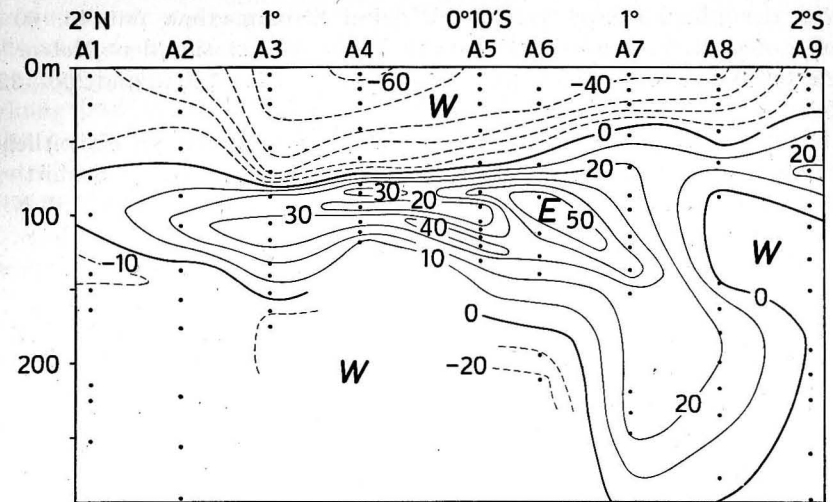


Abb. 1. Ostkomponente der Strömung (cm/s) auf 29°30' W vom 3.–7. 9. 1966

komponente der Strömung an der Station A 5 auf 0° 10' S dar. Die Tiefenlage der Strommesser wurde bei Tiefen über 100 m durch ungeschützte Kippthermometer bestimmt und bei geringeren Tiefen durch THOMSON-Lote bzw. mit Hilfe des Drahtwinkels berechnet. Damit wurde erneut die Mehrkernstruktur des Unterstroms in vertikaler Richtung bestätigt. Für eine vertikale Mehrkernstruktur fanden sich auch Hinweise bei KOLESNIKOV u. a. 1966 (Bojen-

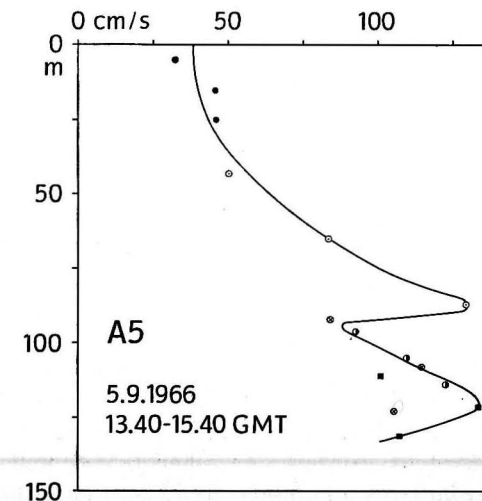


Abb. 2. Unreduzierte Ostkomponente der Strömung (cm/s) auf 0°10' S, 29°30' W am 5. 9. 1966

station der „Lomonossov“ auf 35° W, drei Strommaxima mit 45, 60 und 65 cm/s ohne Tiefenangabe) und BROCKS 1966 (Ankerstation der „Meteor“ auf 0° , $29^\circ 32'$ W zwei Stromkerne mit etwa 80 cm/s in 120 – 150 m und 200 – 220 m Tiefe).

Abb. 3 zeigt die Vertikalverteilung der Strömung anhand der einheitlich auf das 300 -m-Niveau bezogenen Ostkomponente für denselben Schnitt vom $30.11.$ – $3.12.1966$, also 3 Monate später. Wieder war zwischen $1,5^\circ$ N und 1° S deutlich der ostwärts setzende Äquatoriale Unterstrom zu erkennen. Die höchste Geschwindigkeit wurde am Äquator in 90 m Tiefe mit 79 cm/s gemessen.

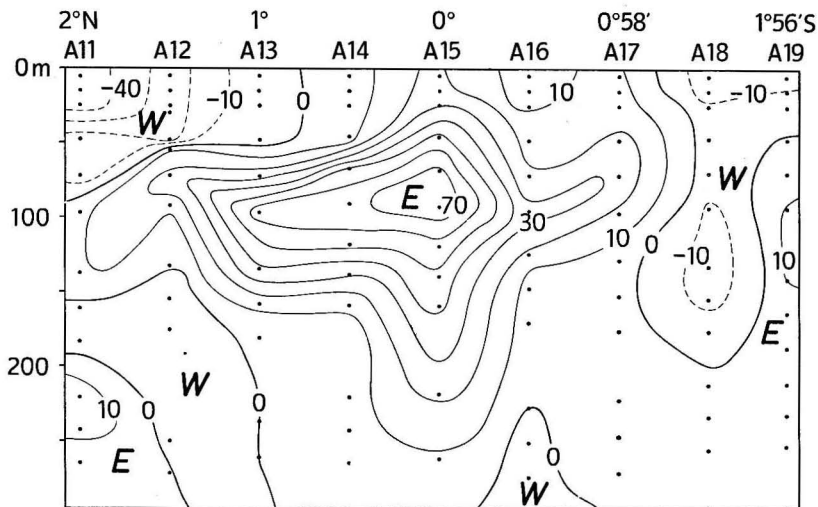


Abb. 3. Ostkomponente der Strömung (cm/s) auf $29^\circ 30'$ W vom $30.11.$ – $3.12.1966$

Der Kern des Unterstroms lag zwischen $0,5^\circ$ N und dem Äquator in 70 – 100 m Tiefe. Diese Tiefenlage des Stromkerns steht in Übereinstimmung mit der Mehrzahl der bisherigen Untersuchungen. Allerdings liegen aus dem Gebiet zwischen 35° – 30° W auch Beobachtungen über größere Tiefen des Geschwindigkeitsmaximums vor (VOIT, STREKALOV 1964, BROCKS 1966). Ähnlich wie im September 1966 hob sich erneut ein Gebiet mit Ostströmung bis in größere Tiefen ab. Auf der Station A 15 am Äquator wurde eine Ostströmung von über 20 cm/s noch bis in 220 m Tiefe gemessen. Dagegen umfaßte der Oststrom auf 1° S nur die Tiefen zwischen 40 und 90 m mit Geschwindigkeiten von 20 – 30 cm/s, während unterhalb von 110 m keine merklichen Stromgeschwindigkeiten mehr festgestellt wurden. Zwischen $0,5^\circ$ N und 1° S erreichte der Äquatoriale Unterstrom mit Ostkomponenten bis 21 cm/s die Meeresoberfläche. Der Südäquatorialstrom war Anfang Dezember 1966 schwächer ausgebildet als drei Monate vorher. Die Ursache hierfür dürfte ähnlich wie bei früheren Be-

obachtungen eines ostwärts setzenden Oberflächenstroms am Äquator in einer Abschwächung des Südostpassates und damit der westwärts gerichteten Schubspannung gelegen haben, die möglicherweise mit einer unperiodischen Verstärkung des Unterstroms zusammenfiel. Auf der Ausreise zum Untersuchungsgebiet wurde der Südostpassat mit 16 – 20 kn Windgeschwindigkeit ab 4° N angetroffen, nur am Äquator selbst lag die Geschwindigkeit bei etwa 10 kn. Während der Rückreise herrschte kräftiger Südostpassat von 18 kn nur bis

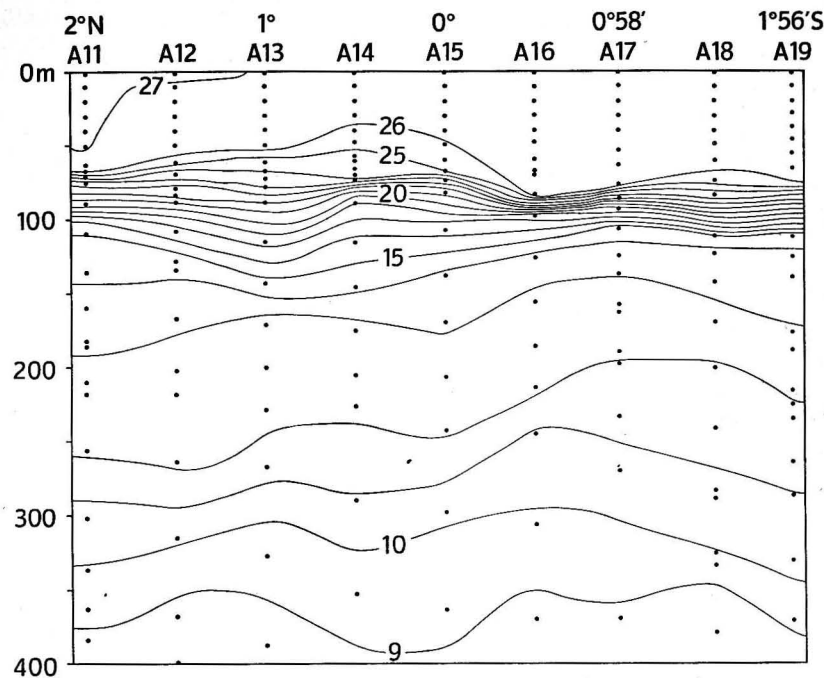


Abb. 4. Wassertemperatur ($^\circ$ C) auf $29^\circ 30'$ W vom $30.11.$ – $3.12.1966$

2° S, nördlich davon fanden wir schwache Winde oder Windstille. Die Inner-tropische Konvergenz machte sich im Wetterablauf bereits ab 2° N bemerkbar. Für eine Zweikernstruktur, wie sie auf dem ersten Schnitt gefunden wurde, ergaben sich im Dezember keine Anzeichen. Hierbei handelte es sich wahrscheinlich ebenfalls nur um eine räumlich und zeitlich begrenzte Erscheinung. Interessanterweise wurden die von Brocks mitgeteilten zwei Strommaxima ebenfalls im September/Oktober gefunden. Unterhalb von 400 – 450 m fanden wir bis zur Untergrenze unserer Messungen in etwa 600 m Tiefe einen nach W–NW gerichteten Strom mit Geschwindigkeiten von 12 – 25 cm/s. Nur für die Station A 15 auf 0° ergab die Reduktion unterhalb des in 380 – 430 m mit maximal 19 cm/s westwärts setzenden Stromes zwischen 470 und 620 m einen Strom nach NE von 12 – 20 cm/s. Allgemein ließ sich feststellen, daß während

der Wiederholung des Schnittes auf $29^{\circ} 30' W$ Anfang Dezember 1966 der Äquatoriale Unterstrom wesentlich kräftiger entwickelt war als Anfang September. Der aus dem Stromprofil zu $14 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ bestimmte Wassertransport lag um 75% über dem ostwärts gerichteten Transport des ersten Schnittes.

Auch in der Temperaturverteilung sowie im Oberflächensalzgehalt ergaben sich deutliche Unterschiede zu den Verhältnissen im September 1966. Die Temperaturverteilung Anfang Dezember 1966 (Abb. 4) ließ wieder die bekannte Abschwächung des vertikalen Temperaturgradienten innerhalb des Unterstroms erkennen. Auch Bathythermogramme bestätigten dieses Bild. Innerhalb der Sprungschicht wechselten besonders deutlich ausgeprägt im Kern des Unterstroms Tiefenbereiche mit stärkeren Temperaturgradienten und solche mit geringen Gradienten ab. Am Äquator wurden sogar in 80 und 95 m Tiefe schwache Inversionen beobachtet. Zwischen 250 und 320 m war eine erneute Verstärkung des Temperaturgefälles von $2^{\circ} N$ bis etwa $0,5^{\circ} S$ angedeutet. In den obersten 60 m war oberhalb der 25° -Isotherme eine bedeutende Erwärmung der oberflächennahen Schicht eingetreten. Im Vergleich zum ersten Schnitt hatte sich das von der 26° -Isotherme umschlossene Gebiet um das 12,5fache vergrößert. Die Temperaturzunahme an der Oberfläche betrug bis zu $1,7^{\circ} C$ und lag damit in der Größenordnung des mittleren Jahresganges (NEUMANN, PIERSON 1966). Eigenartigerweise lagen die Temperaturveränderungen an der Oberfläche symmetrisch zum Äquator (Tab. 1). In Äquatornähe ($0^{\circ} - 0,2^{\circ} S$) blieb die Temperatur an der Oberfläche unverändert. Die Veränderungen in einer Tiefe von 50 m lagen in derselben Größenordnung. Auch hier waren die Änderungen in Äquatornähe am geringsten.

TABELLE 1 ($^{\circ} C$)Temperaturveränderungen an der Oberfläche und in 50 m Tiefe ($^{\circ} C$)

	$2^{\circ} N$	$1,5^{\circ}$	1°	$0,5^{\circ}$	0°	$0,5^{\circ}$	1°	$1,5^{\circ}$	$2^{\circ} S$
0 m	+1,3	1,7	1,1	0,6	0	0,5	1,1	1,5	1,5
50 m	+1,3	1,1	1,0	0,2	0,3	0,9	1,7	1,6	1,3

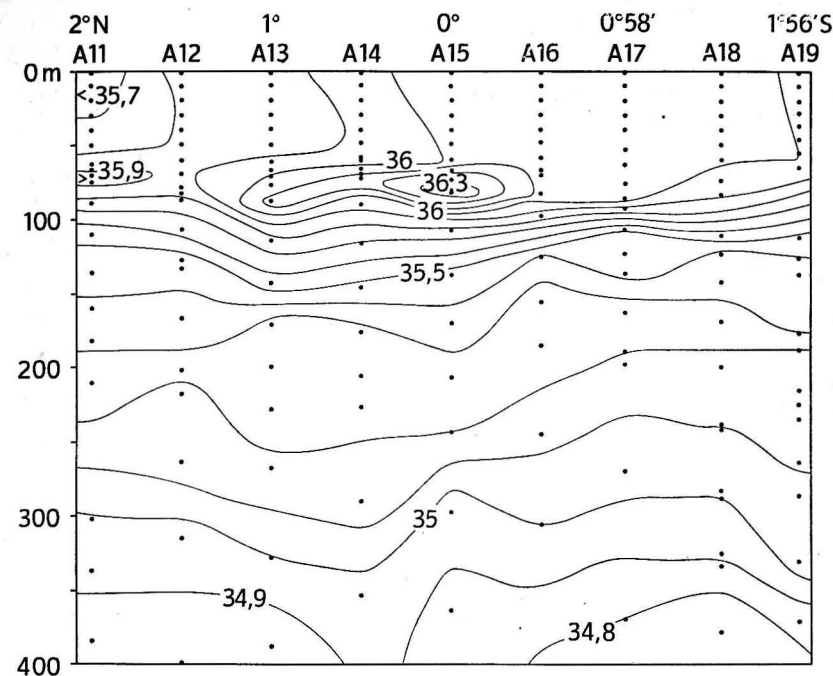
Der Salzgehaltsschnitt (Abb. 5) zeigte ein intermediäres Maximum von $36,39^{\circ}/_{00}$ in 80 m Tiefe auf 0° . Die Tiefenlage fiel mit dem oberen Teil des Kernes hoher Geschwindigkeiten zusammen. Auffallend waren die hohen Salzgehaltswerte von über $36^{\circ}/_{00}$ (Maximum $36,09^{\circ}/_{00}$) zwischen 0° und $1,5^{\circ} S$ von der Oberfläche bis etwa 80 m. Sie fielen annähernd mit jenem Gebiet zusammen, in dem der Äquatoriale Unterstrom bis zur Meeresoberfläche reichte. Im Vergleich zum September hatte der Salzgehalt in den oberflächennahen Schichten um $0,1 - 0,5^{\circ}/_{00}$ zugenommen (Tab. 2).

Diese Veränderungen könnten durch eine verstärkte Advektion warmen und salzreichen subtropischen Wassers von Westen und mit dem Vordringen des Unterstroms bis an die Meeresoberfläche erklärt werden. Die Ursache der eigenartigen Symmetrie der Temperaturveränderungen bleibt jedoch offen.

TABELLE 2

Salzgehaltsveränderungen an der Oberfläche und in 50 m Tiefe ($^{\circ}/_{00}$)

	$2^{\circ} N$	$1,5^{\circ}$	1°	$0,5^{\circ}$	0°	$0,5^{\circ}$	1°	$1,5^{\circ}$	$2^{\circ} S$
0 m	+0	0,3	0,3	0,5	0,5	0,5	0,5	0,4	0,2
50 m	+0,1	0,1	0,2	0,2	0,5	0,5	0,4	0,3	0,2

Abb. 5. Salzgehalt ($^{\circ}/_{00}$) auf $29^{\circ} 30' W$ vom 30. 11. - 3. 12. 1966

Die vertikale Dichteverteilung (Abb. 6) zeigt ebenfalls eine Auffächerung der Dichtesprungschicht innerhalb des Unterstroms. Eine isopykne Mischungsschicht unterhalb der Sprungschicht, die sich auch in Beobachtungen aus dem östlichen Teil des Äquatorialen Unterstroms abzeichnete (z. B. SCHEMAYNDIA u. a. 1967) war nur am Äquator in etwa 140-220 m angedeutet. Nördlich und südlich davon nahm die Dichte gleichmäßig mit der Tiefe zu. Eine sekundäre Dichtesprungschicht fehlte. Die Verstärkung des Temperaturgefälles in 250-320 m wurde durch eine Abnahme des Salzgehaltes kompensiert. Offen bleibt allerdings, ob nicht Messungen in engerem Abstand ein anderes Bild ergeben hätten.

Die Unterstromregion unterscheidet sich auch in der Verteilung der chemischen Größen beträchtlich von den Gebieten nördlich und südlich des Äquators. Dabei ist zu unterscheiden zwischen solchen chemischen Größen, die

infolge der Konstanz der Zusammensetzung des Meersalzes nur von der Höhe des Salzgehaltes abhängig sind, und solchen, die durch Austauschvorgänge mit der Atmosphäre oder durch biologische Wechselwirkung beeinflusst werden und daher von der Salzgehaltsverteilung abweichen. Die erste Gruppe umfaßt die Hauptkomponenten des Meersalzes, deren Verteilung also mit dem Salzgehalt parallel läuft, während in die zweite Gruppe die im Meerwasser gelösten Gase sowie die Pflanzennährstoffe gehören.

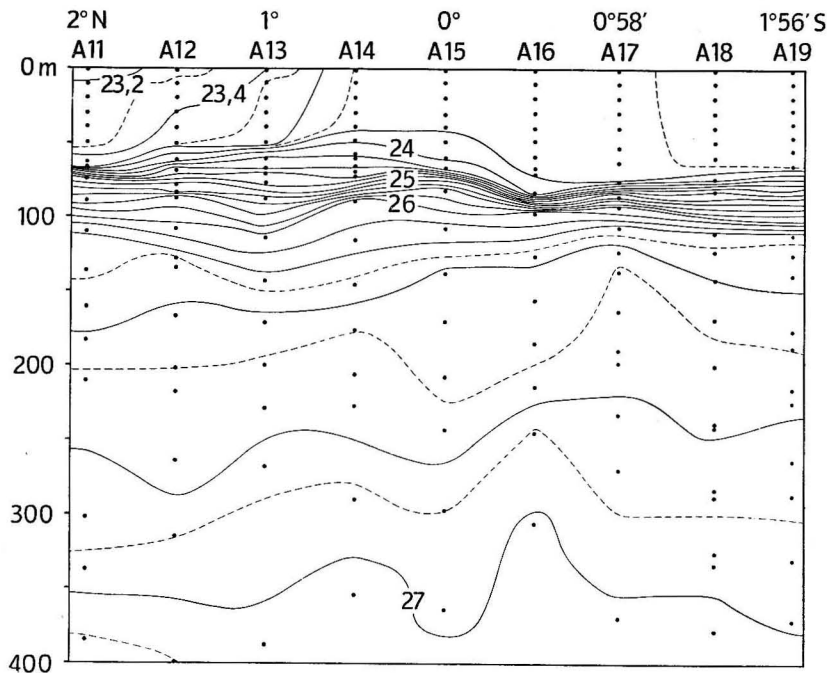


Abb. 6. Dichte auf 29°30' W vom 30. 11.—3. 12. 1966

Die Alkalinität ist ebenfalls eine vom Salzgehalt und von der Konstanz der Zusammensetzung des Meersalzes abhängige chemische Größe. Der salzreiche Kern des Äquatorialen Unterstroms muß sich daher auch durch Alkalinitätsmessungen nachweisen lassen. Wie Abb. 7 zeigt, wurde auf den Stationen A 13, A 14 und A 15 (1° N—0°) in 60—90 m Tiefe tatsächlich ein Kern höherer Alkalinität gefunden, der mit dem salzreichen Kern des Äquatorialen Unterstroms zusammenfiel. Dieses Ergebnis bestätigte Beobachtungen der „Meteor“-Expedition 1925—27, bei der auf Station 211 (1°01' S, 30°00' W) in Übereinstimmung mit dem Salzgehalt auch ein gegenüber den oberen und tieferen Wasserschichten erhöhter Alkalinitätswert in 75 m Tiefe gefunden wurde (WATTENBERG 1933).

Die etwas höheren Alkalinitätswerte im Oberflächenwasser der Stationen südlich des Äquators sowie im unteren Bereich des Unterstroms stimmten ebenfalls mit der Salzgehaltsverteilung überein. Die Alkalinität, deren Bestimmung gegenüber den meisten Hauptkomponenten verhältnismäßig schnell und sehr genau durchführbar ist, erweist sich somit neben dem Salzgehalt als besonders geeignete chemische Größe zur Charakterisierung des Äquatorialen Unterstroms und anderer Wasserkörper.

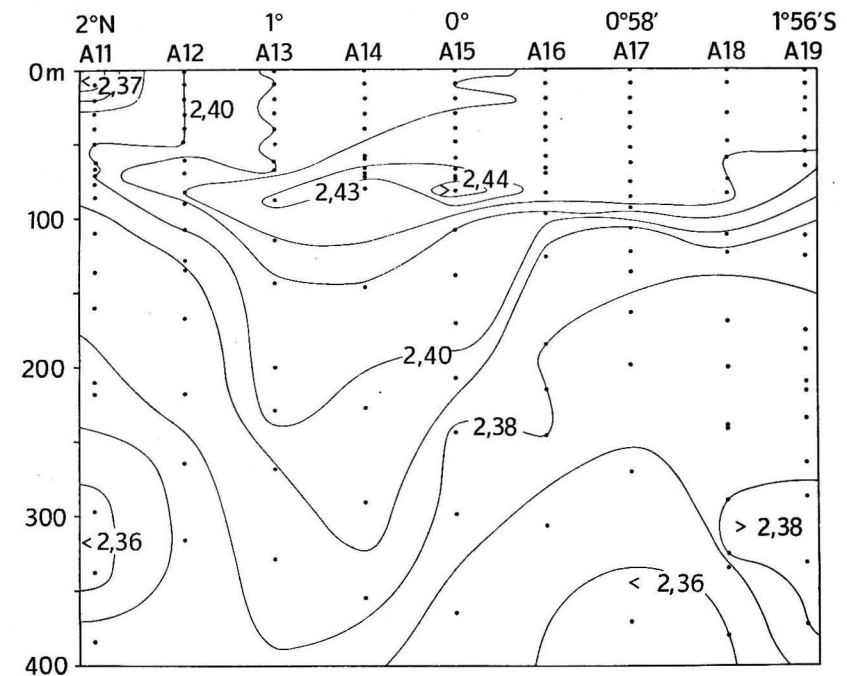


Abb. 7. Alkalinität (mäq/l) auf 29°30' W vom 30. 11.—3. 12. 1966

SEN GUPTA und Mitarbeiter (1966) bestimmten die spezifische Alkalinität (Verhältnis Alkalinität/Chloridkonzentration) im Indischen Ozean und fanden einen Anstieg der Alkalinitätswerte im Kern des Äquatorialen Unterstroms. Unsere Untersuchungen im Atlantischen Ozean ergaben jedoch nur einen vom Unterstrom unabhängigen, allmählichen Anstieg der spezifischen Alkalinität bei zunehmender Wassertiefe. In der Oberflächenschicht, bis etwa 100 m Tiefe, wurden Werte von 0,118 gefunden. Mit weiterer Zunahme der Wassertiefe stieg das Verhältnis Alkalinität/Chlorid auf 0,119—0,120, in Einzelfällen bis über 0,121, an. Im allgemeinen lagen unsere Werte etwas niedriger als die auf der „Meteor“-Expedition 1925—27 in diesem Gebiet („Meteor“-Stationen 211 und 212) gemessenen spezifischen Alkalinitäten (WATTENBERG 1933).

Der verstärkte vertikale Austausch im Gebiet des Äquatorialen Unterstroms führt zu einer besseren Durchlüftung der tiefergelegenen Wasserschichten. So zeigt der Verlauf der Isolinien in Abb. 8 eine stärkere Auffächerung der Sauerstoffsprungschicht. Dabei erstreckte sich verhältnismäßig sauerstoffreiches Wasser zwischen 1° N und 0° bis in etwa 350 m Tiefe. Das intermediäre Sauerstoffminimum unterhalb der Dichtesprungschicht war infolge des stärkeren

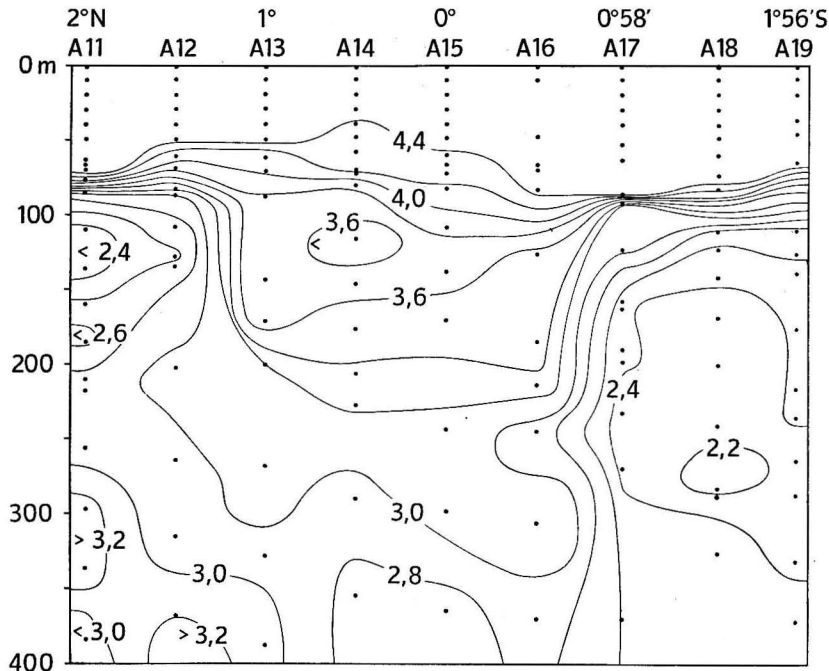


Abb. 8. Sauerstoff (ml/l) auf $29^{\circ}30'$ W vom 30. 11.—3. 12. 1966

Massenaustausches in der Unterstromregion mit $3,5 \text{ ml O}_2/\text{l}$ gegenüber $2,1$ bis $2,3 \text{ ml O}_2/\text{l}$ auf den außerhalb des Unterstroms gelegenen Stationen deutlich abgeschwächt. Außerdem wurden in den nördlich und südlich angrenzenden Meeresgebieten unmittelbar unterhalb der Sprungschicht Wasserkörper mit sehr niedrigem Sauerstoffgehalt festgestellt, deren Herkunft möglicherweise Auftriebsvorgängen zuzuschreiben war.

Auf allen Stationen des Schnittes war das Meerwasser bis zur Obergrenze der Temperatursprungschicht vollständig mit Sauerstoff gesättigt. Im Gebiet des Äquatorialen Unterstroms wurde durch die Auffächerung der Sauerstoffsprungschicht nach oben ein Sauerstoffdefizit bereits in geringeren Wassertiefen (etwa 50 m) angetroffen als auf den Stationen außerhalb der Unterstromregion (etwa 70 m). In der Schicht des intermediären Sauerstoffminimums wurden

teilweise nur Sättigungswerte von 38–40% erreicht, während die Tiefstwerte im Unterstrom selbst selten unter 51% lagen.

Außer durch die Alkalinitäts- und Sauerstoffverteilung ließ sich der vertikale Massentransport im Gebiet des Unterstroms auch anhand der Phosphatverteilung nachweisen. Dabei wurde, bezogen auf die Wassermassen nördlich und südlich des Unterstroms, im Oberflächenwasser eine geringe Zunahme, in den tieferen Wasserschichten dagegen eine Abnahme der Phosphatkonzentration beobachtet. In Abb. 9 läßt sich die Herabsetzung des Phosphatgehalts in der

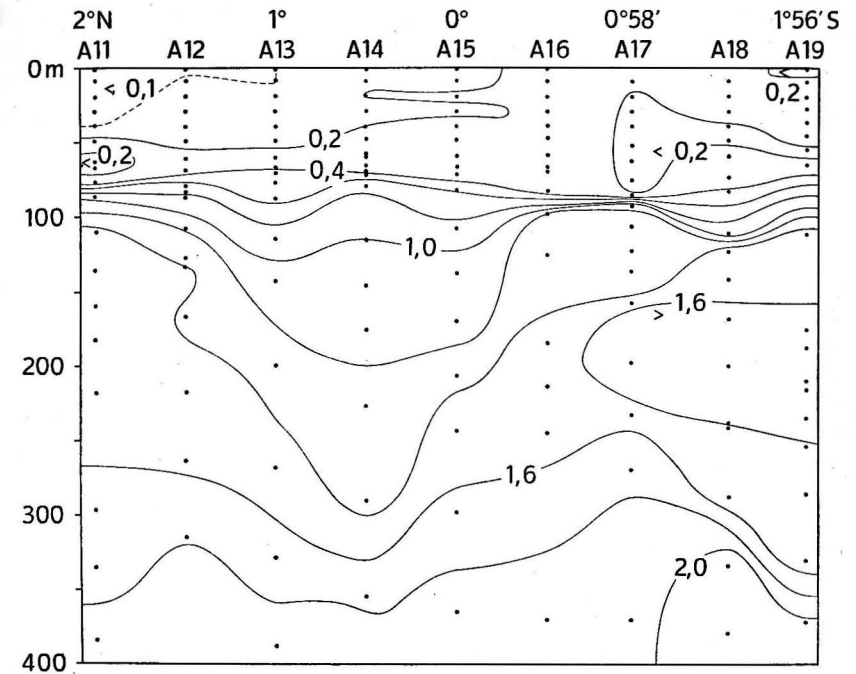


Abb. 9. Phosphat ($\mu\text{g-atom/l}$) auf $29^{\circ}30'$ W vom 30. 11.—3. 12. 1966

Unterstromregion bis in 350 m Tiefe deutlich verfolgen. Dabei traten zu den nördlich und südlich angrenzenden Gebieten im Extremfall Unterschiede von $0,4$ – $0,5 \mu\text{g-atom PO}_4\text{-P/l}$ auf.

Wie die Strommessungen sowie die Verteilung von Salzgehalt und Alkalinität zeigten, erstreckte sich der Äquatoriale Unterstrom zum Zeitpunkt unserer Untersuchungen bis an die Meeresoberfläche, wodurch gleichzeitig relativ nährstoffreiche Wassermassen in die oberen Schichten gelangten. Die etwas höheren Phosphatwerte auf den 3 südlich des Äquators gelegenen Stationen A 16, A 17 und A 18 ($0^{\circ}30'$ – $1^{\circ}30'$ S) stehen mit diesen Beobachtungen im Einklang.

Im Rahmen von „Equalant I“ arbeitete das amerikanische Forschungsschiff „Crawford“ im Februar–März 1963 zwischen 25 und 35° W auf mehreren

Meridionalprofilen. Die Ergebnisse der Phosphat- und Sauerstoffmessungen auf 30° W stimmen im allgemeinen sehr gut mit unseren Werten überein (Data Report Equalant I, Washington 1964).

Die Phosphatverteilung läßt erkennen, daß der Äquatoriale Unterstrom eine bessere Nährstoffversorgung der oberen Wasserschichten bewirkt und damit die Voraussetzung für eine höhere Produktivität in der lichtdurchfluteten Oberflächenschicht schafft. Wir haben deshalb auch den Chlorophyllgehalt bestimmt, der ein Maß für die pflanzliche Produktivität darstellt. Durch die Verwendung eines Filterphotometers mit verhältnismäßig großer spektraler Bandbreite wurden bei diesen Messungen neben dem Gehalt an Chlorophyll a teilweise auch Chlorophyll b und c mit erfaßt. Die bei diesen Untersuchungen gemessenen Chlorophyllwerte erscheinen uns jedoch auch unter Berücksichtigung einer günstigen Nährstoffversorgung durch den Unterstrom als etwas zu hoch. Die Diskussion dieser Werte soll daher bis zum Vorliegen weiterer Meßergebnisse zurückgestellt werden.

Literatur

- [1] BARNES, H., Apparatus and methods of oceanography. I. Chemical. London, 1959, 151—167.
- [2] BROCKS, K., Die atlantische Expedition 1965 (IQSY) mit dem Forschungsschiff „Meteor“. Deutsche Forschungsgemeinschaft, Forschungsberichte 11 (1966) 67—71.
- [3] GRASSHOFF, K., Untersuchungen über die Sauerstoffbestimmungen im Meerwasser. Kieler Meeresf. 18 (1962) 42—50.
- [4] HELM, R., Strömungsmessungen in der Ostsee — Methoden und Geräte. Wiss. Z. Karl-Marx-Univ. Leipzig, Math.-Naturw. Reihe, 13 (1964) 417—419.
- [5] KOLESNIKOV, A. G., PONOMARENKO, G. P., CHANAIČENKO, N. K. und ŠAPKINA, V. F., Die Lomonossov-Unterströmung (russ.). Trudy Morskogo Gidrofiz. Inst. Akad. Nauk. Ukrainsk. SSR, 34 (1966) 3—23.
- [6] NEUMANN, G. und PIERSON, W. J., Principles of physical oceanography. Englewood Cliffs., 1966, 435—438.
- [7] PONOMARENKO, G. P., Die Lomonossov-Gegenströmung am Äquator im Atlantischen Ozean (russ.). Doklady Akad. Nauk. SSSR 149 (1963) 1178—1181.
- [8] SCHEMAINDA, R., Meereskundliche Verhältnisse der Fischereigebiete vor der Westküste Afrikas. Fischereiforsch. (NF) 3 (1965) 9—17.
- [9] SCHEMAINDA, R., STURM, M. und VOIGT, K., Vorläufige Resultate der Untersuchungen im Bereich des äquatorialen Unterstroms im Golf von Guinea mit MS „Prof. Albrecht Penck“ in der Zeit von April bis Juli 1964. Beitr. Meeresk., H. 15 (1964) 5—13.
- [10] SCHEMAINDA, R., und STURM, M., Note a la suite de la publication dans les „Cahiers Océanographiques“ de l'article de J. R. Donguy et M. Prive sur „Les conditions de l'Atlantique entre Abidjan et l'Equateur“. Cahiers Oceanog. 16 (1964) 609—610.
- [11] SCHEMAINDA, R., FRANCKE, E., ROHDE, K.-H., STURM, M. und TILL, K.-H., Das ozeanographische Beobachtungsmaterial der Tropenexpedition mit dem Forschungsschiff „Professor Albrecht Penck“ in den Golf von Guinea von April—Juli 1964. Nationalkom. f. Geodäsie u. Geophysik, Geod. Geophys. Veröff. Reihe IV, 2 (1967) 92 S.
- [12] SEN GUPTA, R. und PYLEE, A., Specific alkalinity in the northern Indian Ocean during the south-west monsoon. Second Internat. Oceanogr. Congr. Moskau, Abstracts, 1966, 329.

- [13] STALCUP, M. C. und PARKER, E. C., Drogue measurements of shallow currents on the equator in the Western Atlantic Ocean. Deep-Sea Res. 12 (1965) 535—536.
- [14] STALCUP, M. C. und METCALE, W. G., Direct measurements of the Atlantic Equatorial Undercurrent. J. Mar. Res. 24 (1966) 44—55.
- [15] STURM, M. und VOIGT, K., Observations on the structure of the equatorial undercurrent in the Gulf of Guinea in 1964. J. Geophys. Res. 71 (1966) 3105—3108.
- [16] VOIGT, K., Äquatoriale Unterströmung auch im Atlantik. Beitr. Meeresk., H. 1 (1961) 56—60.
- [17] VOIGT, K., Untersuchungen in der Deckschicht des Atlantischen Ozeans mit einem digital registrierenden Temperatur-Leitfähigkeits-Druck-Meßgerät. Beitr. Meeresk., H. 7/8 (1963) 1—151.
- [18] VOIGT, K., STURM, M., MÖCKEL, F. und BENGELSDORFF, E., Salinity — temperature — and velocity profiles in the western part of the Gulf of Guinea. Symposium on Oceanogr. and Fish. Resources of the Tropical Atlantic, Abidjan October 1966, (1966) 1—2.
- [19] VOIT, S. S. und STREKALOV, S. S., Einige Besonderheiten des äquatorialen Lomonossov-Unterstroms im Atlantischen Ozean (russ.). Okeanologija 4 (1964) 809—812.
- [20] WATTENBERG, H., Kalziumkarbonat und Kohlensäuregehalt des Meerwassers, Wiss. Erg. Deutsch. Atlant. Exp. 1925—1927, 8 (1933) 148.
- [21] WATTENBERG, H. und WITTIG, H., Über die Bestimmung der Titrationsalkalinität des Seewassers. Kieler Meeresf. 3 (1940) 158—162.

Abschluß der Arbeit: 9. 10. 1967

Anschrift der Verfasser:

Dr. H.-J. BRO SIN und Dr. D. NEHRING, Institut für Meereskunde, Warnemünde, Seestr. 15

Eine parallaxefreie Lupe mit eingebauter Beleuchtung zum Ablesen von Tiefseekippthermometern

Von EBERHARD FRANCKE und ROLF RIEKHER

Zusammenfassung: Es wird über eine neue Lupe Typ L: 67.2 berichtet, welche parallaxefreie, von der Beleuchtung und der Fehlsichtigkeit des Beobachters unabhängige Ablesungen zuläßt, die eine größere Zuverlässigkeit der Temperaturwerte von Tiefseekippthermometern garantieren.

Wenn von einer neuentwickelten Lupe zum Ablesen von Tiefseekippthermometern berichtet wird, erhebt sich die Frage, ob im Zeitalter elektronischer Meßverfahren der Aufwand für die Weiterentwicklung einer 90 Jahre alten Meßmethode gerechtfertigt ist. Beachtet man, daß die elektronischen Geräte, ihre Vorteile seien hier nicht bestritten, nur mit hohem finanziellem und personellem Aufwand für größere Meßtiefen einsetzbar werden, daß aber ein Wasserschöpfer mit Kippthermometern nach wie vor einfach und billig aus größten Meerestiefen wertvolle Informationen liefert, dann ist diese Frage zu bejahen.

Es ist in den letzten Jahrzehnten gelungen, Kippthermometer zu bauen, die mit großer Sicherheit Genauigkeiten von 0,005 bis 0,01 °C erreichen; hingewiesen wird auf die Bemühungen von A. MERZ in Verbindung mit der Deutschen Atlantischen Expedition 1926/28, die einen wesentlichen Fortschritt für diese Meßmethoden brachten. Anfang der 50er Jahre wurde in Ilmenau die Weißsche Abreißstelle entwickelt, die wirtschaftlicher herzustellen ist, als alle bisherigen und eine sehr lange Lebensdauer der Kippthermometer garantiert. Tiefseekippthermometer mit Fehlern von 0,005 °C stellen nach Meinung von Glasfachleuten die Grenze dieses Meßprinzips dar.

Sie setzt sachgemäße Pflege, Lagerung, Handhabung und eine in festen Abständen zu wiederholende Eichung (bei normalem Einsatz der Instrumente ist ein 2jähriger Zwischenraum zu empfehlen) durch eine amtliche Prüfstelle voraus.

Diese Präzision kann nur dann voll ausgenutzt werden, wenn die Fehler durch die Ablesung möglichst klein gehalten werden können. Die Ablesefehler können verursacht werden durch Parallaxe, unscharfe Abbildungen von Skala und Quecksilberfaden oder einem von beiden, unzureichende Vergrößerung, ungenügende oder falsche Beleuchtung sowie durch persönliche Einflüsse des Beobachters. Mit Ausnahme der persönlichen Fehler können die vorgenannten Fehlerquellen durch eine geeignete optische Ablesehilfe weitgehend reduziert

werden. Eine derartige Ablesehilfe muß der Bauart und Anordnung der Thermometer sowie den besonderen Ablesebedingungen Rechnung tragen.

Diese Überlegungen führten am Institut für Meereskunde Warnemünde dazu, in Zusammenarbeit mit dem Institut für Optik und Spektroskopie Berlin (Institute der Forschungsgemeinschaft der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin) eine Speziallupe zu entwickeln, die alle Forderungen an eine objektive Ablesemöglichkeit erfüllt.

Bei Tiefseekippthermometern besteht das eigentliche Thermometerrohr aus einer ca. 6 bis 7 mm starken Kapillare, die in der Regel auf einer Seite abgeflacht ist und hier die Teilung trägt. Zusammen mit einem Hilfsthermometer zur Bestimmung der Temperatur während der Ablesung befindet sich das Kippthermometer in einem starkwandigen zylindrischen Glasschutzrohr. Die Thermometer sind außerdem in ein Metallschutzrohr eingebaut.

Die am meisten verwendeten Kippthermometer haben eine Teilung von 0,1 °C bzw. 0,05 °C. Bei der 0,1 °C-Teilung wurde ein Strichabstand von 0,486 mm gemessen. Bei einer Schätzung auf 0,01 °C muß also auch die Lage der Quecksilberkuppe auf 0,05 mm exakt zur Teilung gesehen werden. Da sich die Teilung vor dem Quecksilberfaden befindet, muß der Einfluß eines Parallaxenfehlers kleiner als 0,05 mm gehalten werden. Der Abstand d der Teilung vom Quecksilberfaden beträgt bei den verwendeten Thermometern ca. 2,1 mm.

Es ergibt sich zunächst die Frage, welcher Winkelfehler als Abweichung von einer exakt senkrechten Beobachtungsrichtung noch zulässig ist, ohne daß der Parallaxefehler störend wirkt.

Abb. 1 zeigt in schematischer Weise die Verhältnisse. Weicht die Beobachtungsrichtung um den Winkel ε von der Normalen ab, so entsteht ein Ablese-

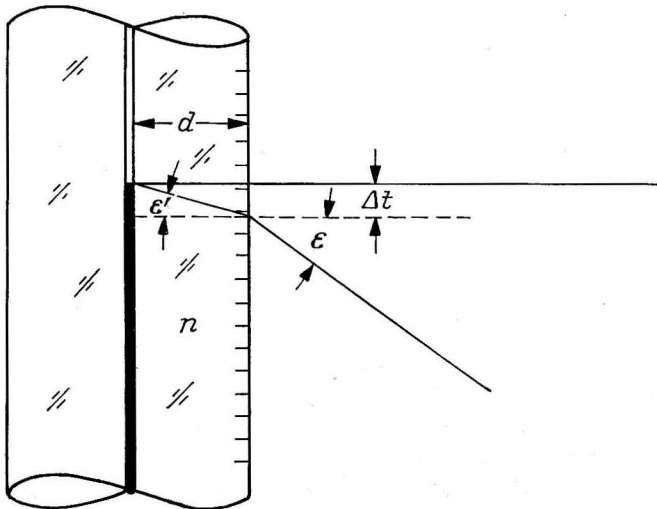


Abb. 1

fehler Δt durch Parallaxe

$$\Delta t [\text{grad}] = \frac{\sin \varepsilon \cdot d}{s \cdot n \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varepsilon'}{n^2}}} \quad (1)$$

Hierin bedeuten n die Brechzahl des Glases, d [mm] der Abstand des Quecksilberfadens von der Skala und s [mm] die Länge des Skalenintervalls für 1 grad.

Da bei kleinen Winkeln der $\tan \varepsilon' \approx \sin \varepsilon'$ gesetzt werden kann, genügt im allgemeinen folgende Näherung

$$\Delta t \approx \frac{\sin \varepsilon \cdot d}{n \cdot s} \quad (2)$$

Abb. 2 zeigt den Zusammenhang zwischen Δt und ε für $d = 2,1$ und $n = 1,5$ bei den oben angeführten Thermometern mit 0,1-grad-Teilung.

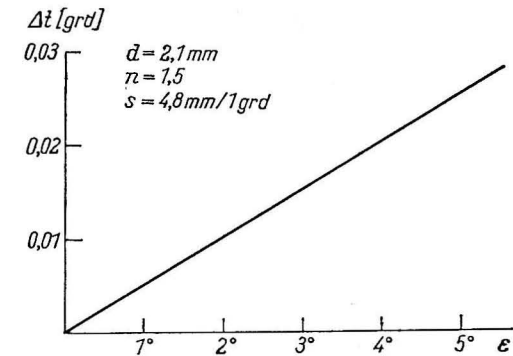


Abb. 2

Wenn die Beobachtungsrichtung nicht direkt auf die Kapillare bezogen werden kann, was bei mechanischem Aufsetzen der Beobachtungshilfe auf das Schutzrohr der Thermometer der Fall ist, so muß die Gewähr gegeben sein, daß durch dieses Schutzrohr keine weiteren Fehler eingeführt werden. Fehler können z. B. entstehen, wenn die Außenwand des Glasschutzrohrs in dem Bereich, in dem die Ablesehilfe aufgesetzt wird, nicht parallel zur Kapillare liegt. Wenn die Wandstärke des Glasschutzrohrs nicht konstant ist, kann infolge einer prismatischen Wirkung ebenfalls ein Parallaxenfehler verursacht werden. Die zulässigen Toleranzen für das Schutzrohr können aus den o. a. Forderungen leicht abgeleitet werden.

Neben der Forderung nach Parallaxenfreiheit ist die Forderung nach einer hinreichenden Vergrößerung zu stellen. Ein Skalenteil soll so vergrößert erscheinen, daß eine sichere Schätzung von 1/10 Skt möglich ist. Da sich jedoch Skala und Quecksilberfaden in verschiedenen Ebenen befinden, darf andererseits die Vergrößerung nicht so hoch sein, daß infolge der Verringerung der

Tiefenschärfe beide nicht mehr gleichzeitig scharf gesehen werden können. Außerdem ist es erwünscht, daß das Gesichtsfeld der Ablesehilfe so groß ist, daß sowohl Hauptthermometer als auch Hilfsthermometer gleichzeitig gesehen werden können. Eine experimentelle Untersuchung ergab, daß eine 6fache Vergrößerung bei den oben beschriebenen Thermometern optimale Bedingungen ergab. Bereits bei einer 8fachen Vergrößerung ist die Tiefenschärfe nicht mehr ausreichend. Bei der 6fachen Vergrößerung wird ein Skalenteil der 0,1-grd-Teilung auf ca. 3 mm scheinbaren Strichabstand — bezogen auf die deutliche Sehweite — vergrößert. Dabei ist ein geübter Beobachter durchaus in der Lage, noch 0,01 grad zu schätzen. Bei dem benutzten Kippthermometer steht in gekipptem Zustand die Bezifferung aufrecht, deshalb darf keine Bildumkehr erfolgen.

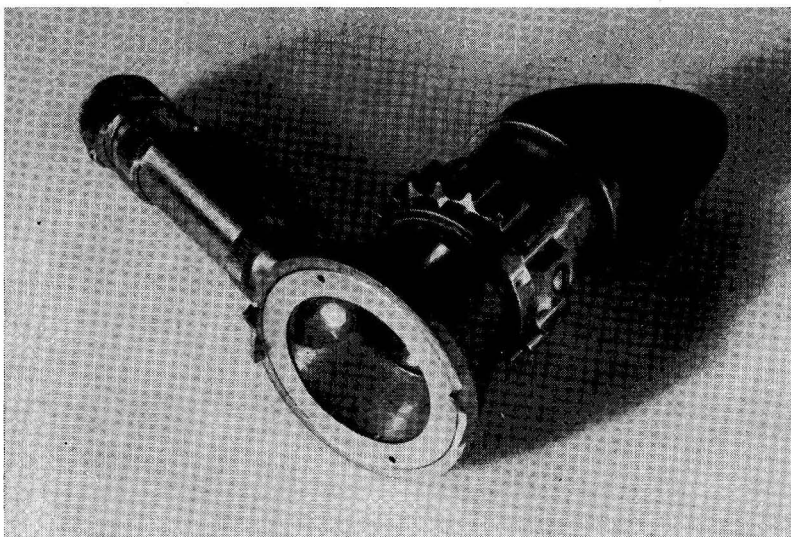


Abb. 3

Die Ablesung der Thermometer muß sowohl bei Tage als auch in der Nacht erfolgen, dabei sind die Bedingungen auf See weitaus ungünstiger als in einem Laboratorium. Eine Beleuchtung ist unerlässlich. Sie darf jedoch weder durch ungünstige Licht-Schattenverteilung eine Verfälschung der Meßergebnisse bringen noch durch störende Reflexe an den Glaswänden von Schutzrohr und Kapillare die Ablesung erschweren oder gar unmöglich machen. Außerdem muß die Beleuchtung unabhängig von einer Stromversorgung sein.

Die in Abb. 3 gezeigte Ableselupe erfüllt trotz des einfachen Aufbaus alle vorgenannten Forderungen. Sie besteht aus einem zweilinsigen optischen System, welches so gewählt wurde, daß in Verbindung mit einer Blende in der augenseitigen Brennebene optimale Parallaxenfreiheit, Bildscharfe und Ver-

zeichnungsfreiheit erreicht wird. Die strenge Parallaxenfreiheit wurde durch die Ausbildung der Blende als Spaltblende erreicht. Die Spaltichtung steht senkrecht zur Kapillare. Die Lupe hat eine 6fache Vergrößerung. Sie kann für Fehlsichtige um ± 5 dptr verstellt werden (ohne Verdrehung der Spaltebene). Die Beleuchtung erfolgt durch eine indirekt wirkende kleine Glühlampe, die in einem Reflektor so angeordnet ist, daß eine gleichmäßig schattenfreie Beleuchtung erfolgt, ohne das störende Reflexe in das Auge gelangen können. Die Lupe wird mit zwei Prismenfüßen auf das Schutzrohr des Thermometers aufgesetzt. Gegen Spritzwasser ist die Lupe beiderseits mit Schutzfenstern abgeschlossen. Eine Gummiaugenmuschel schirmt Falschlicht ab und schützt das Auge vor Stößen. Die Lupe ist robust ausgeführt. Zur Erhöhung der Korrosionsfestigkeit und der Korrosionsbeständigkeit wurden alle mechanischen Teile aus Messing angefertigt und galvanisch verchromt.

In Verbindung mit der Entwicklung wurden auf mehreren Expeditionen des Instituts für Meereskunde 2 Muster der neuen Ableselupe eingesetzt, um die erwartete Verbesserung der Qualität der Ablesungen zu überprüfen. Die Ergebnisse von ca. 3500 Doppelablesungen bewiesen die Überlegenheit des Instruments gegenüber allen bisher bekannten Lupen für Tiefseekippthermometer.

Unabhängig von Beleuchtung, Fehlsichtigkeit der Mitarbeiter und Teilung der Hauptthermometer (1/10 oder 1/20 Grad) wurde in 96% aller Fälle ein Fehler von 0,01 °C gegenüber 70–80% bisher festgestellt. Dabei mußten die Thermometer zeitweilig unter schlechten Witterungsverhältnissen und in ungünstiger Stellung im Freien abgelesen werden. Eine Temperierung im Wasserbad oder ähnliche Maßnahmen, die die Qualität der Ablesungen vorteilhaft beeinflussen, waren nicht möglich. Die gleiche Präzision erreichten ungeübte Mitarbeiter, die ohne Vorbereitung in den Routinebetrieb eingesetzt wurden.

Abschließend danken wir Herrn Dr. F. MÖCKEL und Herrn Feinmechanikermeister HENKELMANN, die neben einer Anzahl weiterer Mitarbeiter großen Anteil an der Entwicklung der Lupe haben.

Abschluß der Arbeit: 14. 9. 1967

Anschrift der Verfasser:

Dipl.-Met. E. FRANCKE, Institut für Meereskunde Warnemünde, Seestr. 15;
Dipl.-Ing. R. RIEKHER, Institut für Optik und Spektroskopie, Berlin, Rudower Chaussee 5

Zum Problem der Strömungen im Fehmarnbelt

Von ROLAND HELM

Zusammenfassung: Auf der Grundlage einer 24stündigen mittleren Vorsituation des Windes über der westlichen Ostsee wurden für 12 30°-Sektoren der Richtung und 4 Stärkestufen des Windes mittlere Strömungsvektoren für alle Standardtiefen an einer Position im Fehmarnbelt berechnet. Die Abhängigkeit der Häufigkeitsverteilung von Aus-, Ein- und Querstrom in allen Tiefenstufen, der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in der oberflächennahen Schicht sowie der Tiefenlage der Stromumkehrschicht von der Vorsituation des Windes wurde untersucht.

I. Einleitung

Die Pforten der Ostsee, Belte und Sund, bilden die einzigen Verbindungskanäle zwischen dem allseitig abgeschlossenen Becken der Ostsee und den Übergangsgebieten zur weitgehend ozeanisch beeinflussten Nordsee. Der Austausch von Wassermassen zwischen beiden Meeresgebieten muß also zwangsläufig durch Belte und Sund erfolgen. Während der Sund eine direkte, unmittelbare Verbindungsstraße darstellt, ist das Gebiet der Belte orographisch stark gegliedert. Großer und Kleiner Belt münden im Süden in die Kieler Bucht, die wiederum durch Fehmarnbelt und Fehmarnsund mit der Mecklenburger Bucht verbunden ist. Die Verbindung zur westlichen Ostsee endlich wird durch die Gedser Enge hergestellt.

Die vorliegenden Untersuchungen beziehen sich auf die Strömungsverhältnisse im Fehmarnbelt. Es wird Meßmaterial bearbeitet, das an der Position 54°33' N und 11°17' E gewonnen wurde. Der Fehmarnbelt wird aufgefaßt als die Wasserstraße, durch die der Hauptaustausch zwischen westlicher Ostsee und Kattegat im engeren Sinne erfolgt. Er hat eine mittlere Tiefe von etwa 26 bis 27 m in der Hauptfahrrinne und eine geringste Breite von 9,8 sm im Querschnitt etwa Marienleuchte — Rødby-Havn.

Das Strömungsbild wird im wesentlichen durch den Kanalcharakter des Gewässers geprägt, der bei relativ großen Strömungsgeschwindigkeiten nur 2 Hauptrichtungen zuläßt, die im folgenden als Einstrom in die Ostsee und als Ausstrom aus der Ostsee bezeichnet werden.

Die Hauptursache für die Ausbildung von verschiedenen Strömungssituationen im Fehmarnbelt bilden die durch das großräumige Windfeld hervor-

gerufenen Niveauunterschiede zwischen den beiderseits anschließenden Meeresteilen. Der Fehmarnbelt ist deshalb einer Ausgleichsröhre zwischen Becken mit verschiedener Wasserfüllung vergleichbar. Daraus folgt, daß unter Einschränkungen Wind und Wasserstand die beiden wesentlichsten Komponenten zur Herleitung von Beziehungen zur Strömung sind. Die vorliegenden Ergebnisse konzentrieren sich auf Beziehungen zwischen Strömungsverlauf und vorgegebenen Windsituationen.

II. Das Material und seine Bearbeitung

In den bisher durchgeführten Untersuchungen über die Beziehungen zwischen den Strömungs- und Windverhältnissen in der Ostsee hat sich gezeigt, daß der aktuelle Wind an einer Meßstation nur sehr bedingt zur Aussage über die Strömungssituation geeignet ist, und daß demgegenüber der Vorsituation über dem Gesamtgebiet der westlichen Ostsee eine wesentliche Bedeutung zukommt. Es wurde deshalb als Vorsituation ein Zeitraum von 24 Std. vor dem Meßtermin gewählt, um kurzperiodische Schwankungen des Windes auszuschalten, und für diesen Zeitraum der mittlere Windvektor innerhalb eines Dreiecks, dessen Ecken die meteorologischen Stationen Flensburg—Rønneby—Greifswald bilden, bestimmt. Dazu diente eine von WYRTKI [1] angegebene graphische Methode, deren Grundlage die Luftdruckdifferenzen zwischen drei meteorologischen Stationen bilden. Da die Methode streng genommen nur anwendbar ist, wenn das Luftdruckfeld innerhalb des Stationsdreiecks linear ist, wurde das Dreieck zugunsten der Genauigkeit nicht größer gewählt.

Für alle Strömungsmeßtermine wurden die Luftdruckwerte der zurückliegenden 24 Stunden aus den synoptischen Arbeitswetterkarten der Seewetterdienststelle Warnemünde [2] entnommen und für jede der drei meteorologischen Stationen gemittelt. Auf der Grundlage der Differenzen der mittleren Druckwerte von je 2 der Stationen wurde der mittlere Windvektor mit Hilfe einer für das hier verwendete Stationsdreieck konstruierten Graphik bestimmt. Die berechneten Windvektoren wurden zu 30°-Sektoren, bei 1° r. w. beginnend, zusammengefaßt, so daß sich als Grundprinzip der Aufteilung des Meßmaterials 12 30°-Sektoren des Windes mit jeweils vier Geschwindigkeitsstufen (v_1 bis v_4) ergeben.

Den Windstärkestufen liegen folgende Windgeschwindigkeiten zugrunde:

$$v_1 = 0,0 - 0,3 \text{ m/s} \hat{=} 0 \text{ Bft.}$$

$$v_2 = 0,4 - 3,3 \text{ m/s} \hat{=} 1 - 2 \text{ Bft.}$$

$$v_3 = 3,4 - 7,9 \text{ m/s} \hat{=} 3 - 4 \text{ Bft.}$$

$$v_4 = 8,0 - 13,8 \text{ m/s} \hat{=} 5 - 6 \text{ Bft.}$$

Das gesamte Strömungsmeßmaterial entstammt Terminfahrten in der westlichen Ostsee aus den Jahren 1951—1963. Die Messungen wurden in allen Fällen vom verankerten Schiff mit EKMAN-MERZ-Geräten bis 1960/61 und danach mit selbstregistrierenden Strömungsmessern durchgeführt.

Die mit EKMAN-MERZ-Strömungsmessern gewonnenen Meßwerte sind Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit über 10 Minuten und Mittel einzelner Richtungswerte über den gleichen Zeitraum, deren Häufigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig ist. Messungen mit dem selbstregistrierenden Strömungsmesser ergeben in ununterbrochener Folge Mittelwerte der Geschwindigkeit über 2,5 Minuten und im gleichen Abstand Einzelwerte der Richtung. Für sämtliche hier verwendeten Messungen mit diesem Gerät wurden aus aufeinanderfolgenden Werten Mittelwerte über 10 Minuten berechnet.

Insgesamt stehen damit 3607 Einzelmessungen in allen Tiefen zur Verfügung, für die zur weiteren Bearbeitung die N- und E-Komponenten berechnet wurden. Die Verteilung der Werte auf die einzelnen Tiefenstufen geht aus den Tabellen 1 und 5 hervor.

Jede der Einzelmessungen wurde auf Grund des Meßtermins dem für diesen zutreffenden Windsektor und der entsprechenden Windstärkegruppe zugeordnet. Von 48 möglichen Kollektiven entstanden auf diese Weise 30, da nicht alle Unterscheidungsgruppen durch Meßwerte belegt sind. Das trifft besonders auf die Windstärkegruppe v_1 zu. Innerhalb der 30 Kollektive wurden die Meßwerte der einzelnen Meßtiefen zu Gruppen zusammengefaßt und für diese Häufungsbereiche der Strömungsrichtungen mit einer Öffnung von maximal 90° bestimmt. Innerhalb dieser Häufungsbereiche wurden die mittleren Stromvektoren berechnet.

III. Die oberflächennahe Schicht 0—7,5 m Tiefe

Zur Untersuchung der Strömungsverhältnisse in der oberflächennahen Schicht wurden die Messungen in den Standardtiefen 0,5 m bzw. 1 m, 2,5 m und 7,5 m Tiefe zusammengefaßt. Das Material umfaßt insgesamt 1296 Strömungsmeßwerte. Ihre Verteilung auf die Tiefen- und Windstärkestufen enthält Tab. 1.

Der Windstärkestufe v_1 fallen insgesamt 6 Meßwerte zu. Da die Berechnung der Windwerte für die Strömungsmeßtermine auf der Grundlage einer 24stündigen Vorsituation erfolgte, mußte erwartet werden, daß v_1 selten oder über-

TABELLE 1
Verteilung der Meßwerte auf die Windgeschwindigkeitsstufen v_1 bis v_4 und die Tiefenstufen 0—1 m bis 7,5 m

Tiefe	Windstärke				Summe
	v_1	v_2	v_3	v_4	
0—1 m	2	287	97	12	398
2,5 m	2	217	138	19	376
5 m	2	264	209	43	518
7,5 m		3		1	4
Summe	6	771	444	75	1296

haupt nicht auftritt. Die Beschränkung des Materials auf 75 Werte für v_4 hat einerseits die gleiche Ursache, zum anderen sind der Strömungsmessung bei hohen Windstärken, die den Mittelwert v_4 natürlicherweise während des Meßtermins weit übertreffen können, technische Grenzen gesetzt, soweit die Messungen, wie hier ausnahmslos der Fall, von Bord eines verankerten Schiffes aus durchgeführt werden. Obwohl aus diesen Messungen nur beschränkt oder keine Schlüsse gezogen werden können, wurden sie in die Darstellung aufgenommen, um in Beziehung zu den mittleren Stufen v_2 und v_3 gesetzt, zur Aussage über die Tendenz zu sehr schwachen bzw. starken Winden herangezogen werden zu können.

Auf Grund der Kanaleigenschaften des Fehmarnbelts treten vorwiegend nur 2 Richtungen der Strömung auf, deren Hauptstromstrich etwa $300^\circ-120^\circ$ verläuft. Die gleiche Richtung des Hauptstromes führt G. DIETRICH [3] an. Als Ein- bzw. Ausstromsektor wurden, von der Position aus betrachtet, Öffnungswinkel von 120° gewählt, deren Halbierende mit dem Hauptstromstrich zusammenfallen. Es ergeben sich 4 Sektoren:

Ausstromsektor	$240^\circ-360^\circ$,
Einstromsektor	$60^\circ-180^\circ$,
Querstromsektoren	$\left\{ \begin{array}{l} 0^\circ-60^\circ, \\ 180^\circ-240^\circ. \end{array} \right.$

Grenzwerte zwischen den Sektoren wurden jeweils beiden zugeordnet. Für jeden Windsektor wurden die Häufigkeiten des Auftretens von Ein-, Aus- und Querstrom in Prozent berechnet und dargestellt. Sofort auffallend ist das Überwiegen des Ausstromes sowohl bei schwachen wie auch bei starken Winden (Tab. 2 und 3, Abb. 1).

Der Wasserhaushalt der Ostsee wird maßgeblich beeinflusst durch die Süßwasserzufuhr, die, entsprechend ihrem Jahresgang, in den Ausgängen der Ostsee eine mehr oder weniger große Ausstromtendenz hervorruft.

Allein 44,5% des gesamten Meßmaterials wurden im Mai, dem Monat mit der stärksten Süßwasserzufuhr und niedrigen Verdunstungswerten gewonnen [4], während die Monate niedrigster Süßwasserzufuhr, Dezember bis Februar, nur mit 7,2% der Werte belegt sind. Somit stehen 63,8% der Meßwerte aus den zuflußstarken Monaten Mai und August insgesamt 36,2% der Meßwerte aus den zuflußschwächeren Monaten September bis März gegenüber (Tab. 4). Die natürliche Ausstromtendenz muß danach in den vorliegenden Ergebnissen gegenüber einer gleichmäßigen Verteilung des Meßmaterials über das gesamte Jahr verstärkt zum Ausdruck kommen, was ein Vergleich mit den Ergebnissen von DIETRICH [3] bestätigt.

Ausstrom wurde tatsächlich in 72% aller bearbeiteten Fälle festgestellt, dagegen Einstrom nur in 17%. In Tab. 3 läßt sich jedoch sehr deutlich erkennen, daß die Ausstromtendenz mit steigender Windstärke stark abnimmt und gleichzeitig die Einstromtendenz zunimmt.

TABELLE 2
Häufigkeit von Ein- und Ausstrom in % in den einzelnen Windsektoren

Windsektor ($\pm 15^\circ$)	Einstrom	Ausstrom	Querstrom		Schwacher Strom < 5 cm/s
			$0-60^\circ$	$180-240^\circ$	
a) für (v_1) und v_2					
15°	0	97,5	0	0	2,5
45°	1	91	1	6	0
75°	0	89 (100)	0	11	0
105°	11	89	0	0	0
135°	24	75	0	0	0
165°	0	100	0	0	0
195°	2	93	4	0	1
225°	13	82	4	0	0
255°	15	77	7	0	1
285°	11	34	14	40	1
315°	44	40	8	8	0
345°	44	56	0	0	0
b) für v_3 und (v_4)					
15°	0 (100)	100	0	0	0
45°	0	100	0	0	0
75°	0	97 (100)	2	0	2
105°	0	100	0	0	0
135°	0	100	0	0	0
165°	0	100 (100)	0	0	0
195°	2	83 (100)	5	7	2
225°	32	50 (100)	12	6	0
255°	46 (90)	27 (10)	23	4	0
285°	80 (100)	5	12,5	2,5	0
315°	—	—	—	—	—
345°	—	—	—	—	—

TABELLE 3

Anzahl der Werte und prozentuale Häufigkeit der Fälle für Aus-, Ein- und Querstrom und schwache Strömungen ohne Richtungsangabe (< 5 cm/s) in den Windgeschwindigkeitsstufen v_1 bis v_4

Windstärke	Ausstrom		Einstrom		Querstrom		Schw. Strom	
	Anzahl der Werte	in %	Anzahl der Werte	in %	Anzahl der Werte	in %	Anzahl der Werte	in %
v_1	6	100	—	—	—	—	—	—
v_2	578	75	92	12	97	13	4	< 1
v_3	308	69	89	20	45	10	2	< 1
v_4	39	52	36	48	—	—	—	—
Summe %-ges.	931	72	217	17	142	11	6	1

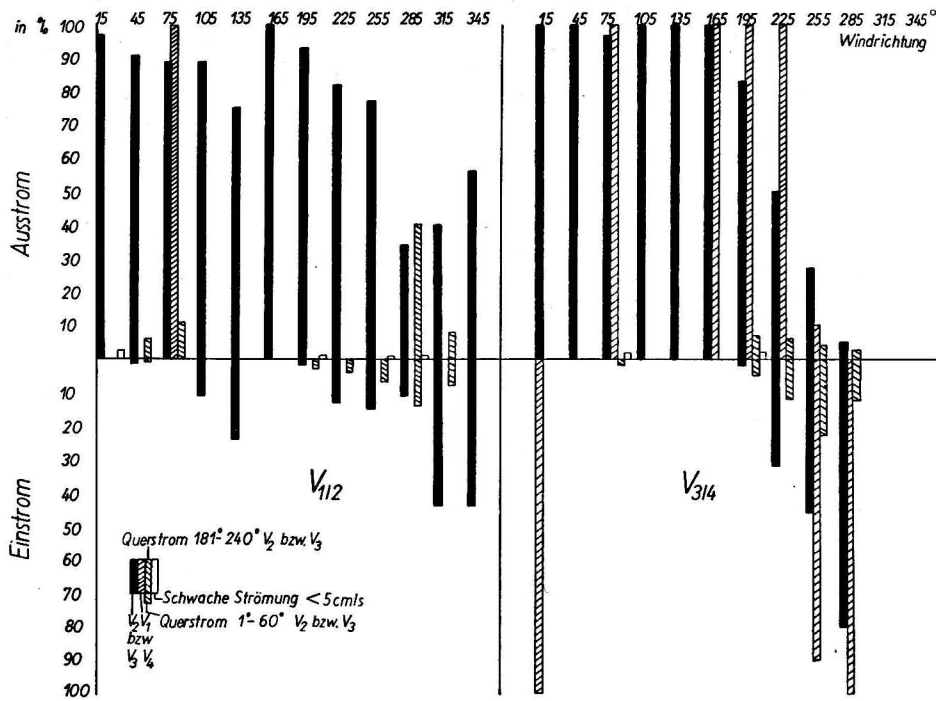


Abb. 1. Prozentuale Verteilung von Ein-, Aus- und Querstrom, sowie schwachem Strom (<5 cm/s) in der Tiefenschicht 0-7,5 m

TABELLE 4

Prozentuale Verteilung der Meßwerte über das gesamte Jahr

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
-	-	0,2	-	44,5	-	-	19,3	2,8	0,2	25,8	7,2

Unter der Voraussetzung, daß Winde aus den Sektoren 15° bis 195° r. w. ausstromfördernd und aus den Sektoren 225° bis 345° r. w. einstromfördernd wirken, ergibt sich die in Abb. 2 dargestellte Verteilung. Die aus dem Wasserhaushalt der Ostsee resultierende Ausstromtendenz wirkt sich in allen Geschwindigkeitsstufen aus. Die Stufe v₁ wird hierbei wegen der zu geringen Werteanzahl außer Betracht gelassen. Der Ausstrom überwiegt den ihn fördernden Wind in den 3 betrachteten Stufen bei abnehmender Differenz mit zunehmenden Windstärken. Entsprechend treten wesentlich weniger Einstromfälle auf als einstromfördernde Winde, bei ebenfalls abnehmender Differenz nach hohen Windstärken. Bei Windstärken v₄ betragen die Differenzen noch 1%. Mit zunehmender Windstärke verringert sich gleichzeitig die Anzahl der Querstromfälle auf 0% bei Stärken v₄ (Tab. 3). In Abb. 4 kommt der

gleiche Sachverhalt zum Ausdruck. Die Windstärkestufe v₁ bleibt aus oben genannten Gründen auch hier außer Betracht. Aus Abb. 3 geht die Verteilung des Windmeßmaterials der 5-m-Tiefenstufe innerhalb der Windstärkestufen v₂ bis v₄ auf die Richtungsintervalle hervor, und es zeigt sich ein markantes Überwiegen der einstromfördernden Windrichtungen bei Windstärken v₄, was sich in einer Zunahme der mittleren Einstromgeschwindigkeit ausdrückt.

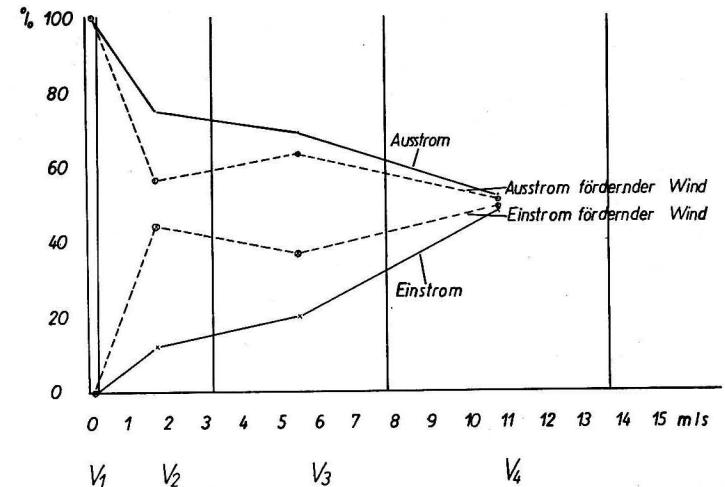


Abb. 2. Häufigkeit von Ein- und Ausstrom, sowie ein- und ausstromförderndem Wind in %, in Abhängigkeit von den Windstärkestufen v₁ bis v₄

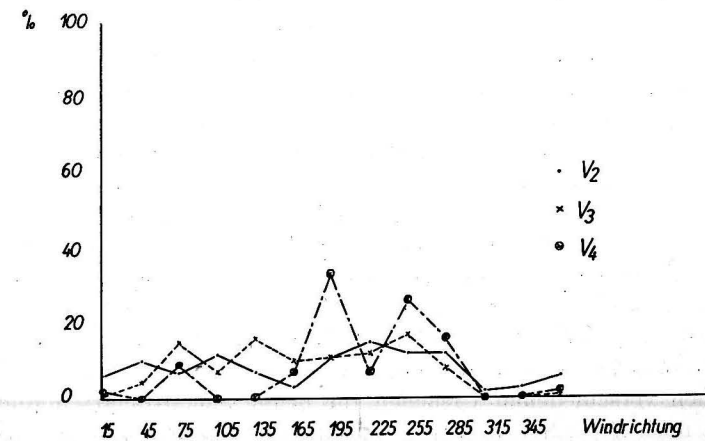


Abb. 3. Häufigkeit der Windrichtungen innerhalb der Geschwindigkeitsstufen v₂ bis v₄ auf der Basis der Meßwerte in 5 m Tiefe

Bei den *Windgeschwindigkeiten* v_3 ist eine gute Zuordnung der Strömungsrichtungen zu den Windrichtungsgruppen möglich (Abb. 1). Überwiegender Ausstrom ist bei den Windrichtungen von 30° bis 210° r.w. eindeutig. Der Richtungsbereich 210° – 270° r.w. bildet den Übergang zum vorherrschenden Einstrom, der bei 270° r.w. beginnt. Da die beiden Richtungsgruppen 315° und 345° auf Grund der Windverteilung nicht besetzt sind, ist die zweite Grenze nicht definierbar. Der in der Richtungsgruppe 15° mit 100% vorhandene Ausstrom basiert auf 3 Meßwerten und kann nicht als eindeutig angesehen werden. In den Richtungsgruppen 195° bis 285° r.w. fällt ein merklicher Anteil an Querströmen auf. Die anfangs noch überwiegende Häufigkeit von Querströmungen nach S bis SW fällt in diesem Bereich kontinuierlich von 7% auf 2,5% ab, während sie nach N bis NE bis zum Richtungsbereich 255° von 5% auf 23% ansteigt, dann bei 285° aber zurückgeht auf 12,5%. Das Auftreten der Querströmungen deckt sich vollständig mit dem Übergang von aus- zu einstromerzeugenden Windrichtungen und ist in den Übergangsgruppen 225° und 255° am häufigsten. Es ist zu beachten, daß auf Grund der kanalartigen Begrenzung des Fehmarnbeltes die Rechtsdrehung des Windes von SE- auf S-Richtungen zunächst in den meisten Fällen, in denen Querstrom erzeugt wird, eine Linksdrehung der Strömung zur Folge hat, d. h., es treten vorherrschend Querströmungen nach S bis SW auf. Das weitere Rechtsdrehen des Windes bewirkt ein stetiges Übergehen zu nach N bis NE gerichteten Querströmungen, deren Gesamthäufigkeit im Richtungsbereich 285° bereits stark abnimmt.

Die Verteilung der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten auf die Windrichtungsbereiche geht aus Abb. 4 hervor. Die mittleren Ausstromgeschwindigkeiten haben ihre höchsten Werte in den Bereichen 30° bis 60° und 90° bis 120° r.w. Die Ursache für das Auftreten eines sekundären Minimums zwischen beiden ist hier nicht klärbar. Die Geschwindigkeiten sinken bei Rechtsdrehung des Windes von 52 cm/s gleichförmig ab und erreichen im Übergangsbereich zum Einstrom etwa 20 cm/s. Im Bereich der einstromerzeugenden Windrichtungen liegt erwartungsgemäß das Minimum der Ausstromgeschwindigkeiten, das sich infolge der fehlenden Meßwerte in den Bereichen 315° und 345° nicht eindeutig lokalisieren läßt und im Bereich 285° einen Mittelwert von 15 cm/s hat. Dem Absinken der Ausstromgeschwindigkeiten geht der Anstieg der Einstromgeschwindigkeiten parallel. Im Übergangsbereich betragen sie wie die Ausstromgeschwindigkeiten etwa 20 cm/s. Sie steigen im angrenzenden einzigen Einstrombereich 285° auf 28 cm/s an. Die Geschwindigkeiten des nach S bis SW setzenden Querstromes bleiben im Übergangsbereich unter den Ausstromwerten, während die des nach N bis NE setzenden mit denen des Einstromes nahezu übereinstimmen, was seine Erklärung wahrscheinlich in grundsätzlich verschiedenen Ursachen für beide Querstromarten findet. Der Querstrom nach S bis SW resultiert aus Stauerscheinungen an der Küste von Laaland, er setzt gegen den Wind und hat daher geringere als die normalen Ausstromgeschwindigkeiten in diesem Bereich. Der nach N bis NE setzende

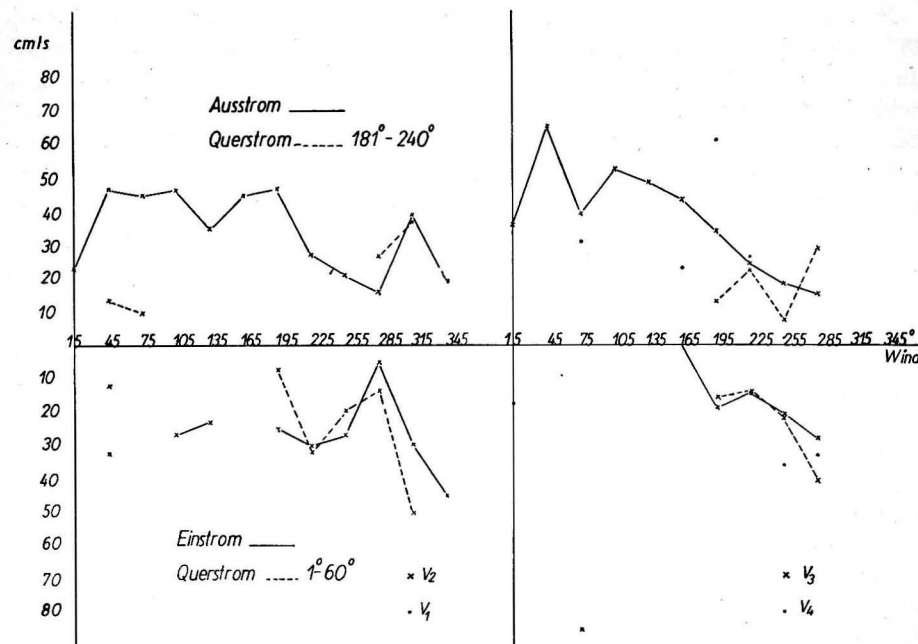


Abb. 4. Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten bei Ein- und Ausstrom in der Tiefenschicht 0–7,5 m

Querstrom ist demgegenüber ein mit dem Wind setzender Strom, der durch zeitlich begrenzten Starkwind hervorgerufen wird. Zeitlich und räumlich stärkere Abweichungen sind bei einem 24stündigen Mittelwert nicht ungewöhnlich.

Die Ergebnisse für die *Windgeschwindigkeiten* v_4 ergänzen die bisherigen Aussagen, sind jedoch auf Grund von geringer Wertezahl nur in den Windrichtungsbereichen 255° und 285° begrenzt selbst aussagekräftig. Der Grenzbereich Ein-/Ausstrom deckt sich offensichtlich mit dem der Gruppe v_3 , erscheint hier jedoch schärfer ausgebildet. Die mittleren Einstromgeschwindigkeiten liegen etwa 10 cm/s höher als die der Gruppe v_3 . Querströmungen treten nicht auf.

Für die *Windgeschwindigkeiten* v_2 ergibt sich keine klare Trennung von Aus- und Einstrombereich, da erwartungsgemäß bei abnehmender Windstärke der unmittelbare Windeinfluß zugunsten anderer strömungserzeugender Ursachen zurückgehen muß. Der Bereich ist außerdem gekennzeichnet durch eine große Vielfalt der Wetterlagen, besonders sind hier die Umstellungslagen enthalten. Gegenüber Wetterlagen mit hohen Windstärken variieren bei solchen mit geringeren Windstärken besonders die meteorologischen Bedingungen in den an das Untersuchungsgebiet grenzenden Meeresteilen, so daß deren Einfluß durch die mittleren Windverhältnisse über der westlichen Ostsee nicht mehr eindeutig erfaßt wird.

Nur im Windrichtungsbereich 300° bis 330° r.w. setzt sich Einstrom mit 44% gegenüber 40% Ausstrom in der gesamten oberflächennahen Schicht durch. Aus der Untersuchung der einzelnen Tiefenstufen der oberflächennahen Schicht geht jedoch hervor, daß auch im Bereich 330° bis 360° r.w. in 1 m Tiefe Einstrom in 69% der Fälle auftritt. Das Zurückgehen der Einstromhäufigkeit auf 44% gegenüber 56% Ausstrom in der gesamten Schicht ist auf den überwiegenden Ausstrom in den Tiefen 2,5 und 5 m zurückzuführen, wobei zu beachten ist, daß die Gesamtzahl der Messungen in diesen Tiefen geringer ist als die der Messungen an der Oberfläche und deshalb auch eine geringere Sicherheit besitzt. In allen übrigen Richtungsbereichen überwiegt der Ausstrom. Die Zunahme der Einstromhäufigkeit auf 44% in den Bereichen 315° und 345° läßt einen gewissen Vergleich mit den Ergebnissen für v_3 und v_4 zu.

Die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten liegen im gesamten ausstromerzeugenden bzw. -verstärkenden Bereich von 30° bis 210° r.w. ausgeglichen bei 45 cm/s.

Im Bereich 210° bis 270° r.w. (Übergangsbereich von Aus- zu Einstrom bei v_3) nehmen die Ausstromgeschwindigkeiten auf 27 cm/s bzw. 21 cm/s ab, bei nur geringer Zunahme der Einstromgeschwindigkeiten um weniger als 5 cm/s auf etwa 30 cm/s bzw. 27 cm/s. Wenn auch nicht ausgeprägt, so kann doch der anschließende Bereich 285° als Übergang von Aus- zu Einstrom, gegenüber dem Ergebnis bei v_3 um 30° r.w. gedreht, bezeichnet werden. Aus- wie Einstromgeschwindigkeit erreichen ein Minimum zugunsten stärkerer Querströmungen nach S bis SW und N bis NE, deren Häufigkeiten um 7% bzw. 3% größer sind als die des reinen Aus- und Einstromes. In den Bereichen 315° und 345° erreicht die Einstromhäufigkeit ihre höchsten Werte mit in beiden Fällen 44% und übersteigt die Ausstromhäufigkeit im Bereich 315° um 4%, während sie jedoch im Bereich 345° aus obengenannten Gründen um 12% geringer ist.

Die Einstromgeschwindigkeit erreicht mit 30 cm/s bzw. 45 cm/s ihre höchsten Werte, dagegen bleibt die Ausstromgeschwindigkeit mit 19 cm/s gering. Der Anstieg auf 39 cm/s im Bereich 315° ist bei geringer Wertezahl (10 Werte) in einer besonderen meteorologischen Vorsituation begründet.

Der zweite Übergangsbereich zu eindeutigem Ausstrom, hier im Gegensatz zu v_3 durch Meßwerte belegt, liegt zwischen den Windrichtungsbereichen 345° und 15° , möglicherweise noch innerhalb des Bereiches 345° , so daß der Ausstromsektor mit weniger als 60° sehr schmal ist.

IV. Der Tiefenbereich 10 m bis zum Boden

Die Untersuchungen der Tiefenströmungen im Bereich 10 m Tiefe bis zum Boden erstrecken sich vorläufig nur auf die Strömungsrichtung.

Bearbeitet wurden die Meßwerte der Standardtiefen 10 m, 15 m, 20 m, die Meßwerte 1 m über dem Boden (26–27 m Tiefe) und vereinzelte Werte aus Zwischenstufen. Die Verteilung des Meßmaterials auf die Windgeschwindigkeits- und Tiefenstufen ist aus Tab. 5 zu entnehmen.

TABELLE 5

Verteilung der Meßwerte auf die Windgeschwindigkeitsstufen v_1 bis v_4 und die Tiefenstufen 10 m bis Boden

Tiefe	Windstärke				Summe
	v_1	v_2	v_3	v_4	
10 m	1	319	210	46	576
12,5 m		4		1	5
15 m	1	346	204	47	598
20 m	2	242	210	49	503
Boden	2	361	218	48	629
Summe	6	1272	842	191	2311

Wie für die oberflächennahen Strömungen ergibt sich auch hier eine sehr unterschiedliche Verteilung des Meßmaterials auf die Windgeschwindigkeitsstufen v_1 bis v_4 . Die Ursachen für die sehr geringe Anzahl in der Stufe v_1 und die relativ wenigen Werte in der Stufe v_4 wurden bereits oben angeführt. Aussagen lassen deshalb nur die mittleren Windgeschwindigkeitsstufen v_2 und v_3 zu. v_1 und v_4 werden nur zur Ergänzung oder zur Angabe der Tendenz nach niedrigeren bzw. höheren Windstärken herangezogen.

In den 12 Windsektoren ergibt sich gegenüber dem natürlichen Hauptstromstrich 300° – 120° im Mittel eine Rechtsablenkung um 15° bis 20° in allen Tiefen. Ebenso ergibt sich eine Rechtsablenkung in den Querstromsektoren, besonders bei S- bis WNW-Winden, die nicht auf unmittelbaren Windeinfluß zurückgeführt werden kann. Sie bleibt bis zum Boden hin erhalten.

In Abb. 5a bis l wurden die Häufungsmaxima der Strömungsrichtungen in jeder Tiefe dargestellt. Sehr gut läßt sich der Übergang von Ausstrom zu Einstrom in den Windrichtungssektoren 225° , 255° und 285° verfolgen und umgekehrt der Übergang von Einstrom zu Ausstrom in den Sektoren 345° und 15° , wenn auch im letzten Fall nur für die Windgeschwindigkeitsstufe v_2 . Demgegenüber herrschen in allen übrigen Sektoren bis in jeweils eine bestimmte Tiefe eindeutige Verhältnisse von Ein- bzw. Ausstrom vor.

Die bei den Ausstromlagen bekannte und zu erwartende Stromumkehr in der Tiefe tritt bei E- bis SW-Winden markant in Erscheinung. Die vertikale Mächtigkeit dieser Ausgleichsströmung am Boden steht in Beziehung zur Windrichtung und -stärke, wie Abb. 6 und 7 für v_2 und v_3 zeigen. Die mittleren Tiefenlagen der Stromumkehrschicht wurden aus Abb. 5a bis l entnommen. Für v_1 und v_4 ist die Abhängigkeit aus dem vorliegenden Material leider wegen der zu geringen Wertezahl nicht eindeutig festzustellen.

Bei Wind der Stärke v_2 herrscht Einstrom in der gesamten Wasserschicht bei den Windrichtungen 270° – 360° r.w., mit Ausnahme der mittleren Tiefen 15 m und 20 m des Windrichtungssektors 315° und den Tiefen bis 7,5 m des Sektors 285° , in denen Querstrom nach SW setzt. Der Querstrom des Sektors 285° liegt zwischen 239° an der Oberfläche und 219° in 7,5 m Tiefe (Abb. 5j), d. h. am Über-

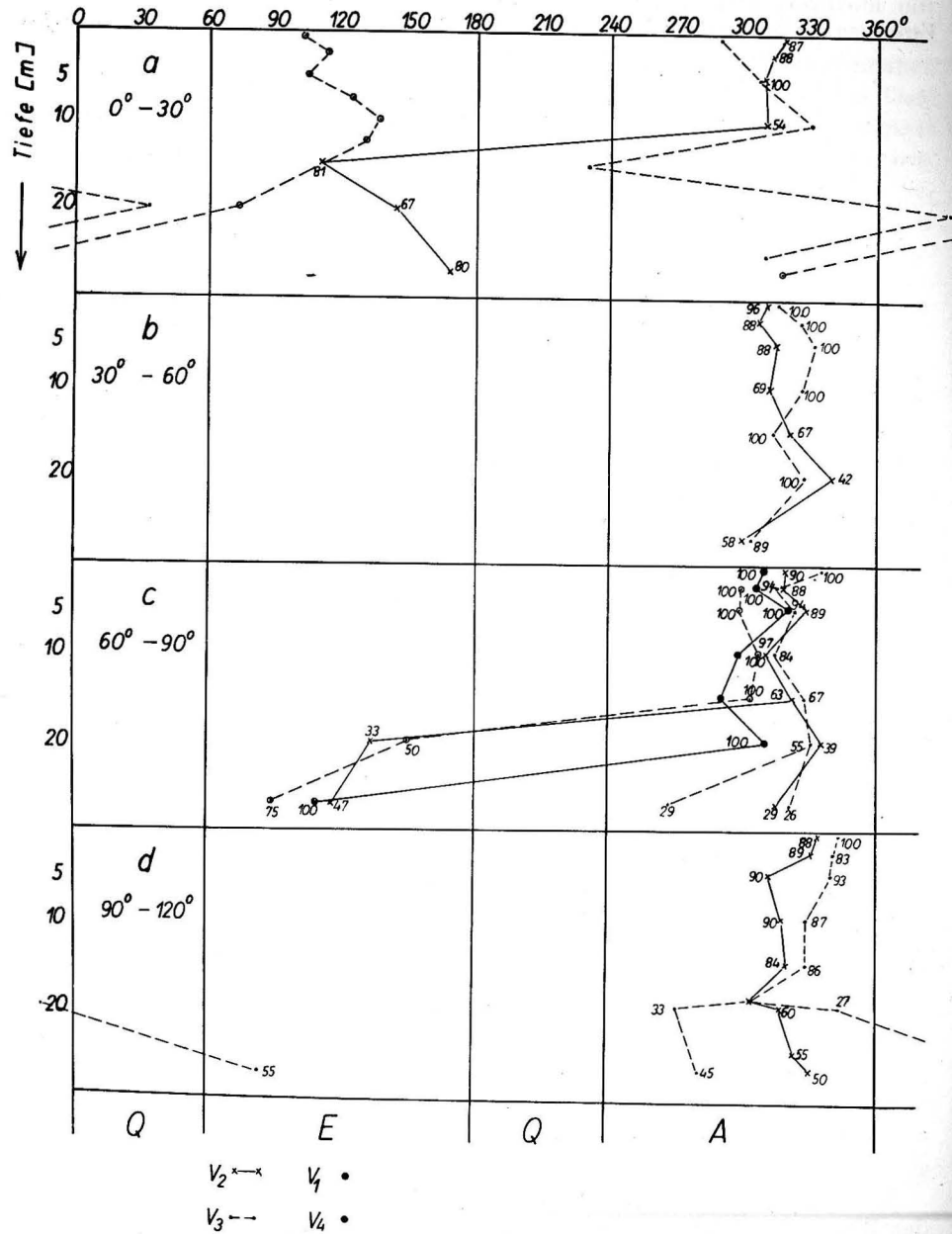


Abb. 5a-1. Vertikale Verteilung der größten Häufigkeitsanteile der Strömungsrichtung in 12 Windrichtungssektoren. (Ziffern an den Tiefenstufen = Häufigkeit in %, E = Einstrom, A = Ausstrom, Q = Querstrom)

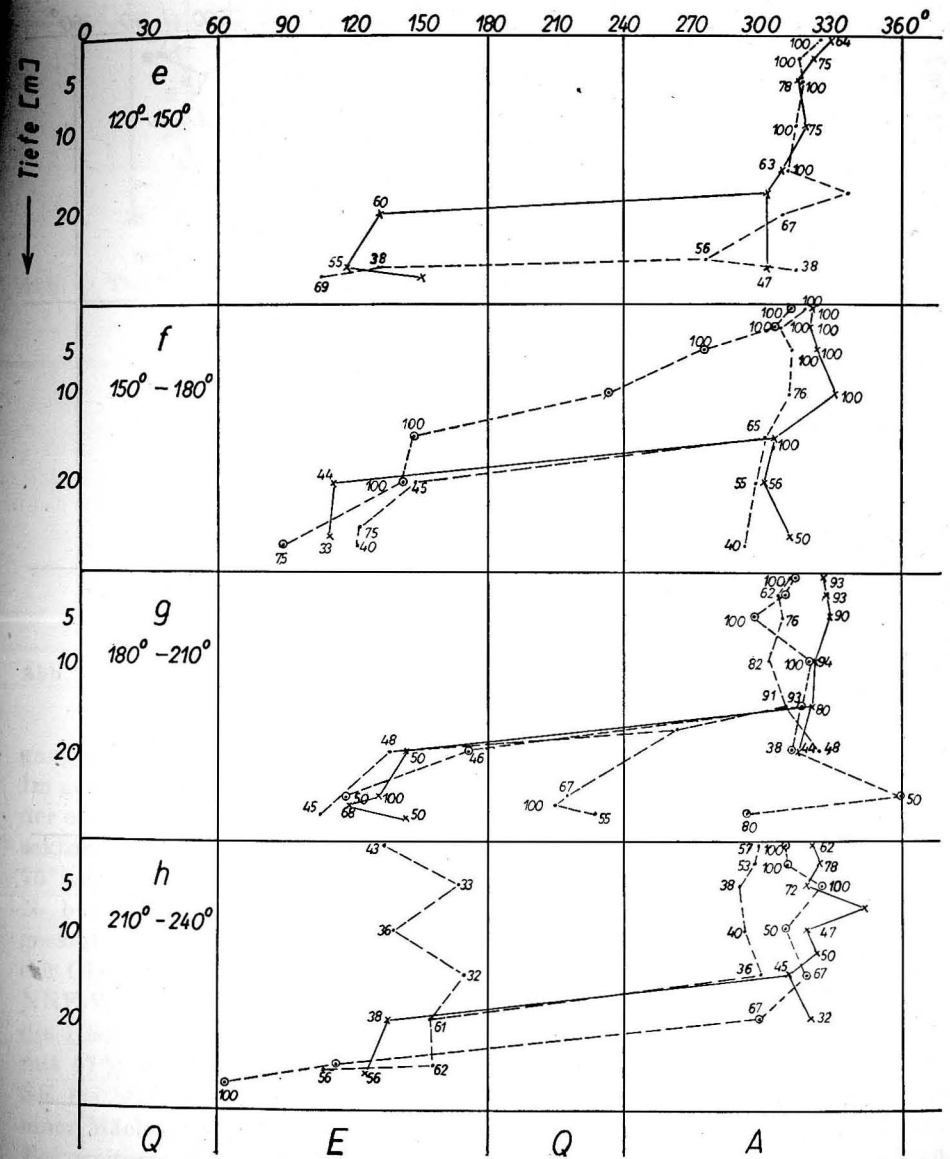


Abb. 5 e-h

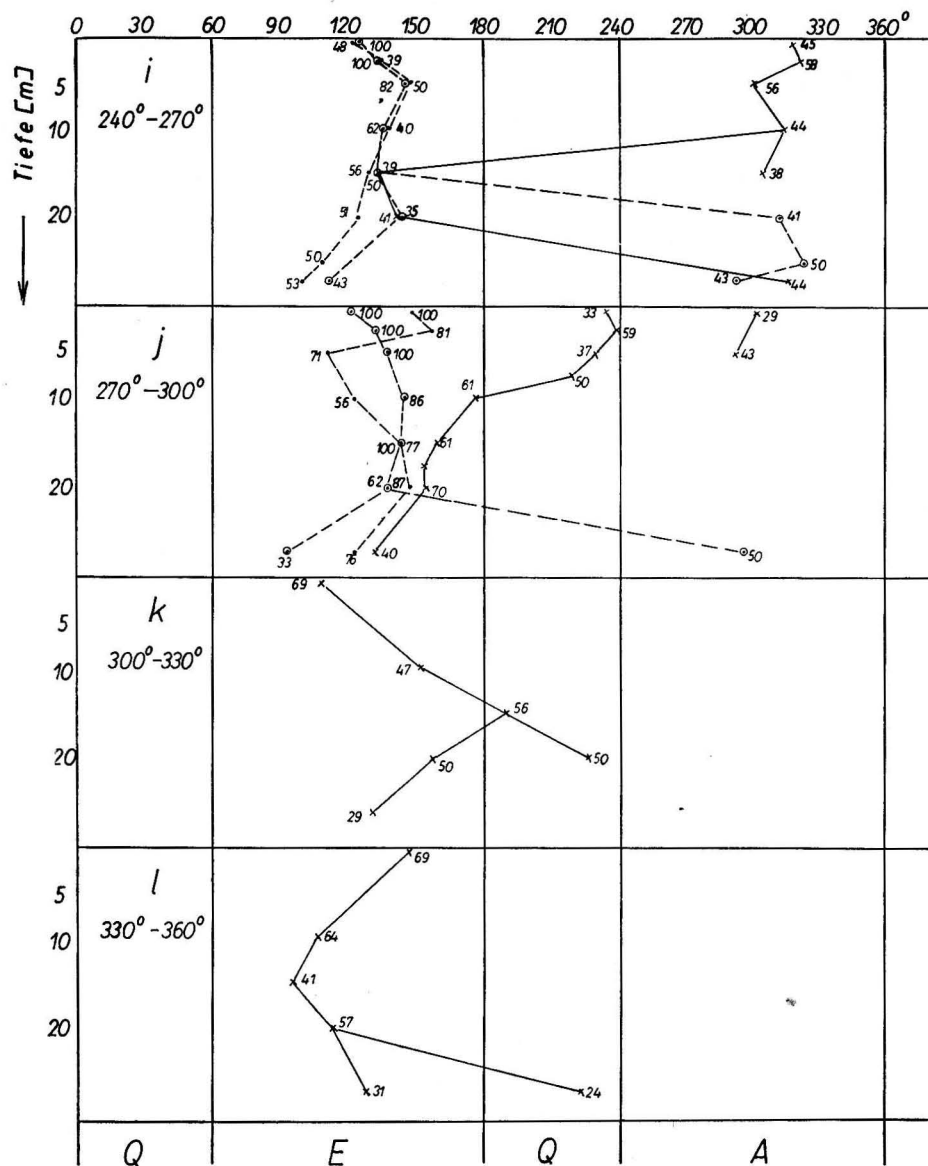
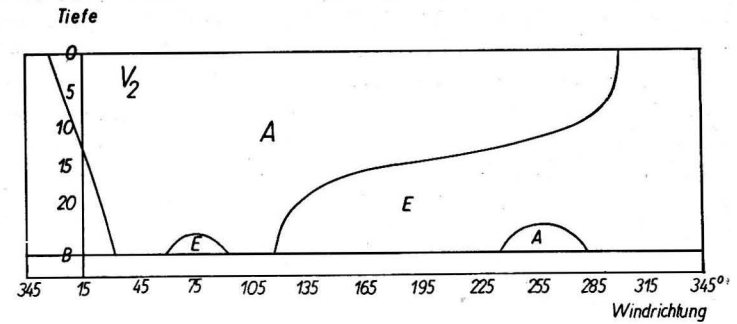
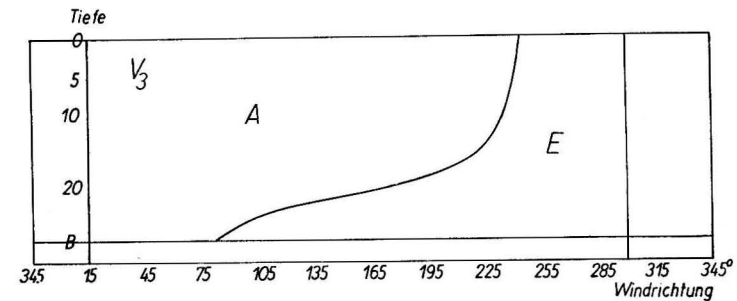


Abb 5 i-1

Abb. 6. Tiefenlage der Stromumkehrschicht in Abhängigkeit von der Windrichtung bei Windstärken v_2 Abb. 7. Tiefenlage der Stromumkehrschicht in Abhängigkeit von der Windrichtung bei Windstärken v_3

gang vom Querstrom zum Ausstrom, und wurde deshalb letzterem zugeordnet. Im gesamten Windrichtungsbereich 0° bis 270° r.w. überwiegt demgegenüber in der oberflächennahen Schicht der Ausstrom, der sich allerdings nur in den Windsektoren 45° und 105° eindeutig bis zum Boden durchsetzt, während im Sektor 75° eine bodennahe Einstromschicht existiert. Danach besteht im Bereich von N- bis NNE-Winden ein scharfer Übergang von Einstrom zu Ausstrom in der gesamten Wasserschicht (Abb. 6). Die Tiefenlage der Umkehrschicht sinkt von der Oberfläche bei Winden aus NNW bis N auf 10 m bis 15 m Tiefe bei N- bis NNE-Wind und weiter bis zum Boden bei NE-Wind. Bei ENE-Wind steigt die Häufigkeit von Einstrom in Bodennähe mit 53% über die des Ausstromes mit 47% unter Einschluß der Querströmungen an. Im Windrichtungsbereich SE bis SSE tritt die Einstromschicht am Boden wieder in Erscheinung mit einer Mächtigkeit von etwa 5–6 m bei SE, ansteigend auf etwa 9 m bei SSE. Bei weiterer Rechtsdrehung des Windes nimmt die Schichtdicke weiter zu und erreicht bei SW-Wind etwa 11 m.

Im Richtungssektor 255° tritt am Boden unterhalb der Einstromschicht mit einer Häufigkeit von 53% eine Ausstromzunge gegenüber Einstrom mit 47% in Erscheinung; das gleiche deutet sich im Sektor 285° an, wenn dem Aus-

strom am Boden (25%) ein Querstrom (33%) nach 239°, der damit nur um 1° vom Ausstromsektor abweicht, zugeordnet wird. Im Bereich der WSW-Winde liegt die Umkehrschicht des Stromes bereits in etwa 13 m Tiefe. Wie oben erwähnt, herrschen bei WNW-Wind bis 7,5 m Tiefe Querströmungen nach etwa 220 bis 240° vor, die dem Ausstrom zugeordnet werden können, jedoch bereits den Übergang zum Einstrom in der gesamten Schicht markieren.

Es kann gesagt werden, daß sich bei den Windstärken v_2 im Bereich der NE- bis ESE-Richtungen in den meisten Fällen Ausstrom bis zum Boden, bei höchstens einer schwachen Einstromschicht am Boden bis maximal 7 m Dicke, durchsetzt, Einstrom mit der höchsten Häufigkeit im Bereich der WNW- bis N-Richtungen in der gesamten Schicht auftritt und bei den übrigen Windrichtungen eine Stromumkehrschicht in 10 m bis 20 m Tiefe existiert.

Abb. 7 gibt die Tiefenlage der Stromumkehrschicht für die Windstärken v_3 wieder. Wie schon bezüglich des Oberflächenstromes erwähnt, lassen sich hier leider keine Schlüsse auf den Bereich des Überganges von Einstrom zu Ausstrom ziehen, da in den Windrichtungsbereichen 315° und 345° keine Meßwerte vorhanden sind.

Ausstrom bis zum Boden setzt sich bei NE bis E durch. Winddrehung nach rechts bewirkt am Boden Einstrom mit wachsender Schichtmächtigkeit, wie bei den Winden der Stärke v_2 . Bei SW-Wind liegt die Umkehrschicht in 15 m Tiefe. Weitere Rechtsdrehung des Windes nach WSW bewirkt einen scharfen Übergang zu Einstrom in der gesamten Schicht, der im ganzen Bereich der WSW- bis NW-Windrichtungen erhalten bleibt. Der Einstrom setzt sich bei höheren Windstärken gegenüber den Stärken v_2 wesentlich früher — um 60° nach links gedreht — in der gesamten Schicht durch.

Literatur

- [1] WYRTEKI, K., Graphische Ermittlung des Gradienten eines ebenen skalaren Feldes und ihre Anwendung . . . Ann. d. Met., (1953/54) 1/2.
- [2] Meteorologischer Dienst der DDR, Bodenwetterkarten der Seewetterdienststelle Warnemünde. 1951—63.
- [3] DIETRICH, G., Oberflächenströmungen im Kattegat, im Sund und in der Beltsee. Dtsch. Hydrogr. Z., (1951) 4/5/6.
- [4] BROGMUS, W., Eine Revision des Wasserhaushaltes der Ostsee. Kiel 1952, Diss.

Anschrift des Verfassers:

Dipl.-Met. R. HELM, Institut für Meereskunde Warnemünde, Seestr. 15

Über die Bedeutung des dynamischen Fehlers bei ozeanographischen Temperaturmessungen

Von KAZIMIERZ RÓZDZYŃSKI

Zusammenfassung: Für das Übertragungsverhalten des Temperaturmeßfühlers wird eine Differentialgleichung abgeleitet, mit deren Hilfe das Ausgangssignal des Temperaturmeßfühlers für 4 spezielle Klassen von Eingangsfunktionen berechnet wird. Numerische Abschätzungen zeigen, daß unter praktischen Bedingungen der durch die thermische Trägheit des Fühlers hervorgerufene dynamische Meßfehler den statischen Meßfehler größenordnungsmäßig übertreffen kann. Die vom Thermometerhersteller üblicherweise allein angegebene statische Meßgenauigkeit ist daher für die Beurteilung der Genauigkeit bei der ozeanographischen Temperaturmessung keine ausreichende Kenngröße.

Das Bestreben, neuzeitliche elektrische und elektronische Meßgeräte und Verfahren für ozeanographische und hydrologische Zwecke zu verwenden, führte dazu, die für Temperaturmessungen in der Vertikalen benutzten Kippthermometer durch bewegliche Temperatursonden mit Flüssigkeits-, Widerstands- oder Halbleitermeßfühlern zu ersetzen. Halbleitermeßfühler erregten im besonderen das Interesse der Wissenschaftler. Es scheint jedoch, daß bei der Einschätzung dieser Geräte das Problem der *dynamischen* Meßfehler oft als unwesentlich übergangen wird. Die sich aus der begrenzten Wärmeübertragungsgeschwindigkeit ergebenden dynamischen Meßfehler, die in vielen anderen Fällen tatsächlich unwesentlich sind, besitzen jedoch für Untersuchungen der senkrechten Temperaturverteilung im Meer bei Verwendung der obengenannten Geräte, die mit verschiedenen und oft zufälligen Geschwindigkeiten versenkt werden, eine erstrangige Bedeutung. Besonders bei Komplexuntersuchungen, bei denen neben der senkrechten Temperaturverteilung auch chemische, optische, akustische u. a. Eigenschaften ermittelt und zueinander in Beziehung gesetzt werden sollen, dürfen die dynamischen Meßfehler nicht übergangen werden.

Ausführlichere Darstellungen des Problems des dynamischen Temperaturmeßfehlers sind in der Literatur nur selten zu finden und betreffen zumeist Beispiele aus dem Bereich der Industrie.

Die nachfolgende mathematische Analyse der Wärmeübertragung und die aus ihr hervorgehenden methodischen und konstruktiven Folgerungen sowie eine Darstellung der Meßfehler für ein konkretes Beispiel sollen die Tragweite des Problems erkennen lassen.

Wie schon bemerkt, liegt die Ursache der dynamischen Meßfehler in der begrenzten Geschwindigkeit, mit der die Wärme der Umgebung zum Meßfühler geleitet wird. Dieser Vorgang läßt sich mathematisch annähernd durch das NEWTONsche Abkühlungsgesetz erfassen. Mit den Bezeichnungen

- S — Wärmeübertragungsfläche des Meßfühlers,
 k — Übertragungskoeffizient, abhängig von der Art und der Geschwindigkeit des Mediums,
 ϑ — Temperatur des Mediums,
 ϑ_n — Temperatur des Meßfühlers,
 t — Zeit,
 Q — Wärmehalt des Meßfühlers

kann man die Wärmeübertragung durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\frac{dQ}{dt} = S k (\vartheta - \vartheta_n). \quad (1)$$

Die in der Zeiteinheit dt auf den Meßfühler übertragene Wärmemenge beträgt somit

$$dQ = S k (\vartheta - \vartheta_n) dt. \quad (2)$$

Es besteht aber auch die Möglichkeit, die Wärmemenge dQ mittels des Temperaturzuwachses $d\vartheta_n$ des Meßfühlers auszudrücken

$$dQ = c \cdot M \cdot d\vartheta_n, \quad (3)$$

wenn

- c — spezifische Wärme des Meßfühlers,
 M — Masse des Meßfühlers

bedeuten. Aus den Gleichungen (2) und (3) ergibt sich:

$$\frac{d\vartheta_n}{dt} + \frac{S k}{c M} \vartheta_n = \frac{S k}{c M} \vartheta$$

oder, wenn man $\frac{c M}{S k} = \text{const}$ mit τ bezeichnet und diese Größe als Zeitkonstante des Meßfühlers ansieht,

$$\frac{d\vartheta_n}{dt} + \frac{\vartheta_n}{\tau} = \frac{\vartheta}{\tau}. \quad (4)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung für $\vartheta = \text{const}$ hat die Form

$$\vartheta_n = e^{-\int \frac{dt}{\tau}} \left[\int \frac{\vartheta}{\tau} e^{\int \frac{dt}{\tau}} dt + C_1 \right] = C_1 e^{-\frac{t}{\tau}} + \vartheta.$$

Nach Einführung einer Anfangsbedingung, z. B. $\vartheta_n(t)_{t=0} = 0$ ergibt sich:

$$\vartheta_n = \vartheta \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (5)$$

Damit erhält die Gleichung des dynamischen Meßfehlers die Form

$$\Delta\vartheta_n \equiv \vartheta - \vartheta_n = \vartheta e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (6)$$

Aus Gl. (5) ergibt sich die Möglichkeit, die Zeitkonstante eines Meßfühlers auf empirischem Weg festzustellen. Für $t = \tau$ gilt nämlich

$$\vartheta_n(\tau) = \vartheta \left(1 - \frac{1}{e} \right) = 0,63 \vartheta.$$

Für die Bestimmung der Zeitkonstante genügt es, den vollständigen Meßfühler von der Lagerstelle, wo eine konstante und bekannte Temperatur (z. B. 0 °C) herrschte, sprunghaft in ein Bad mit einer beliebigen anderen Temperatur zu bringen. Die Zeit, in der der Meßfühler 63% des Temperaturunterschiedes erreicht und anzeigt, ist die Zeitkonstante. Die Genauigkeit der empirischen Feststellung der Zeitkonstante erhöht sich selbstverständlich bei größeren Temperaturunterschieden.

Je kleiner die Zeitkonstante ist, das heißt, je kleiner die Masse M des Meßfühlers und seine spezifische Wärme c und je größer die Wärmeübertragungsfläche S und der Übertragungskoeffizient k sind, desto schneller nähert sich die Temperatur des Meßfühlers dem Endwert, das heißt, der Temperatur des Mediums.

Die Verzögerung der Temperaturanzeige des Meßfühlers kommt im allgemeinen durch die Verzögerung der Wärmeübertragung vom Medium auf die Schutzhülle des Meßfühlers und die Verzögerung der Wärmeübertragung von der Schutzhülle auf den Meßumformer zustande. Dabei ist der zuletzt genannte Faktor von besonderer Bedeutung. In modernen Entwicklungen der Widerstandsthermometer wird z. B. der Platindraht in dünnwandige keramische Trägerrohre eingepreßt. Für niedrige Temperaturen wird ein dünnwandiges Metallschutzrohr, das den Meßumformer aufnimmt, mit WOOD-Legierung ausgefüllt. Diese Konstruktion bietet einen guten Schutz gegen Korrosion und Beschädigung und gewährleistet Zeitkonstanten in der Größenordnung von 2,5 s. Die Zeitkonstanten der gegenwärtig verwendeten Temperaturfühler liegen in der Größenordnung:

	τ
Thermistoren	1–10 s
Widerstandsthermometer	2,5–10 s
Quecksilberthermometer	2–20 s

Die vorstehende Einführung, die den Vorgang der Wärmeübertragung erklärt, gestattet auch den Übergang zur eingehenden Behandlung des Verlaufes und der Größe der dynamischen Meßfehler. Gl. (6) ergibt den dynamischen Meßfehler nur für den Fall, daß die Umgebungstemperatur des Meßfühlers sich sprunghaft verändert, was geschehen kann, wenn z. B. die Temperatursonde von Bord eines Schiffes ins Wasser gesenkt wird. Die Temperatur der tiefer liegenden Wasserschichten verändert sich dagegen stetig nach einer bestimmten Funktion. Als meist auftretend können folgende elementare Temperatur-

verteilungen angesehen werden:

- a) $= at + b$,
- b) $= at^2 + bt$,
- c) $= at^2 + bt + c$,
- d) $= at^3 + bt^2 + ct + d$.

Der dynamische Meßfehler für eine Temperaturverteilung nach Gleichung a) kann berechnet werden, wenn man die betreffende Verteilung in die Gl. (4) einführt:

$$\frac{d\vartheta_n}{dt} + \frac{1}{\tau} \vartheta_n = \frac{1}{\tau} (at + b).$$

Das unbestimmte Integral dieser linearen Differentialgleichung erster Ordnung ergibt sich nach der bekannten Formel:

$$\vartheta_n = e^{-\frac{t}{\tau}} \left[\int \frac{at+b}{\tau} e^{+\frac{t}{\tau}} dt + C_1 \right].$$

Die Lösung des Integrals hat die Form

$$\vartheta_n = at + b - a\tau + C_1 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Das Einführen einer Anfangsbedingung, z. B. $\vartheta_n(t)_{t=0} = b$ ermöglicht die Bestimmung der Integralkonstante; es ergibt sich $C_1 = a\tau$. Hiermit findet man für diesen Fall die folgende Gleichung für den dynamischen Meßfehler:

$$\Delta\vartheta_n = \vartheta - \vartheta_n = a\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right).$$

Die Gleichungen der dynamischen Meßfehler für die übrigen der oben angeführten elementaren Verteilungsfunktionen wurden in gleicher Weise berechnet und ebenfalls in der Tabelle zu Abb. 2 dargestellt.

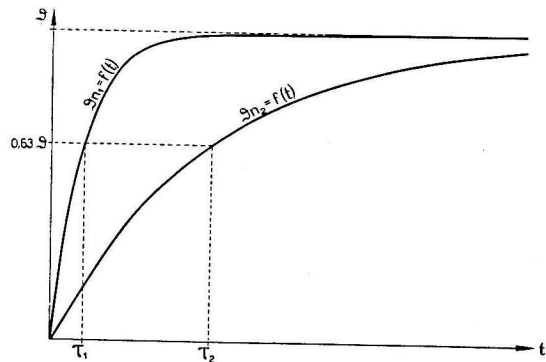


Abb. 1. Temperaturveränderung zweier Meßfühler mit verschiedenen Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 bei einer sprunghaften Veränderung der Umgebungstemperatur um den Wert ϑ

Bild der Funktion	Gleichung der Funktion	Gleichung des dynamischen Fehlers	Lösung
	$\vartheta = a$	$\Delta\vartheta_n = \vartheta e^{-t/\tau}$ $\Delta\vartheta_n = (\vartheta - \vartheta_0) e^{-t/\tau}$	für $t=0$ $\vartheta_n = 0$ für $t=0$ $\vartheta_n = \vartheta_0$
	$\vartheta = at + b$	$\Delta\vartheta_n = a\tau(1 - e^{-t/\tau})$	für $t=0$ $\vartheta_n = b$
	$\vartheta = at^2 + b$	$\Delta\vartheta_n = 2a\tau(t - \tau) + (2a\tau^2 + b)e^{-t/\tau}$	für $t=0$ $\vartheta_n = 0$
	$\vartheta = at^3 + bt^2 + ct + d$	$\Delta\vartheta_n = \tau \{ t [3a \cdot (t - 2\tau) + 2b] + [2\tau(3a\tau - b) + c] (1 - e^{-t/\tau}) \}$	für $t=0$ $\vartheta_n = d$

Abb. 2. Gleichungen des dynamischen Meßfehlers $\Delta\vartheta_n \equiv \vartheta - \vartheta_n$ eines Fühlers mit der Zeitkonstanten τ für mehrere Fälle des zeitlichen Verlaufes der Umgebungstemperatur $\vartheta(t)$ und vorgegebene Anfangstemperaturen $\vartheta_n(0)$ des Fühlers

Aus den Eigenschaften der Exponentialfunktion ergibt sich, daß der Augenblickswert des Meßfühlers in folgender Weise zeitabhängig ist:

t	τ	2τ	3τ	4τ	5τ
%	63	87	95	98,2	99,3

Der maximale Wert des dynamischen Meßfehlers beträgt dagegen

$$\Delta\vartheta_{n\max} = \lim_{t \rightarrow \infty} a\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) = a\tau.$$

Dieser Wert wird praktisch in der Zeit $t = 5\tau$ (Abb. 3) erreicht. Für den untersuchten Fall besteht die Möglichkeit, den Winkelkoeffizienten der Geraden in folgender Weise auszudrücken:

$$a = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{t_2 - t_1} = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{h_2 - h_1} \cdot \frac{h_2 - h_1}{t_2 - t_1}.$$

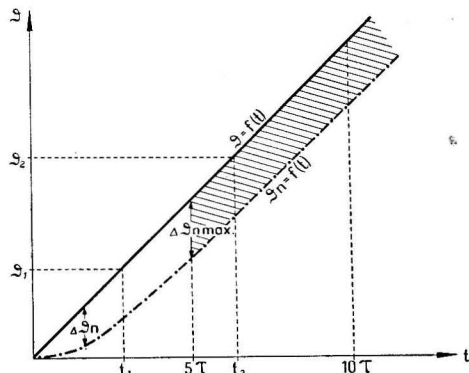


Abb. 3. Die Abhängigkeit der Meßfühlertemperatur $\vartheta_n(t)$ von der Zeit bei einer Umgebungstemperaturveränderung gemäß $\vartheta(t) = at + b$ und dem Anfangswert $\vartheta_n(0) = b$

Wenn hierbei zusätzlich angenommen wird, daß $h_2 - h_1 = 1\text{ m}$, dann ist

$$\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{h_2 - h_1} = \frac{\Delta\vartheta}{1\text{ m}} = \nabla\vartheta \quad \text{— Temperaturgradient in } ^\circ\text{C/m},$$

$$\frac{h_2 - h_1}{t_2 - t_1} = \frac{1\text{ m}}{t} = v \quad \text{— Sinkgeschwindigkeit der Temperatursonde in m/s.}$$

Als Endergebnis wird der maximale Wert des dynamischen Meßfehlers für diesen Fall:

$$\Delta\vartheta_{n\max} = \nabla\vartheta \cdot v \cdot \tau \quad [^\circ\text{C}]. \quad (7)$$

Das Auftreten des maximalen Wertes des dynamischen Meßfehlers hängt also von dem maximalen Wert des erwarteten Temperaturgradienten, von der Sinkgeschwindigkeit der Temperatursonde und von der Zeitkonstanten des Temperaturfühlers ab.

Aus Gl. (7) lassen sich für die ozeanographische Praxis mindestens zwei Hinweise ableiten:

1. Bei Temperaturverteilungsaufnahmen mittels bewegter Sonden muß die Sinkgeschwindigkeit der letztgenannten in allen Fällen konstant gehalten werden, um bei gleichen Temperaturverteilungen eine zusätzliche Fehlerquelle auszuschalten.
2. Meßergebnisse, die mittels Temperaturfühlern mit verschiedenen Zeitkonstanten gewonnen wurden, sind im unkorrigierten Zustand nicht vergleichbar. Das gilt auch in dem Fall, wenn zwei verschiedene Sonden mit der gleichen Geschwindigkeit sinken.

Eine Vorstellung über die Größe der dynamischen Meßfehler kann sich aus folgender Überlegung ergeben: Aus Gl. (7) läßt sich, bei Annahme der übrigen Faktoren, die maximale Sinkgeschwindigkeit einer Sonde berechnen, die nicht überschritten werden darf, um den maximalen dynamischen Meßfehler auf den angenommenen Wert zu beschränken. Als allgemeine Regel müßte dabei gelten, daß der maximale Wert des dynamischen Meßfehlers in der Größenordnung des Gerätefehlers liegen muß. Für einen Temperaturfühler mit der Zeitkonstante $\tau = 1\text{ s}$, bei einem Gerätefehler von $\pm 0,1\text{ }^\circ\text{C}$ und unter der Voraussetzung, daß die Messung im Sommer in der südlichen Ostsee geführt wird, wo ein Temperaturgradient von $5\text{ }^\circ\text{C}/1\text{ m}$ erwartet werden kann, darf die Sinkgeschwindigkeit der Sonde, unter Voraussetzung einer einfachen Aufnahmetechnik, den Wert

$$v = \frac{\Delta\vartheta_{n\max}}{\nabla\vartheta \cdot \tau} = 0,02\text{ m/s}$$

nicht überschreiten.

Abgesehen von den technischen Schwierigkeiten, die sich bei der gleichmäßigen Absenkung der Temperatursonde besonders bei Seegang ergeben, würde die zur Aufnahme eines 100-m-Profiles nötige Zeit

$$t = \frac{h}{v} = 83\text{ min}$$

betragen.

Dies wäre etwa das Fünffache von derjenigen Zeit, die nötig wäre, um die Temperatur an 10 Punkten mit Kippthermometern festzustellen. Der maximale Temperaturfehler ($\pm 0,2\text{ }^\circ\text{C}$) wäre dabei 20mal so groß wie bei der Kippthermometermethode. Umgekehrt müßte in dem untersuchten Fall zur Erreichung einer ökonomischen Sinkgeschwindigkeit von mindestens $0,25\text{ m/s}$ die Zeitkonstante τ des Temperaturfühlers auf etwa $0,08\text{ s}$ herabgedrückt werden, was jedoch gegenwärtig technisch unerreichbar ist. Dabei muß betont werden, daß die dynamischen Eigenschaften der ozeanographischen Temperaturfühler von den meisten Herstellern nicht angegeben werden, so daß der interessierte Wissenschaftler durch die Angabe hoher Meßgenauigkeiten, die sich leider nur auf stationäre Zustände beziehen, eine falsche Vorstellung von den Möglichkeiten des Gerätes bekommt.

Im allgemeinen ist also die Methode der einfachen bewegten Temperatursonde zur Aufnahme von senkrechten Temperaturverteilungen in See gegenwärtig nicht geeignet.

Aus den vorstehenden Überlegungen geht jedoch hervor, daß sich zur Verminderung der dynamischen Meßfehler folgende Möglichkeiten bieten:

1. Die aufgenommene Temperaturverteilungskurve kann mit einer der in Abb. 2 angegebenen Kurven approximiert werden. Die aufgenommene Kurve behandelt man dabei so, als ob sie die wirkliche Verteilungskurve wäre. Der berechnete dynamische Meßfehler wird entsprechend addiert, woraus mit guter Annäherung die wirkliche Verteilungskurve entsteht. Diese Methode ist aber sehr zeitraubend und schwierig, insofern also zwecklos.
2. Aus der aufgenommenen Temperaturverteilungskurve läßt sich ohne Schwierigkeiten der Temperaturgradient ablesen. Die Kurve wird also mit Geraden approximiert, und der dynamische Meßfehler wird bei bekannter Geschwindigkeit v aus Gl. 7 berechnet. Der berechnete maximale Meßfehler wird entsprechend addiert, und daraus wird die wirkliche Verteilungskurve gewonnen. Diese Methode ist einfacher, schneller und gibt eine praktisch befriedigende Annäherung der wirklichen Verteilungskurve.
3. Es besteht ferner theoretisch eine Möglichkeit, die Temperaturverteilungskurve mittels Punktmessungen aufzunehmen, wobei die Dauer einer Messung $t \geq 5 \tau$ betragen müßte. Diese Methode wäre sehr zeitraubend und, bei Voraussetzung einer großen Punktdichte, nicht ökonomisch.
4. Eine Möglichkeit, auf meßtechnischem Wege die dynamischen Fehler zu vermindern, bietet die konstruktive Lösung mit *zwei gestaffelten Temperaturführlern*, deren Temperaturen bei bestimmter Sinkgeschwindigkeit dem wirklichen Temperaturgradienten nahe wären. Eine Meßschaltung, die die Temperatur des nachfolgenden Fühlers mit automatischer Korrektur bei zusätzlicher Gradientmessung ermitteln ließe, wäre denkbar.

Es hat aber den Anschein, daß eine befriedigende Lösung des Problems der dynamischen Meßfehler, unabhängig von der Art der Fühler, allein durch Verminderung der Zeitkonstante möglich ist. Dieses würde jedoch noch beträchtliche wissenschaftliche Untersuchungen erfordern.

Abgesehen davon besteht beim gegenwärtigen Stand der Technik die Möglichkeit, das Problem der dynamischen Meßfehler zu umgehen und zwar durch verdichtete Vielfachpunktmessung, mit der die Temperaturen in einem bestimmten Tiefenbereich durch eine Staffelsonde nach dem Ablauf der Zeit $t = 5 \tau$ gleichzeitig oder nacheinander gemessen werden. Es wäre theoretisch möglich, mit einer Staffelsonde aus beispielsweise zehn in Meterabstand angeordneten Widerstandsthermometern, welche eine Zeitkonstante von 2,5 s und eine Meßgenauigkeit von $\pm 0,1$ °C haben, in nur 12 Minuten die Temperaturverteilung über einen Tiefenbereich von 100 m aufzunehmen. In diese 12 Minuten ist die Zeit der Manipulationen und Ablesungen einbegriffen. Diese Methode wäre also hinsichtlich des Zeitaufwandes der gegenwärtig angewendeten Kippthermometermethode gleichwertig. Sie besitzt aber dabei noch den Vorteil, daß die

Temperaturverteilung in einer etwa zehnfachen Verdichtung erfaßt würde. Um eine größere Meßgenauigkeit zu erzielen, kann dabei die Meßzeit t , die proportional zur Größe des nach Stellenwechsel gemessenen Temperaturunterschiedes und den Eigenschaften der Exponentialfunktion eingeschätzt werden kann, variiert werden. Es hat den Anschein, daß diese Methode, die einen Kompromiß zwischen den Forderungen einer hohen Meßgenauigkeit und einer annehmbaren Temperaturfühlerzahl darstellt, beim gegenwärtigen Stand der Technik die der Wahrheit am nächsten stehenden Ergebnisse liefern könnte.

Die Größe der in der ozeanographischen Praxis zu erwartenden dynamischen Meßfehler soll im folgenden an dem typischen Beispiel der am 2. 8. 1962 in P_1 mit Kippthermometern ermittelten Temperaturverteilung (siehe untenstehende Tabelle) untersucht werden. Vorausgesetzt wird dabei $K = \text{const.}$

Lufttemperatur = 15,4 °C

Tiefe m	°C	Tiefe m	°C
0	16,00	50	2,77
5	15,99	60	2,10
10	16,00	70	2,10
15	15,90	80	3,12
20	15,55	90	4,84
30	11,59	100	5,52
40	6,99	108	5,53

Für die Sinkgeschwindigkeit der Sonde wird ein oft angewandter Wert von 1 m/s angenommen, woraus folgt, daß die Koeffizienten der Funktion $\vartheta = f(h)$ gleich denen der Funktion $\vartheta = f(t)$ sind, wobei $h = \text{Tiefe}$ und $t = \text{Zeit}$ bedeutet. Auch für die Zeitkonstante wird ein oft vorgefundener Wert von $\tau = 2,5$ s angenommen. Um die Verteilung der dynamischen Meßfehler zu berechnen, wird der ganze Tiefenbereich in typische Intervalle zerlegt:

- I — konstante Temperatur für $0 \leq h \leq 15$ m,
 II — Temperaturverlauf nach Gleichung $\vartheta = at^3 + bt^2 + ct + d$
 $15 \text{ m} \leq h \leq 60 \text{ m}$,
 III — Konstante Temperatur für $60 \text{ m} \leq h \leq 74$ m,
 IV — Temperaturverlauf nach Gleichung $\vartheta = at^2 + bt + c$ $h \leq 74$ m.
 Im Zeitintervall I beträgt der Wert des dynamischen Meßfehlers:

$$\Delta\vartheta_n = (\vartheta - \vartheta_0) e^{-\frac{t}{\tau}},$$

wobei

- $\vartheta = \text{Wassertemperatur } 16$ °C,
 $\vartheta_0 = \text{Lufttemperatur } 15,4$ °C.

Die Berechnungen ergeben:

$t = h$	0	2τ	4τ	6τ
$\Delta\vartheta_n$ [°C]	0,6	0,08	0,01	0,001

Im Zeitintervall II beträgt der Wert für die Funktion

$$\vartheta = a t^3 + b t^2 + c t + d$$

$$\Delta\vartheta_n = \tau \left\{ t [3 a (t - 2 \tau) + 2 b] - [2 \tau (3 a \tau - b) + c] \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \right\}.$$

Die Werte der Koeffizienten in der Gleichung wurden empirisch ermittelt:

$$a = 378 \cdot 10^{-6}, \quad b = -232 \cdot 10^{-4}, \quad c = -3 \cdot 10^{-2}, \quad d = 16.$$

Nach dem Einführen der entsprechenden Werte erhält man

t	0	2τ	5τ	10τ	14τ	17τ
$\Delta\vartheta_n [^\circ\text{C}]$	0	-0,36	-0,93	-1,24	-0,84	-0,15

Für das Zeitintervall III wurde angenommen, daß der dynamische Meßfehler $\Delta\vartheta_n = 0$ ($\vartheta = \text{const}$) ist.

Im Zeitintervall IV beträgt der Wert des dynamischen Meßfehlers für die Funktion $\vartheta = a t^2 + b t + c$:

$$\Delta\vartheta_n = 2 a t \tau + (b \tau - 2 a \tau^2) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right).$$

Die Koeffizienten der Gleichung sind

$$a = -35 \cdot 10^{-4}, \quad b = 225 \cdot 10^{-3}, \quad c = 2,1.$$

Die Werte der dynamischen Meßfehler sind

t	0	2τ	5τ	10τ
$\Delta\vartheta [^\circ\text{C}]$	0	0,29	0,37	0,30

Die Temperatur, die mittels der angenommenen Sonde gemessen worden wäre, wurde auf Grund der oben berechneten dynamischen Meßfehler aus der wahren Temperaturverteilung ermittelt und als unterbrochene Linie ebenfalls in Abb. 4 eingetragen. Wie daraus ersichtlich ist, erreicht der dynamische Meßfehler in diesem Beispiel in der Tiefe von ca. 40 m bei einem Temperaturgradienten $\nabla\vartheta \approx 0,5 \text{ }^\circ\text{C/m}$ einen Wert von $\Delta\vartheta_{n \text{ max}} = 1,24 \text{ }^\circ\text{C}$. In diesem Beispiel dürfte die Sinkgeschwindigkeit nicht mehr als 8 cm/s betragen, damit der dynamische Meßfehler den Maximalbetrag von $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ nicht überschreitet.

Da eine Angabe der Zeitkonstante des Bathythermographen TB-52 in der Literatur fehlt, wurde versucht, diese nach dem beschriebenen Verfahren empirisch zu bestimmen. Sie beträgt $\tau \approx 0,25 \text{ s}$. Bei Voraussetzung einer Sinkgeschwindigkeit von 1 m/s ergab sich für das Beispiel ein maximaler Wert des dynamischen Meßfehlers von $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Dieser zusätzliche Fehler ist im Vergleich zu der Ablesegenauigkeiten des Gerätes in diesem Falle klein. Aber auch in diesem Gerät können die dynamischen Meßfehler einen merkbaren Einfluß auf das Meßergebnis ausüben, was durch die oft bei Ab- und Aufwärtsbewegung

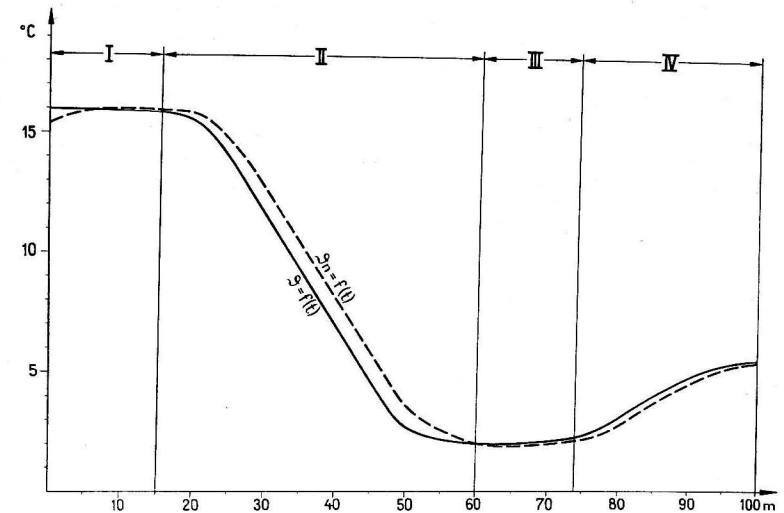


Abb. 4. Temperaturkurve $\vartheta_n = f(t) = f(h)$, welche durch eine Temperatursonde mit der Zeitkonstanten $\tau = 2,5 \text{ s}$ bei der Sinkgeschwindigkeit $v = 1 \text{ m/s}$ im wirklichen Temperaturfeld $\vartheta = f(t)$ aufgenommen wird

des Gerätes entstehenden „Hysteresisschleifen“ bestätigt wird. Es darf nämlich nicht vergessen werden, daß der maximale Wert des dynamischen Meßfehlers des Gerätes einen Betrag von $1 \text{ }^\circ\text{C}$ bei $\nabla\vartheta = 5 \text{ }^\circ\text{C/m}$ erreichen kann und daß unabhängig davon das Gerät mit einem Tiefenmeßfehler von $\pm 3\%$ belastet ist.

Vom metrologischen Standpunkt betrachtet, ist also ein Verfahren, das die Werte der Punkttemperaturen, die mit Kippthermometern gemessen wurden, mit dem Charakter der Temperaturkurve, die dem Gerät TB-52 entnommen wurde, zu verkoppeln versucht, der Inkommensurabilität der Meßfehler und deren Amplitudenveränderlichkeit wegen regelwidrig.

Aus „Wiadomości Służby Hydrologicznej i Meteorologicznej“ (Heft 2, Warszawa 1966) übersetzt und ergänzt.

Anschrift des Verfassers:

Mgr. inż. KAZIMIERZ RÓZDZYŃSKI Oddział Morski Państwowego Instytutu Hydrologiczno-Meteorologicznego-Gdynia V. R. Polen

Literatur

- [1] FALTIN, H., Meßverfahren und Meßgeräte der Kraft- und Wärmewirtschaft Halle (Saale) 1955.
- [2] KOHLRAUSCH, Fizyka laboratoryjna, Warszawa 1959.
- [3] ŁAPIŃSKI, M., Czujniki pomiarowa, Warszawa 1957.
- [4] LION, K. S., Przynrzady do badań naukowych, Warszawa 1962.
- [5] Lotnicze przynrzady pomiarowe. Praca zbiorowa. Warszawa 1957.

Maximalgeschwindigkeit des Gezeitenstroms zur mittleren Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See

Von GÜNTHER SAGER

Zusammenfassung: Die 1961 erstmalig vorgelegte Karte der Maximalströme der Gezeiten in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See wird unter Berücksichtigung neuen Ausgangsmaterials in überarbeiteter Form gegeben. Dabei ist auch eine feinere Abstufung der Stromstärken vorgenommen worden, die durch 9 Farbtönungen wiedergegeben sind. In den Details zeigen sich Abweichungen von der früheren Karte, jedoch werden die seit reichlich einem Jahrzehnt bekannten Hauptmerkmale der Gezeitenströme in den betreffenden Seegebieten davon nicht mehr berührt.

Einleitung

1961 wurde vom Verfasser erstmals eine „Karte der Größtgeschwindigkeiten der Gezeitenströme zur mittleren Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See“ veröffentlicht. Sie war dem damaligen Stand in der Kenntnis der Gezeitenstrombeobachtung angepaßt, der sich im Laufe des vergangenen Jahrfünfts merklich verändert hat. Es erscheint deshalb geboten, eine Neubearbeitung vorzulegen, bei der zugleich eine feinere Nuancierung der Abstufungen der Stromstärken vorgenommen wird. Die Karte ist von der Seite der Praxis als nautische Warnkarte zu betrachten. Die Untergliederung erfolgte bis 1 kn stellenweise in Viertelknoten und von 1 bis 5 kn in halben oder vollen Knoten. Auf eine weitere Unterteilung wurde verzichtet.

In Küstennähe ist eine Berücksichtigung aller Einzelheiten bei dem kleinen Maßstab der Darstellung nicht möglich. Es darf insbesondere aus dem Verlauf der Linien nicht auf die Werte der Stromgeschwindigkeit in Buchten, Fjorden, Seegatten, engen Fahrwassern, Flußmündungen, Kanälen, Hafeneinfahrten oder an vorspringenden Kaps geschlossen werden, wozu auf die Seehandbücher verwiesen werden muß.

Alle mitgeteilten Angaben gelten für mittlere Verhältnisse der Konstellation Erde-Mond-Sonne. Fällt die Springzeit mit der Erdnähe des Mondes zusammen, so können die Werte des Tidenhubs und entsprechend der Gezeitenströme um 12 bis 16% gegenüber den Daten für die Situation zur mittleren Springzeit zunehmen. Fällt die Springzeit außerdem noch in die Zeit der Tag- und Nachtgleichen, so muß man mit Zuschlägen von etwa 18 bis 23% rechnen. Beim Ein-

tritt der Erdferne des Mondes und um die Zeit der Solstitien (Sonnenwenden) ermäßigen sich die Werte um ähnliche Beträge gegenüber der mittleren Situation.

a) Die Nordsee ohne den Kanal

Die Nordsee ist ein Gebiet mit durchschnittlich schwachen bis mäßigen Gezeitenströmen. Vom Skagerrak und der Norwegischen Rinne als Gebiet minimaler Gezeitenströme von höchstens $\frac{1}{4}$ Knoten ist ein langsamer Anstieg der Stromstärken nach Süden und Westen zu beobachten. So setzt die $\frac{1}{2}$ -kn-Linie am Nissum-Fjord ein, zieht sich zunächst westlich zur Nördlichen Schliekbank und dann weiter zum Mittel-Riff, von wo sie sich nordwärts wendet und dann grob dem 2°-Meridian (Ost) folgt.

Viel weiter holt die 1-kn-Linie aus, die von Blaavands-Huk über Sylt verläuft und sich dann weitgehend der 40-m-Tiefenlinie anschließt, die zwischen dem Austern-Grund und der Terschellinger Bank zum Western Mud Hole zieht. Dort erreicht die 1-kn-Linie ihren südlichsten Punkt und biegt dann nach Nordwesten, wo sie über Outer Silver Pit und Skate Hole etwa zum Baymans Loch verläuft und dann südlich Berwick die englische Küste erreicht. Sie grenzt ferner den inneren Firth of Forth ab und beginnt erneut bei Fife Ness, von wo aus sie sich in breitem Bogen vor die schottische Küste legt, die sie bei Kinnairds Head wieder erreicht. Ihr nördlichster Zweig umspannt von Clyth Ness nach Nordwesten ausgehend die Orkney-Shetland-Schwelle, wobei sie auf deren Westseite grob der 100-m-Tiefenlinie folgend ein Stück in das Europäische Nordmeer vorspringt.

Die $1\frac{1}{2}$ -kn-Linie verläuft der 1-kn-Linie auf weiten Strecken äquidistant. Sie folgt zunächst etwa der Küstenlinie der Deutschen Bucht und geht bis vor die Küste von Eiderstedt. Hier biegt sie nach Helgoland um und läuft dann auf Langeoog zu. Bei Juist erscheint sie wieder und legt sich vor die Kette der westfriesischen Inseln. Sie zieht über den Norderney- und Schiermonnikoog-Grund zur Terschellinger Bank und zum Vlieland-Riff. Alsdann lenkt die Linie nach Westen ein und wird in der Gegend des Braune-Bank-Grunds der 1-kn-Linie parallel, der sie über Sole Pit und Flamborough-Head-Grund folgt, wo sie dann unvermittelt zur Küste umbiegt. Man trifft sie dann von Girdle Ness bis Ratray Head — etwa vor Aberdeen bis Peterhead — und schließlich vor der Orkney-Shetland-Schwelle wieder, wo sie die 1-kn-Linie im Abstand von etwa 10 Seemeilen begleitet und auf die Südspitze der Shetlands stößt. Auf der Westseite der Schwelle verläuft die von der Nordspitze der Shetlands ausgehende $1\frac{1}{2}$ -kn-Linie dicht unter den Orkneys vorbei, wendet sich dann nach Westen und zieht nahe der Küste zum Cape Wrath zurück. Eine Besonderheit bildet das durch die $1\frac{1}{2}$ -kn-Linie umgrenzte Gebiet geringer Ströme südlich vom Seegat von Texel über die Breiten Vierzehn bis zum Schouwen-Grund und im Bogen zurück zur Hoek van Holland, das den Ijmuiden-Grund einschließt und bei Tidenhuben von nur 1 bis 2 m durchweg unter 30 m tief ist.

Die 2-kn-Linie zeigt bereits viel weniger Zusammenhang und grenzt hauptsächlich die Mündungstrichter der größeren Tideflüsse wie Elbe, Weser, Ems und Schelde ab. In der Deutschen Bucht begleitet sie etwa die Linie der nordfriesischen Inseln und schwenkt dann nach Spiekeroog hinüber. Am ausgeprägtesten ist die 2-kn-Linie in der Umgebung der Themse- und Humber-Mündung entwickelt, wo sie von der französischen Küste zwischen Dünkirchen und Calais ausgehend über die Sandbänke der Themse-Mündung bis zur Tiefenrinne und Smith Knoll ausholt, sich dann der nördlichen Küste von Norfolk nähert und schließlich an The Wash und der Humber-Mündung vorbeizieht, bis sie zwischen Spurn Head und Flamborough Head auf die Küste trifft. Von lokalen Erscheinungen um einige Kaps abgesehen, findet man die 2-kn-Linie bei Noss-Head wieder, wo sie in unmittelbarer Nachbarschaft der $1\frac{1}{2}$ -kn-Linie an der Ostseite der Orkneys vorbei nach Sumburgh Head zieht, von wo sie auch zur Nordküste der Orkneys zurückkehrt. Sie läuft dann etwa in der westlichen Begrenzung der Inselgruppe weiter und erreicht die schottische Küste östlich Strathy Point.

Von den $2\frac{1}{2}$ - und 3-kn-Linien findet man die erstere in der inneren Deutschen Bucht von Föhr über Eiderstedt zum Jever-Land und vor der Küste von Suffolk und dem östlichen Norfolk, während beide die Gebiete starker Gezeitenströme in der Straße von Dover und zwischen den Orkney-Inseln mit dem Pentland Firth abgrenzen, wo örtlich Maximalstromstärken von 5 bzw. 8 bis 9 Knoten auftreten, die zugleich die größten Stärken des Gezeitenstroms in der Nordsee sind.

b) Das Gebiet des Kanals

Der Ärmelkanal gehört in bezug auf die Gezeitenströme zu den interessantesten Gebieten. Von weniger als $1\frac{1}{2}$ Knoten Geschwindigkeit vor dem Westteil und weniger als 2 kn vor der östlichen Durchfahrt steigen die Stromgeschwindigkeiten in den Verengungen des Kanals auf 3 und mehr Knoten an, wobei sich ein ausgedehntes Gebiet starker Ströme um die Halbinsel Cotentin zieht und bis in die Nähe der englischen Küste reicht. Ein kleinerer, aber fast ebenso kräftiger Stromgürtel breitet sich beiderseits der Enge Dover-Calais aus. Demgegenüber stehen mehrere Gebiete schwacher Ströme in Buchten, die eine Verbreiterung des Kanals bedingen. Fast ausnahmslos weist die französische Küste mit ihrem Vorfeld größere Stromgeschwindigkeiten als die gegenüberliegende englische Seite auf, wie das auch für den Tidenhub der Fall ist, woran neben der Küstenkonfiguration die ablenkende Kraft der Erdrotation maßgeblichen Anteil hat.

Die Linien gleicher Maximalgeschwindigkeiten des Gezeitenstroms zur Springzeit ziehen sich daher im westlichen Kanal durchweg in der Richtung Südwest-Nordost hin. Dabei biegt die $1\frac{1}{2}$ -kn-Linie etwa 30 sm südlich Lizard Head nach Westen um und holt in etwa diesem Abstand um Cornwall herum, wobei sie die Scilly-Inseln umschließt. Am wenigsten in ihrer Richtung beeinträchtigt

ist die 2-kn-Linie, die 20 sm querab der Insel Quessant verläuft und sich nach Nordosten in Richtung auf die Halbinsel Portland zieht. In wechselndem Abstand von 10 bis 25 sm folgt ihr die 2½-kn-Linie, die zur Bucht von St. Malo hin ausbiegt und ebenfalls nordwestlich von Portland Bill auf die englische Küste trifft. Vor der gesamten Nordküste der Bretagne herrschen kräftige Ströme von 2½ bis 3 Knoten, die nur in einigen Buchten schwächer sind, dagegen bei Sept Isles, Les Héaux de Bréhat und im westlichen Teil der Bucht von St. Briec auf nahezu 4 kn anwachsen.

Die Halbinsel Cotentin, die sich wie ein Riegel nach Norden vorschiebt, gibt Anlaß zu den größten Tidenhuben und den stärksten Gezeitenströmen im Kanal. Ein in den europäischen Gewässern in dieser Ausdehnung einmaliges Gebiet starker Gezeitenströme von mehr als 3 kn beginnt südlich vom Cap de la Hague, dehnt sich in großem Bogen bis westlich über Guernsey und nahe unter die englische Küste bei St. Alban's Haed und St. Catherine's Point — dem Südkap der Insel Wight — aus und endet wenig südlich von Pointe de Barfleur, dem Nordostkap auf Cotentin. In diesem Gebiet werden verschiedentlich 4 bis 6 kn erreicht, zwischen Alderney und dem Festland sogar 8 bis 9 kn. Stromintensiv ist auch ein Gürtel um Jersey mit 3 bis 5 kn sowie ein über die Iles Chausey ziehender Bogen mit 3 bis 4 kn, der für die Navigation sehr gefährlich ist. Ein bescheidenes Gegenstück bildet ein Gebiet starker Ströme mit bis zu 7 kn vor Portland Bill, wo gefährliche Stromkabelungen auftreten.

Von der Linie St. Catherine's Point — Pointe de Barfleur nimmt der Gezeitenstrom von durchschnittlich 3 kn nach Osten hin bis zur Linie Hastings-Dieppe auf rund 1½ kn ab. Dabei sinkt die Stromstärke durchweg von der Kanalmitte nach beiden Küsten hin. Unter dem Einfluß des Gebietes starker Ströme um die Halbinsel Cotentin schiebt sich die 2½-kn-Linie mit den Ausgangspunkten Ostküste Isle of Wight—Reede von St. Vaast zungenförmig weit nach Osten zur Kanalmitte vor. Dagegen wird die anschließende 2-kn-Linie durch ausgeprägte Schwachstromgebiete beeinflusst und krümmt sich daher der 2½-kn-Linie entgegen. Das ausgedehnteste dieser Gebiete mit weniger als 1½ kn reicht von der englischen Küste zwischen Hastings und Dungeness ausgehend in Richtung Dieppe bis dicht unter die französische Küste.

Nach der anschließenden Straße von Dover bzw. dem Pas de Calais hin nehmen die Gezeitenströme infolge der beträchtlichen Verengung des Kanalquerschnitts sehr schnell zu. Der Gürtel stärksten Stroms von über 2½ kn erstreckt sich von der Canche-Mündung nach Folkestone im Westen und von Calais bis North Foreland im Osten der Enge. Nach der Nordsee zu nimmt die Stromstärke zuerst schneller und dann langsamer ab, wie bereits unter a) beschrieben wurde.

Als wichtigste lokale Besonderheiten infolge des wechselnden Durchflußprofils des Kanals seien folgende genannt: Erhöhte Gezeitenstromgeschwindigkeiten findet man an der englischen Küste vor Landsend, Lizard Head, Start Point, Portland Bill, St. Alban's Head, The Needles und Catherine's Point um Wight, Selsey Bill, Dungeness und South Foreland. An der französischen Küste sind

zu nennen Cap Gris Nez, Cap de la Hève, Pointe de Barfleur, Cap de la Hague, Les Héaux de Bréhat, Pointe de St. Mathieu vor Brest und Pointe du Raz.

Relativ gezeitenstromarme Gebiete hat die englische Küste von der Falmouth Bay bis zur Bigbury Bay — etwa innerhalb der Linie Lizard Head—Start Point —, ferner in der Lyme Bay, östlich Selsey Bill bis Burrow Head (westlich von Beachy Head) und in der Rye-Bucht, obwohl dort fast 7 m mittlerer Springtidenhub herrschen. An der französischen Küste ist das einzige größere Gebiet geringerer Gezeitenströme die innere Seine-Bucht mit Ausnahme des eigentlichen Mündungsgebiets.

c) Die Irische See einschließlich Bristol-Kanal

Das Gebiet der Irischen See hat wie der Ärmelkanal einen relativ mannigfaltigen Verlauf der Linien gleichen Maximalstroms, der durchschnittlich als mäßig bis stark bezeichnet werden kann. Ähnlich wie in den engen Teilen des Kanals treten an beiden Zugängen — dem St. Georgs-Kanal im Süden und dem Nord-Kanal — Gebiete kräftigen Gezeitenstroms auf, zwischen denen sich ein annähernd in Ost-West-Richtung verlaufender Streifen geringerer Stromgeschwindigkeit über das Gebiet mit der größten Breitenausdehnung der Irischen See erstreckt. Im einzelnen bietet sich etwa das folgende Bild:

Vor dem St. Georgs-Kanal trifft man relativ schwache Ströme, die von kaum $\frac{3}{4}$ kn vor der irischen Küste gegen Cornwall hin auf 1½ kn zunehmen und um Landsend herum über 2 kn erreichen. Die 1½-kn-Linie biegt nördlich von Trevoise Head zur irischen Küste ab, die etwa bei Hook Point erreicht wird. In geringem Abstand nach Nordosten folgt die 2-kn-Linie, die etwa die Gebiete vor Hartland Point und Carnsore Point verbindet und zur wallisischen Küste des Bristol-Kanals hin ausbiegt. Ein Gebiet stärkerer Gezeitenströme erstreckt sich zwischen Hartland Point und der Insel Lundy. Nach dem inneren Bristol-Kanal zu werden die Gezeitenströme ständig stärker und erreichen Werte von 5 Knoten.

Der Südeingang der Irischen See wird von der 2½-kn-Linie durchzogen, die aus der Nähe von St. Gowans Head kommend nach Carnsore Point verläuft. Im anschließenden Gebiet stärkerer Tidenströme tritt zweimal die 3-kn-Linie auf, nämlich einmal im Bogen von St. Anns Head bis St. Davids Head und zum andern vor der irischen Küste etwa zwischen Cahore Point und Six Mile Point. Als innere Begrenzung dieses Gebiets stärkerer Ströme im Südteil der Irischen See verläuft die 2½-kn-Linie jenseits von Davids Head ziemlich genau nach Norden und zieht dann in großem Bogen nach Bray Head in Irland hinüber. Zur Cardigan Bay hin sinken die Geschwindigkeiten zunächst auf 2 kn zwischen Strumble Head und dem Westteil der Halbinsel Carnarvon und dann in großen Teilen der Bucht auf unter 1 kn ab.

Im Mittelteil der Irischen See führt die 2-kn-Linie vom Nordteil der Dublin Bay bis vor die Küste von Anglesey und rundet sie, bis sie westlich Great

Ormes Head die wallisische Küste erreicht, wo sie sich weiter durch die Liverpool Bay nach Formby Head zieht. Ein Gebiet geringerer Gezeitenströme dehnt sich quer über die Mitte der Irischen See aus. Es wird durch die beiden $1\frac{1}{2}$ -kn-Linien begrenzt, von denen die westliche von der Lambay-Insel (nördlich der Dublin Bay) im Bogen bis in die Nähe der Insel Man stößt und dann zum Süden der Ards-Halbinsel zieht, während die östliche nördlich der Walney-Insel (im Norden der Morecambe Bay) bis vor die Insel Man stößt und dann bogenförmig nach Whitehaven nördlich St. Bees Head läuft. Innerhalb der zuerst erwähnten Zone liegt halbkreisförmig vor der irischen Küste ein ausgedehntes stromarmes Gebiet, das sich von der Insel Rockabill bis vor Loch Strangford erstreckt und in der Dundalk- und Dundrum Bay ausgesprochene Stillwasserflächen aufzuweisen hat, wobei in der Nachbarschaft die größten Springtidenhübe der irischen Ostküste herrschen.

Ein ganz anderes Bild bietet sich nördlich der Insel Man, deren Nordteil mit Ayre Point bereits von der 3-kn-Linie getroffen wird, die sich zungenförmig nach Nordwesten dehnt, die Halbinsel Rinns of Galloway zum Teil einbezieht und in die Nähe der irischen Küste reicht. 3 kn werden auch in der Wigton Bay erreicht und im Solway Firth überschritten.

Als starker Gegensatz bildet sich ein Gebiet schwächerer Ströme zwischen Belfast Lough und dem Firth of Clyde mit 1 bis $1\frac{1}{2}$ kn heraus. Es wird jedoch bald abgelöst durch ein Gebiet starker Ströme von über 3 und örtlich bis zu 5 kn vor der Nordostküste Irlands bis über den Nord-Kanal. Es beginnt bei der Halbinsel Magee am Lough Larne, reicht bis Mull of Kintyre, schiebt dann einen Ausläufer nach Nordwesten bis über Mull of Oa, dem Südkap von Islay hinaus und endet schließlich bei Bengore Head westlich von Fair Head (Benmore Head).

Auf die gewöhnlich vor den Kaps und in engen Durchfahrten verstärkten Gezeitenströme sowie ihre geringen Werte in manchen Buchten kann hier nicht im einzelnen eingegangen werden; sie sind nur bei größerer Ausdehnung noch in der Karte angedeutet. Dasselbe gilt für die in manchen Teilen der Irischen See über flacheren Stellen auftretenden Stromwirbel (races), auf die in den Seekarten und Seehandbüchern hingewiesen ist.

d) Die Gebiete vor der schottischen West- und Nordküste

Der Nord-Kanal, dessen engste Passage zwischen Mull of Kintyre und Fair Head die Irische See vom Nordatlantik trennt, war bereits als Gebiet kräftiger Gezeitenströme charakterisiert worden. Die schon erwähnte $1\frac{1}{2}$ -kn-Linie, die sich von der Nordwest-Huk der Insel Islay in großem Bogen nach Nordirland zieht, bildet die Grenze zu den nach Norden anschließenden Gebieten schwächerer Gezeitenströme, die im offenen Seegebiet bis vor Cape Wrath vielfach unter 1 kn bleiben. Ausgenommen sind nur ein in der Verlängerung des Nord-Kanals nach Nordwesten bis an die südlichen Ausläufer der Hebriden gehender Streifen, Teile des Gebiets zwischen den Mull vorgelagerten Inseln Colonsay, Tiree und

Coll sowie das unter Little Minch bekannte Seegebiet zwischen der Insel Skye und den mittleren Hebriden, wo die Werte aber im allgemeinen überall unter $1\frac{1}{2}$ kn bleiben. Lediglich der größte Teil des Küstensaums der äußeren Hebriden sowie der schottischen Küste von North Minch bis Cape Wrath weist Gezeitenströme von mehr als 2 kn auf.

Große Abweichungen treten in den vielen Lochs und engen Durchfahrten der zerklüfteten Westküste Schottlands auf, wo die Stromgeschwindigkeiten örtlich 7 bis 8 kn ausmachen können, so daß die Navigation nicht selten auf die kurzen Stillwasserzeiten beschränkt ist. Größere Stromgeschwindigkeiten trifft man auch zwischen den Durchfahrten der Hebriden, soweit diese nicht zeitweilig trockenliegen, wie das mitunter eine längere Zeit hindurch der Fall ist. Schließlich verdient das vor den mittleren Hebriden gelegene und erheblich ausgedehnte Stillwassergebiet Erwähnung, das sich bei Springtidenhüben um 3 m einige Dutzend Seemeilen in den offenen Atlantik ausweitet. Die vor der Nordküste Schottlands in Richtung auf die Orkney-Inseln zunehmenden Gezeitenströme sind bereits unter a) im Zusammenhang besprochen worden, so daß darauf verwiesen sei.

Diese neue Karte ist in allen folgenden Literaturstellen anstelle der alten Darstellung zu verwenden, wobei gesagt werden darf, daß die Änderungen nirgends so entscheidend sind, daß die dort gezogenen Schlußfolgerungen nicht mehr zuträfen.

Literatur

- ✓ [1] SAGER, G., Die Größtgeschwindigkeiten der Gezeitenströme zur mittleren Springzeit in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See. Beitr. z. Meereskunde, H. 1 (1961).
- ✓ [2] SAGER, G., Eine Karte der maximalen Gezeitenströme für die Nordsee, den Englischen Kanal und die Irische See. Bücherei der Funkortung, Bd. 8, H. VIII „Navigation und Sicherheit der Schifffahrt“, Dortmund 1961.
- [3] SAGER, G., Die Beziehungen zwischen den Gezeitenströmen und der Meeresbodenbedeckung in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See. Petermanns Geogr. Mitt., H. 2 (1963).
- ✓ [4] SAGER, G., Atlas der Elemente des Tidenhubs und der Gezeitenströme für die Nordsee, den Kanal und die Irische See. Rostock 1963.
- [5] SAGER, G., Der Einfluß der Gezeitenstromturbulenz auf die thermische Schichtung der Wassermassen in der Nordsee, dem Kanal und der Irischen See. Beitr. z. Meereskunde, H. 16 (1965).

Abschluß der Arbeit: 14. 8. 1967

Anschrift des Verfassers:

Dr. habil. G. SAGER, Institut für Meereskunde Warnemünde, Seestr. 15

Die Berechnung von Einschwingvorgängen bei Rohrpegeln

Von GÜNTHER SAGER, WOLFGANG MATTHÄUS und RUDOLF SAMMLER

Zusammenfassung: In der vorliegenden Arbeit werden frühere Untersuchungen von SAGER über die numerische Bestimmung des Einflusses periodischer Wasserstandsstörungen auf Registrierpegel fortgesetzt. Bei einem mittleren Durchflußkoeffizienten von $\mu = 0,6$ und Wasserstandsstörungen der Amplituden $a = 2, 5, 10, 25, 50, 75$ und 100 cm und der Periode $T = 0,002 i/\lambda$ min mit $i = 1, 2, 3, 4^{1/2}, 6, 9, 14$ und 28 werden die Einschwingvorgänge im Pegelrohr bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ untersucht. Unter Anwendung des Zeiss-Rechenautomaten ZRA-1 wird die Differentialgleichung für den Bewegungsablauf im Pegelrohr für insgesamt 53 Kombinationen von Amplitude und Periode nach der Methode von RUNGE und KUTTA gelöst, wobei die durch parabolische Interpolation ermittelten Extrema des Innenwasserstandes bis zum eingeschwungenen Zustand berechnet werden. Dieser soll erreicht sein, wenn die beiden aufeinander folgenden Extremwerte ihrem Betrag nach um weniger als $1^0/_{00}$ der Störungsamplitude auseinanderliegen.

Die Amplituden und die Phasenverschiebung im eingeschwungenen Zustand sind in Tabellenform (Tab. 4 und Tab. 5) und darüber hinaus beide relativ zur Störungsamplitude bzw. zu $T/4$ über der Störungsperiode (Abb. 4a bis 4g und Abb. 6a bis 6g) bzw. Störungsamplitude (Abb. 3 und Abb. 5) graphisch dargestellt. Der Genauigkeit der Berechnungen ist der Abschnitt 4.3 gewidmet.

Die Analyse des Bewegungsablaufs im Pegelrohr nach FOURIER gestattet die Formulierung einer Beziehung, die in erster Näherung die Innenwasserbewegung beschreibt. In den Tabellen 8a bis 8h sind für jede Störungsamplitude die FOURIER-Koeffizienten bis zur elften Näherung zusammengestellt.

Im Anhang werden charakteristische Daten in den Scheitelpunkten des Innenwasserstandes während des Einschwingvorganges gegeben.

1. Symbole, Bezeichnungen und Einheiten

a	Amplitude der periodischen Störung in [cm]
a_0	Amplitude der erzwungenen Schwingung im Pegelrohr in [cm]
A_n, B_n	FOURIER-Koeffizienten [cm]
A_n^*, B_n^*	Koeffizienten der um den Winkel α transformierten FOURIER-Darstellung [cm]
f	Querschnitt des Tubus in [cm ²]
F	Querschnitt des Pegelrohres in [cm ²]
$g = 981,3$	[cm s ⁻²], Erdbeschleunigung
$k = \mu \lambda \sqrt{2} g$	Dämpfungskoeffizient in [cm ^{1/2} s ⁻¹]

$p_0 = \left \frac{a_0 - \zeta_s}{a_0} \right \cdot 100$	Prozentualer Fehler im eingeschwungenen Zustand
$p_s = \left \frac{z_s - \zeta_s}{z_s} \right \cdot 100$	Prozentualer Fehler in den Scheitelpunkten der Innenwasserstandskurve
t	Zeit in [s]
Δt	Schrittweite bei der sukzessiven Approximation in [s]
T	Periode der Störung in [s] oder [min]
v	Strömungsgeschwindigkeit des Wassers im Tubus in [cm s ⁻¹]
$w = dz/dt$	Strömungsgeschwindigkeit des Wassers im Pegelrohr in [cm s ⁻¹]
z	Wasserstand im Pegelrohr über ungestörtem Außenwasserniveau in [cm]
z_s	Wasserhöhe in den Scheitelpunkten der Innenwasserstandskurve in [cm]
$z_{s \max}, z_{s \min}$	Wasserhöhe im Maximum bzw. Minimum des Innenwasserstands in [cm]
α	Transformationswinkel in [grd]
δ_n	Mittlerer Fehler der n -ten FOURIER-Koeffizienten in [cm]
ζ	Momentane Höhe der äußeren Wasserstandsstörung in [cm]
ζ_s	Außenwasserstand im Scheitelpunkt der Innenwasserstandskurve in [cm]
$\lambda = f/F$	Dämpfungsverhältnis [1]
μ	Durchflußkoeffizient [1]
φ_0	Phasenverschiebung der erzwungenen Schwingung im Pegelrohr im eingeschwungenen Zustand in [s] bzw. [grd]
φ_s	Phasenverschiebung in den Scheitelpunkten der Innenwasserstandskurve in [s]
ω	Kreisfrequenz der periodischen Störung in [s ⁻¹]

2. Einführung

Im Meer kommen periodische Störungen mit sehr breitem Frequenzspektrum vor, das zwischen den kurzperiodischen Windwellen einschließlich Dünung ($0,5 \text{ s} \leq T \leq 30 \text{ s}$) und den eintägigen Gezeitenwellen liegt. Die Aufgabe des Pegelrohres ist es, die kurzperiodischen Störungen zu unterdrücken und eine Abbildung der längerperiodischen Niveauschwankungen zu liefern. Die Eigenperiode des Schwingungssystems Pegelrohr-Durchflußtubus soll bei den folgenden Betrachtungen klein gegen die Störungsperiode angenommen werden, so daß die Abbildung der Wasserstandsstörungen in Abhängigkeit von der Dämpfung λ , der Störungsperiode T und der Störungsamplitude a untersucht werden kann. Die Berechnung des Bewegungsablaufs im Pegelrohr und die Untersuchung der Einschwingvorgänge kann mit Hilfe der Methode der sukzessiven Approximation nach RUNGE und KUTTA vorgenommen werden.

Das RUNGE-KUTTA-Verfahren wurde 1956 von SAGER [1] zur Berechnung der Bewegungsvorgänge in Pegelrohren angewendet und anschließend auf umfangreiche Untersuchungen zum Einfluß periodischer Wasserstandsstörungen auf Registrierpegel ausgedehnt [2]. Im Jahre 1963 schlug auch SHIPLEY [3] die Anwendung dieses Verfahrens bei der Messung langer Wellen mit Registrierpegeln vor. Im Institut für Wasserbau in Gdańsk bediente man sich 1963 und 1964 bei der Untersuchung ähnlicher Probleme ebenfalls dieses Verfahrens [4, 5].

Der Ausgangspunkt bei Berechnungen nach dem RUNGE-KUTTA-Verfahren sei der Ursprung ($t = 0, \zeta = 0, z = 0$). Um Aussagen über die Einwirkung periodischer Niveauschwankungen auf den Wasserstand im Pegelrohr machen zu können, muß man den eingependelten Zustand kennen. SAGER hatte für seine Berechnungen keinen elektronischen Rechenautomaten zur Verfügung, so daß er sich zur Abschätzung des Einflusses auf die Berechnung nur einer Periode beschränken mußte. Die Amplitude der Innenwasserschwingung im eingeschwungenen Zustand konnte deshalb nur in erster Näherung angegeben werden, über die Phasenverschiebung dagegen konnte nichts ausgesagt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die von SAGER in den Jahren 1956 und 1961 begonnenen Untersuchungen unter Anwendung des Zeiss-Rechenautomaten ZRA-1 des Rechenzentrums der Universität Rostock weitergeführt. Während die 1961 verwendeten Störungsperioden beibehalten wurden, sind Störungsamplituden bis 100 cm und bedeutend kleinere Schrittweiten zugunsten der Genauigkeit der Rechnungen gewählt worden.

3. Grundlagen der Berechnungsmethode

3.1 Problemstellung

Ausgangspunkt der Überlegungen sei ein einheitliches Niveau von Innen- und Außenwasser, das Null gesetzt wird. Steigt der Außenwasserspiegel um ζ , so strömt durch den Tubus Wasser mit der Geschwindigkeit

$$v = \mu \sqrt{2g(\zeta - z)} \quad (1)$$

in das Pegelrohr (vgl. Abb. 1). Da aus Gründen der Kontinuität die in der Zeiteinheit durch den Tubus tretende Wassermenge im Pegelrohr vorhanden sein muß, gilt

$$f \cdot v = F \cdot w \quad (2)$$

Dabei sind f bzw. F die Querschnitte von Tubus und Pegelrohr und w die Strömungsgeschwindigkeit im Pegelrohr. Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt mit den Abkürzungen

$$\frac{f}{F} = \lambda, \quad k = \mu \lambda \sqrt{2g}, \quad w = \frac{dz}{dt} = \dot{z}$$

die Ausgangsgleichung für die Berechnungen:

$$\dot{z} = k \sqrt{\zeta - z} \quad (3)$$

Die folgenden Untersuchungen sind unter Annahme einer sinusförmigen Wasserstandsstörung der Periode $T = 2\pi/\omega$ und der Amplitude a gemacht, so daß Gleichung (3) die Form

$$\dot{z} = k \sqrt{a \sin \omega t - z} \quad (4)$$

annimmt.

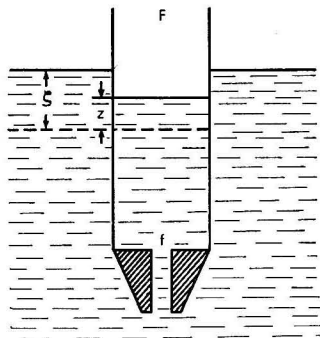


Abb. 1. Prinzipskizze des Rohrpegels

Betrachtet werden Störungen von wenigen Minuten bis zu einigen Stunden. Dazu gehören die Brandungsschwebungen (surf beats) mit Perioden von ein bis vier Minuten, die Seiches mit Amplituden von wenigen Millimetern bis zu 2 m und Perioden von einigen Minuten bis zu mehreren Stunden sowie die Tsunamis mit Perioden von 10 bis 30 Minuten. Die Windwellen ($T < 12$ s) und die Dünung ($12 \text{ s} < T < 30 \text{ s}$) bleiben unberücksichtigt, weil sich deren Perioden durch eine entsprechende Dämpfung unterdrücken lassen. Ebenfalls ausgeklammert werden die Gezeitenwellen mit Perioden von etwa 12,5 Stunden und mehr, weil diese Bewegungsvorgänge in bezug auf die Rohrpegelanlagen als quasistationär angesehen werden können.

Wie die folgenden Untersuchungen zeigen, kommt man je nach der verwendeten Dämpfung zu ganz verschiedenen Variationen des Innenwasserstandes bei demselben äußeren Vorgang, was bei der Analyse von Registrierkurven zu gänzlich falschen Ergebnissen führen kann.

3.2 Das RUNGE-KUTTA-Verfahren

Zur Lösung der Differentialgleichung (4) wird die Methode der sukzessiven Approximation von RUNGE (1895) und KUTTA (1901) angewendet. Dieses Verfahren zeichnet sich bei richtiger Schrittweite durch hohe Genauigkeit aus, ist aber auch empfindlich gegen zu große Schrittweiten. Für eine Differentialgleichung $\dot{z} = f(t, z)$ lautet die allgemeine Form bei der n -ten Approximation

$$z = z_{n-1} + \Delta z$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta z &= \frac{1}{6} \Delta z_1 + \frac{1}{3} \Delta z_2 + \frac{1}{3} \Delta z_3 + \frac{1}{6} \Delta z_4 \\ \text{mit } \Delta z_1 &= \Delta t \cdot f(t_{n-1}, z_{n-1}), \\ \Delta z_2 &= \Delta t \cdot f\left(t_{n-1} + \frac{1}{2} \Delta t, z_{n-1} + \frac{1}{2} \Delta z_1\right), \\ \Delta z_3 &= \Delta t \cdot f\left(t_{n-1} + \frac{1}{2} \Delta t, z_{n-1} + \frac{1}{2} \Delta z_2\right), \\ \Delta z_4 &= \Delta t \cdot f(t_{n-1} + \Delta t, z_{n-1} + \Delta z_3). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Die Rechnungen sollen beim ungestörten Außenwasserspiegel beginnen, so daß für $n = 1$ $t_0 = 0$ und $z_0 = 0$ werden.

Im allgemeinen hat man bei der Methode der sukzessiven Approximation keine Möglichkeit, die Genauigkeit der Näherungsrechnungen zu kontrollieren. Eine Fehlerabschätzung stößt auf beträchtliche Schwierigkeiten und wird daher selten vorgenommen.

Bei periodischen Wasserstandsstörungen kann man die Bedingung, daß die Kurve des inneren Wasserstands die Außenwasserkurve horizontal schneiden muß, als Genauigkeitskriterium heranziehen. Im Augenblick der Ausspiegelung muß die Innenwasserkurve einen Extremwert durchlaufen, also $w = \dot{z} = 0$ werden. Durch die parabolische Interpolation der drei in Richtung der Abszisse äquidistanten und in Richtung der Ordinate am engsten beieinanderliegenden Punkte $P_1(t_1, z_1)$, $P_2(t_2, z_2)$ und $P_3(t_3, z_3)$ kann man die Lage des Scheitelpunktes $S(t_s, z_s)$ bestimmen. Es gilt für die parabolische Interpolation in diesem Sonderfall

$$\left. \begin{aligned} t_s - t_2 &= \frac{1}{2} \Delta t \frac{z_1 - z_3}{z_1 - 2z_2 + z_3}, \\ z_s - z_2 &= -\frac{1}{8} \frac{(z_1 - z_3)^2}{z_1 - 2z_2 + z_3}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Aus der Differenz $z_s - z_s$ der Ordinaten der Innen- bzw. Außenwasserkurve zum Zeitpunkt t_s erhält man eine Aussage über die Genauigkeit der Rechnungen.

Ein weiteres Kriterium für die Genauigkeit liefert die Tatsache, daß die Amplitude a_0 der erzwungenen Schwingung im Pegelrohr nach größeren Störungsperioden hin kontinuierlich gegen die Störungsamplitude a gehen muß, denn bei langperiodischen Störungen wird der Einfluß der Pegelanlage vernachlässigbar klein. Wird die Schrittweite Δt zu groß gewählt, dann werden zu kleine Amplituden a_0 im eingeschwungenen Zustand berechnet.

Schließlich kann auch die Phasenverschiebung zwischen äußerer Störung und Schwingung im Pegelrohr zur Kontrolle des Näherungsverfahrens herangezogen werden. Die Phasenverschiebung geht bei wachsender Störungsperiode T gegen Null, so daß Unregelmäßigkeiten bei größerem T auf eine zu große Schrittweite hinweisen.

3.3 Die FOURIER-Analyse

In erster Näherung erhält man für die Wasserspiegelschwankung im Pegelrohr im eingeschwungenen Zustand

$$z \approx a_0 \sin(\omega t - \varphi_0). \quad (7)$$

Die früheren Untersuchungen [2] deuteten aber bereits an, daß die Innenwasserkurve von der Sinusform abweicht. Die FOURIER-Analyse in der Form

$$\left. \begin{aligned} z &= \sum_n (A_n \cos n \omega t + B_n \sin n \omega t) \\ A_n &= \frac{2}{N} \sum_{m=0}^{N-1} z_m \cos n \omega t, \\ B_n &= \frac{2}{N} \sum_{m=0}^{N-1} z_m \sin n \omega t \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

— wobei man sich aus Symmetriegründen auf alle ungeraden n beschränken kann — sagt nur wenig darüber aus, wie die Abweichung von der Sinusform beschaffen ist. Transformiert man die FOURIER-Darstellung um einen geeigneten Winkel α , so kann man den transformierten Koeffizienten A_1^* zum Verschwinden bringen und erhält damit eine Vergleichsmöglichkeit zur sinusförmigen Grundschwingung. Die transformierte Darstellung lautet

$$z = \sum_n [A_n^* \cos(n \omega t - \alpha) + B_n^* \sin(n \omega t - \alpha)], \quad (9)$$

wobei zwischen neuen und alten Koeffizienten die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} A_n^* &= A_n \cos \alpha + B_n \sin \alpha, \\ B_n^* &= -A_n \sin \alpha + B_n \cos \alpha \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

bestehen. Mit $A_1^* = 0$ folgt als Bedingung für α

$$\tan \alpha = -\frac{A_1}{B_1}, \quad (11)$$

und B_1^* bekommt den Wert

$$B_1^* = \sqrt{A_1^2 + B_1^2}. \quad (12)$$

Für das Quadrat des mittleren Fehlers der n -ten Näherung hat man bekanntlich

$$\delta_n^2 = \frac{1}{N} \left[\sum_{m=0}^{N-1} z_m^2 - \frac{N}{2} \sum_n (A_n^{*2} + B_n^{*2}) \right]. \quad (13)$$

Transformiert man auch die übrigen Koeffizienten um den Winkel α , so werden die Differenzen der Innenwasserkurve zur sinusförmigen Grundschwingung unmittelbar deutlich. Als Näherung für die Bewegungsvorgänge im Pegelrohr im eingeschwungenen Zustand ergibt sich die Beziehung

$$z \approx B_1^* \sin(\omega t - \alpha). \quad (14)$$

3.4 Ausgangswerte und Programmierung

Bei der numerischen Lösung des Problems mit elektronischen Rechenautomaten sind im Gegensatz zur manuellen Bearbeitung die Grenzen einer ökonomisch vertretbaren Berechnung weiter gesteckt. Abgesehen davon, daß die Rechenfehler ausgeschaltet und die Schrittweiten den Erfordernissen angepaßt werden können, gestatten praktisch erst Automaten, die Berechnungen bis zum eingeschwungenen Zustand weiterzuführen.

Da das Verhalten im Pegelrohr für alle Störungen von gleichem Produkt $k \cdot T$ bzw. $\lambda \cdot T$ dasselbe ist, wie SAGER [2] erkannte, ergibt sich eine außerordentliche Vereinfachung des Problems.

TABELLE 1

Zuordnung von Dämpfung λ und Störungsperiode T in [min]
bei der sukzessiven Approximation

λ	Nr.							
	1	2	3	4	5	6	7	8
1:500	1	2	3	4,5	6	9	14	28
1:750	1,5	3	4,5	6,75	9	13,5	21	42
1:1000	2	4	6	9	12	18	28	56
1:2000	4	8	12	18	24	36	56	112
1:3000	6	12	18	27	36	54	84	168
1:4000	8	16	24	36	48	72	112	224
1:5000	10	20	30	45	60	90	140	280
1:6000	12	24	36	54	72	108	168	336
1:7000	14	28	42	63	84	126	196	392
1:8000	16	32	48	72	96	144	224	448
1:9000	18	36	54	81	108	162	252	504
1:10000	20	40	60	90	120	180	280	560
$\lambda \cdot T$ min	0,002	0,004	0,006	0,009	0,012	0,018	0,028	0,056

Die von SAGER gewählten Störungsperioden wurden im allgemeinen beibehalten. Tab. 1 gibt die Zuordnung von Dämpfung λ und Störungsperiode T in Minuten bei der sukzessiven Approximation. Die Störungen mit gleichem Produkt $\lambda \cdot T$ sind in acht Spalten angeordnet, die mit den Ziffern 1 bis 8 gekennzeichnet wurden.

Als Störungsamplituden a wurden 2, 5, 10, 25, 50, 75 und 100 cm gewählt, und für den Durchflußkoeffizienten μ wurde ein mittlerer Wert von 0,6 angenommen. Über modifizierte Dämpfungsfaktoren für verschiedene Durchflußkoeffizienten kann bei SAGER [2] nachgelesen werden.

Durch die früheren Untersuchungen war ein Richtwert für die Schrittweite festgelegt. Zunächst wurde, um die Genauigkeit der Untersuchungen zu erhöhen, die Schrittweite nur halb so groß wie diejenige für manuelle Berechnung gewählt. Aus dem Studium der Fehlertabelle der früheren Berechnungen ergab

sich darüber hinaus, daß Δt zu größeren Amplituden hin noch verkleinert werden muß. Die Zuordnung von Störungsamplitude und Verhältnis $T/\Delta t$ — beide Zeitangaben in Sekunden, wobei ihr Quotient die Anzahl der Schritte pro Periode bedeutet — zeigt Tab. 2.

TABELLE 2
Zuordnung von Störungsamplitude a in [cm] und Schrittzahl $T/\Delta t$ (T, t in [s])

a [cm]	Nr.							
	1	2	3	4	5	6	7	8
2 } 5 }	80	80	80	80	160	240	480	—
10 } 25 }	120	120	120	120	120	240	240	—
50 } 75 }	120	120	120	120	120	120	120	160
100 }	240	240	240	240	240	240	240	240

Die Programmierung wurde auf den Zeiss-Rechenautomaten ZRA-1 zugeschnitten [6]. Der Automat druckte in Abhängigkeit von der Schrittweite jedes zweite, dritte, vierte, sechste oder zwölfte Wertepaar $P(t_n, z_n)$ aus, so daß zum Zeichnen und Analysieren der Kurven für jede Störungsperiode die gleiche Anzahl von 40 Werten zur Verfügung stand. Darüber hinaus hatte er die Aufgabe, die Extremwerte des Innenwasserstandes $S(t_s, z_s)$ durch parabolische Interpolation zu berechnen und den Fehler $z_s - \zeta_s$ absolut und relativ zu z_s zu ermitteln und auszudrucken. Die Berechnungen wurden durchgeführt, bis die aufeinander folgenden Extremwerte ihrem Betrag nach um weniger als 10^{-6} der Störungsamplitude auseinanderlagen. Der letzte berechnete Extremwert liegt eine halbe Periode nach dem für obige Bedingung ermittelten Zeitpunkt. Den Rechenablauf im Automaten zeigt das Flußbild in Abb. 2.

4. Diskussion der Ergebnisse

4.1 Das Verhalten der Amplituden

Tab. 3 gibt einen Überblick zum Umfang der Rechnungen entsprechend den gestellten Genauigkeitsforderungen, die für den eingeschwungenen Zustand

$$||z_{s \max} - z_{s \min}|| < 0,001 a \tag{15}$$

lauten. Man ersieht daraus, daß die Zahl der berechneten Extrema mit größeren Amplituden und kleinerem Produkt $\lambda \cdot T$ wächst und zwischen den Grenzen von nur 2 und 37 variiert. Um eine Abschätzung vom Verlauf des Einschwingvorganges zu haben, ist in Tab. 3 ferner diejenige Anzahl der Extrema (in Klammern) angegeben, für die bereits eine Annäherung an die Endamplitude a_0

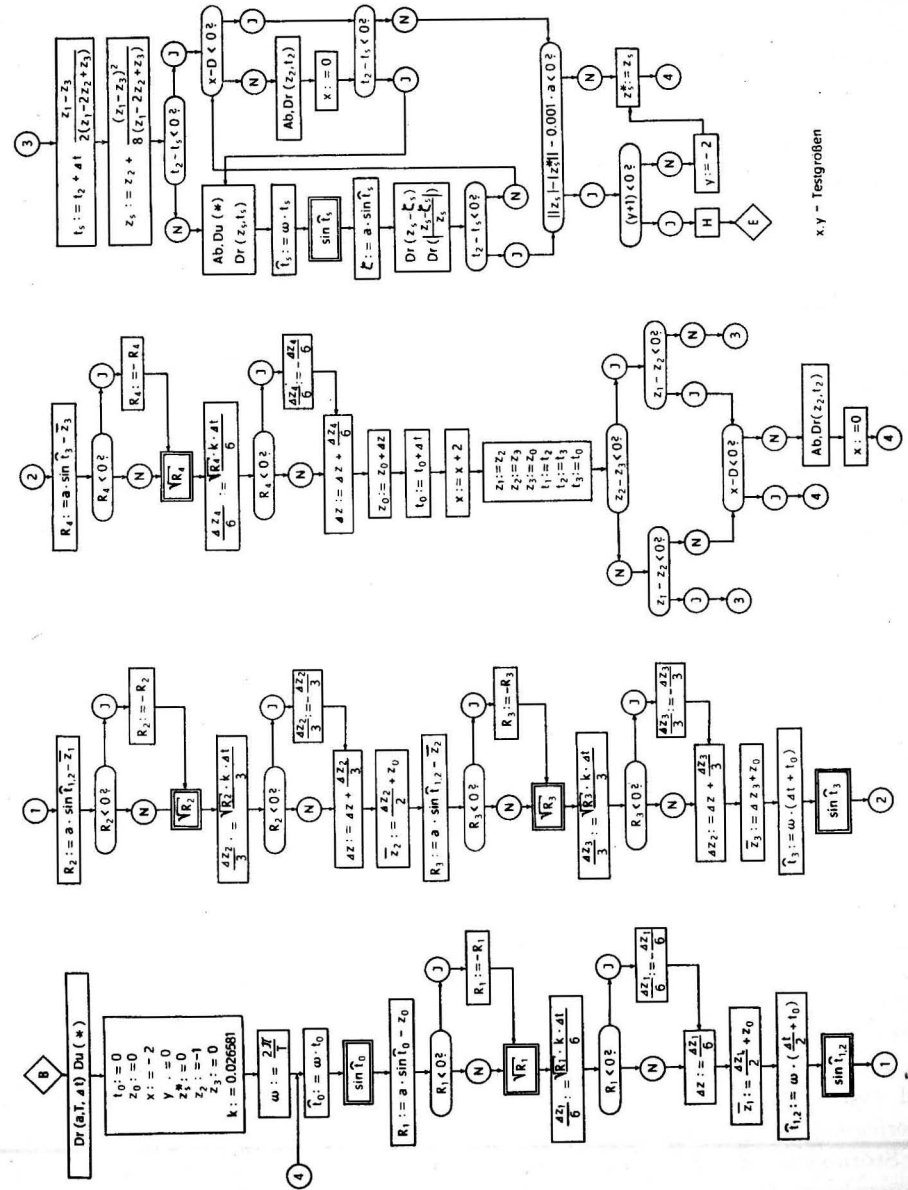


Abb. 2. Flußbild für den Rechenablauf im Zeiss-Rechenautomaten ZRA-1

TABELLE 3

Anzahl der berechneten Extrema bis zum Erreichen des eingeschwungenen Zustandes und Anzahl der Extrema, für die $0,95 a_0 \leq |z_s| \leq 1,05 a_0$ wird (in Klammern)

a [cm]	Nr.							
	1	2	3	4	5	6	7	8
2	8 (4)	5 (2)	3 (1)	3 (1)	2 (1)	2 (1)	2 (1)	nicht be- rechnet
5	11 (5)	7 (3)	5 (2)	3 (1)	3 (1)	2 (1)	2 (1)	
10	15 (7)	9 (4)	6 (3)	4 (2)	4 (2)	3 (1)	2 (1)	
25	22 (12)	13 (6)	9 (4)	7 (3)	5 (2)	4 (2)	3 (1)	
50	29 (16)	17 (8)	12 (6)	9 (4)	7 (3)	5 (2)	3 (1)	
75	33 (20)	19 (10)	14 (7)	10 (5)	8 (4)	6 (3)	4 (2)	
100	37 (23)	22 (12)	16 (8)	11 (5)	9 (4)	6 (3)	5 (2)	

bis auf 5 Prozent erreicht wird, also die Bedingung

$$0,95 a_0 \leq |z_s| \leq 1,05 a_0$$

erfüllt ist. Man erkennt, daß dies häufig bereits bei der halben Zahl der endgültig bestimmten Extremwerte der Fall ist.

Der genauere Verlauf des Innenwasserstands läßt sich aus den im Anhang gegebenen Tabellen ersehen, in denen alle Extrema aufgeführt sind. Allerdings ist dabei zu betonen, daß damit ein Zeichnen der Kurven des Innenwasser spiegels nur näherungsweise in den späteren Perioden möglich ist, dagegen zu Beginn der Bewegung ausgeschlossen ist. Es ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich und auch nicht notwendig, die für jede Periode ausgedruckten 40 Funktionswerte des Innenwasserstandes wiederzugeben. Diese Werte liegen im Institut für Meereskunde vor und können im Bedarfsfall von Interessenten eingesehen werden.

Für den eingeschwungenen Zustand sind in Tab. 4 die Amplituden a_0 sowie die Quotienten a_0/a (in Prozent) für die verschiedenen Störungsamplituden a und Produkte $\lambda \cdot T$ wiedergegeben. Es bestätigt sich die aus physikalischen Überlegungen resultierende Erwartung, daß sich die Amplitude a_0 um so mehr der Störungsamplitude a nähert, je kleiner a und je größer das Produkt $\lambda \cdot T$ — bei gegebener Dämpfung also die Periode T — ist. Dieses Verhalten kommt in der graphischen Darstellung der Abb. 3 anschaulich zum Ausdruck. Für den praktischen Gebrauch ist das Verhältnis a_0/a in den Abbildungen 4a—g für

TABELLE 4
Amplitude a_0 der erzwungenen Schwingung im Pegelrohr in [cm] und der Quotient a_0/a in Prozent (in Klammern)
im eingeschwungenen Zustand ($\mu = 0,6$)

a [cm]	Nr.							
	1	2	3	4	5	6	7	8
2	0,82 (41,0%)	1,45 (72,5%)	1,80 (90,0%)	1,97 (98,5%)	1,998 (99,90%)	1,999* (99,95%)*	1,999* (99,95%)*	nicht be- rechnet
5	1,34 (26,8%)	2,54 (50,8%)	3,50 (70,0%)	4,41 (88,2%)	4,82 (96,4%)	4,994 (99,88%)	4,999 (99,98%)	
10	1,91 (19,1%)	3,72 (37,2%)	5,34 (53,4%)	7,28 (72,8%)	8,59 (85,9%)	9,73 (97,3%)	9,995 (99,95%)	
25	3,03 (12,1%)	6,00 (24,0%)	8,84 (35,4%)	12,76 (51,0%)	16,13 (64,5%)	20,94 (83,8%)	24,26 (97,0%)	24,98 (99,92%)
50	4,29 (8,6%)	8,54 (17,1%)	12,70 (25,4%)	18,69 (37,4%)	24,24 (48,5%)	33,71 (67,4%)	43,80 (87,6%)	49,93 (99,9%)
75	5,26 (7,0%)	10,49 (14,0%)	15,63 (20,8%)	23,15 (30,9%)	30,32 (40,4%)	43,21 (57,6%)	59,25 (79,0%)	74,15 (98,9%)
100	6,08 (6,1%)	12,12 (12,1%)	18,10 (18,1%)	26,90 (26,9%)	35,38 (35,4%)	51,04 (51,0%)	72,11 (72,1%)	97,08 (97,1%)

* Näherungen ungenau, trotz $T/\Delta t = 240$ bzw. 480, vgl. unter 4.3

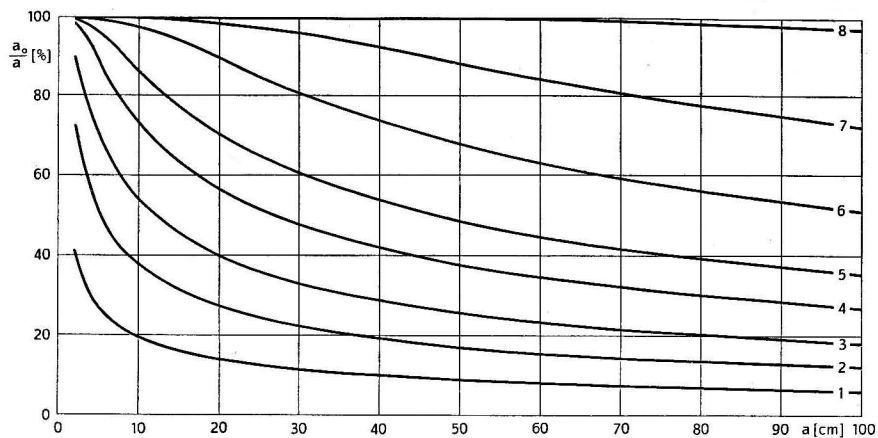


Abb. 3. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsamplitude a für verschiedene Kurven im eingeschwungenen Zustand

jede der 7 ausgewählten Störungsamplituden bei konkreten Dämpfungsverhältnissen λ zwischen 1:500 und 1:10000 dargestellt, wobei die Störungsperiode T als Abszisse gewählt wurde.

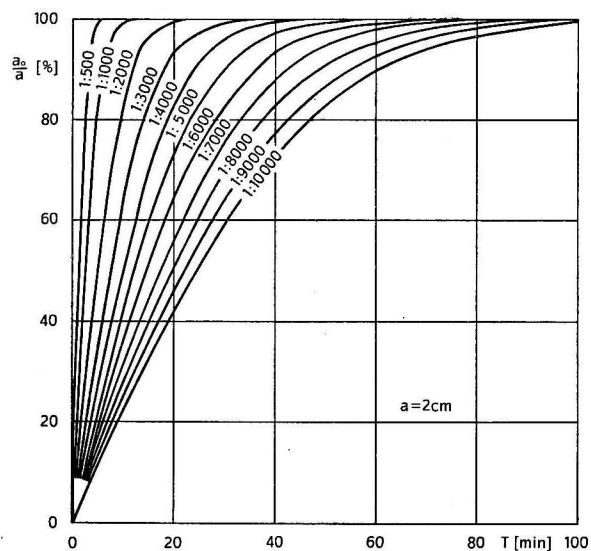


Abb. 4a. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 2$ cm im eingeschwungenen Zustand

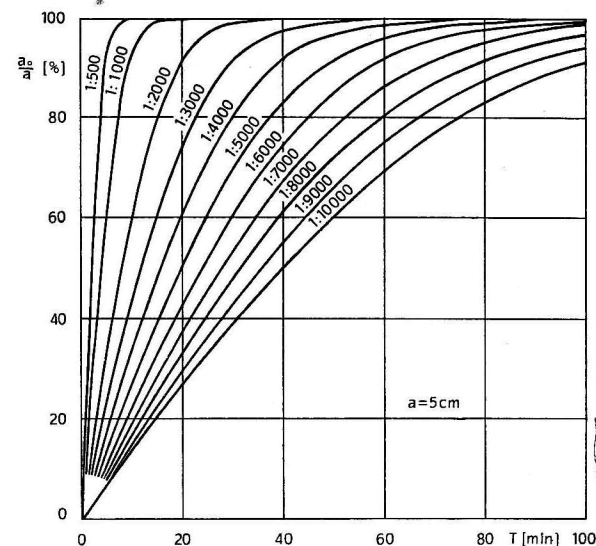


Abb. 4b. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 5$ cm im eingeschwungenen Zustand

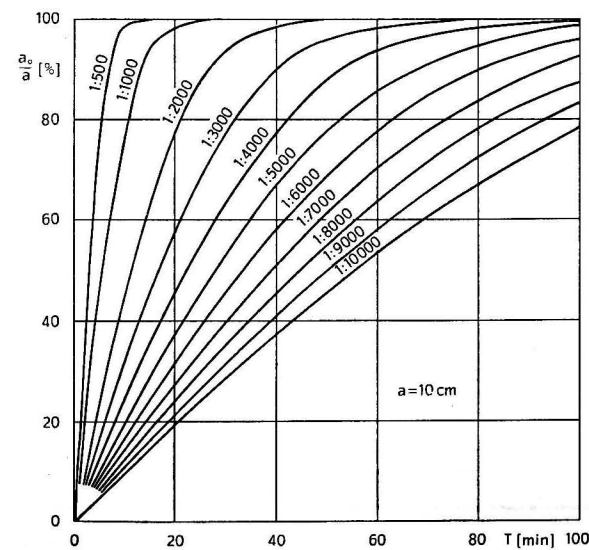


Abb. 4c. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 10$ cm im eingeschwungenen Zustand

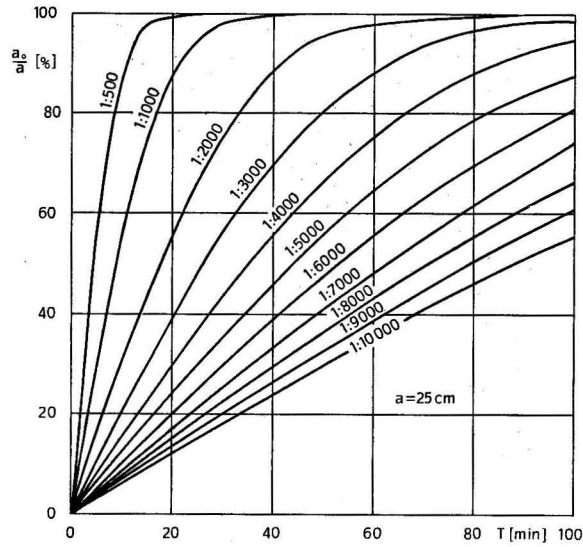


Abb. 4d. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 25$ cm im eingeschwungenen Zustand

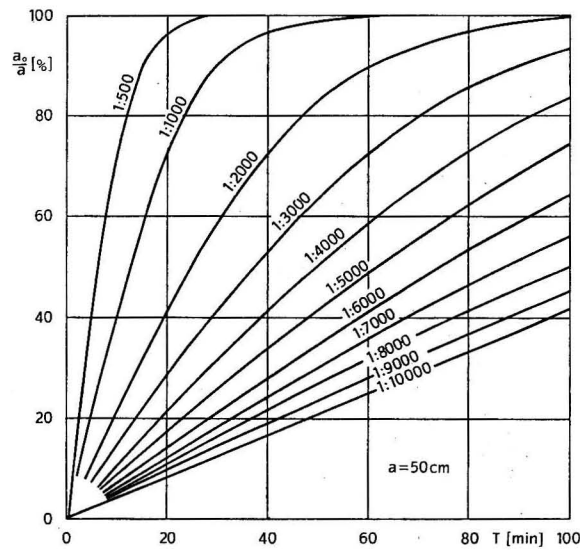


Abb. 4e. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 50$ cm im eingeschwungenen Zustand

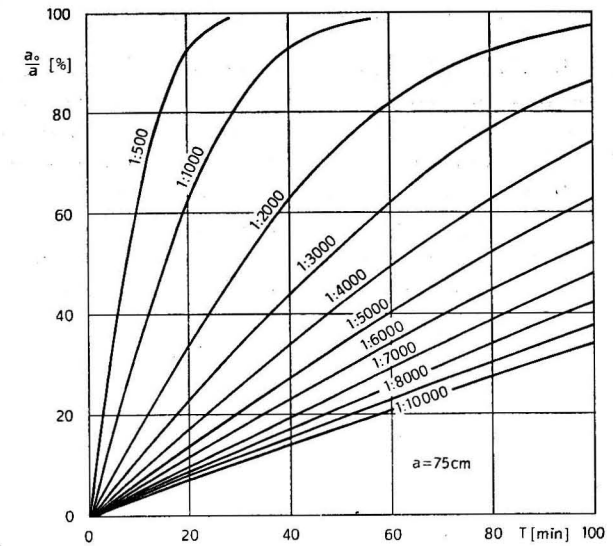


Abb. 4f. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 75$ cm im eingeschwungenen Zustand

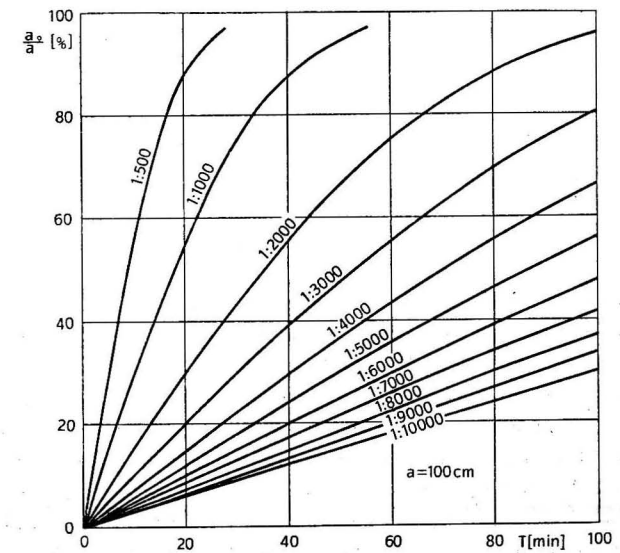


Abb. 4g. Quotient a_0/a in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 100$ cm im eingeschwungenen Zustand

4.2 Die Einstellung der Phasen

In Tab. 5 sind die Phasen φ_0 im eingeschwungenen Zustand aufgeführt und zwar einmal in Gradzahlen und zum anderen — in Klammern gesetzt und in Abb. 5 graphisch dargestellt — in Prozentzahlen als Anteil einer Viertelperiode. Diese Spanne wurde gewählt, weil die größtmögliche Phasenverschiebung eine viertel Störungsperiode ausmachen kann, die dann als 100% erscheinen würde. Die Phasenverschiebung wird mit zunehmendem Produkt $\lambda \cdot T$ — bei gegebenem λ mit wachsender Störungsperiode — sowie mit sinkender Amplitude kleiner. Bei großen Amplituden kann φ_0 in die Nähe des Grenzwertes kommen, bei großem $\lambda \cdot T$ sinkt φ_0 bald gegen Null ab.

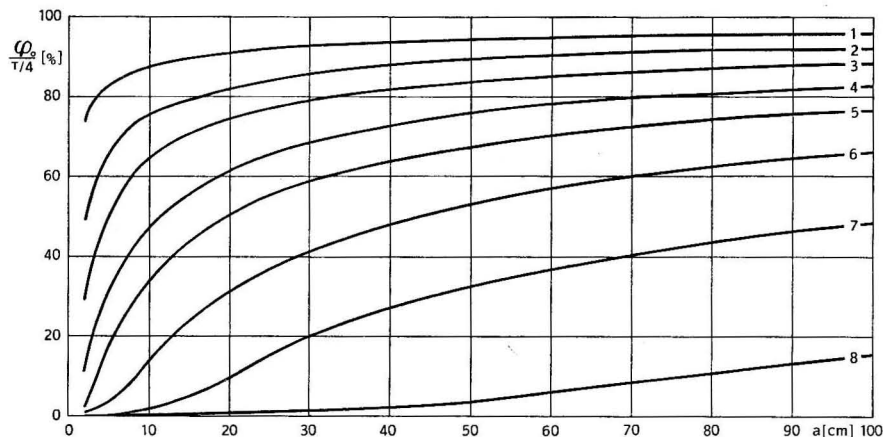


Abb. 5. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsamplitude a für verschiedene Kurven im eingeschwungenen Zustand

Diese physikalische Notwendigkeit spiegelt sich in dem RUNGE-KUTTA-Verfahren jedoch nur bedingt wider. Selbst bei einer so großen Schrittzahl von 480 pro Periode wird die Phasenverschiebung bei großen Störungsperioden nicht genügend klein, wie die Fehlerbetrachtungen in Abschnitt 4.3 zeigen werden. In ähnlicher, wenn auch wesentlich schwächerer Form wird auch die Amplitude a_0 (siehe Tab. 4) bei der Kurve Nr. 7 betroffen, wie man erkennt, wenn man die Werte in der Spalte für Kurve 7 von unten nach oben verfolgt. Beide Werte sind deshalb mit einem Stern gekennzeichnet.

Für Belange der praktischen Auswertung ist der Quotient aus φ_0 und $T/4$ für verschiedene Dämpfungsverhältnisse λ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T in den Abbildungen 6a—g im einzelnen dargestellt. Die Skala für λ umfaßt den praktisch vorkommenden Bereich, die Störungsperioden sind bis 100 Minuten ausgedehnt. Man erkennt beim Verfolgen der 7 verschiedenen Amplituden gut die beachtliche Zunahme der relativen Phasenverschiebung mit dem Wert von a .

TABELLE 5
Phasenverschiebung φ_0 der erzwungenen Schwingung im Pegelrohr in [grd] und der Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Prozent (in Klammern) im eingeschwungenen Zustand ($\mu = 0,6$)

a [cm]	Nr.							
	1	2	3	4	5	6	7	8
2	66,17° (73,5%)	43,94° (48,8%)	26,21° (29,1%)	9,89° (11,0%)	2,39° (2,7%)	0,68°* (0,8%)*	0,50°* (0,6%)*	nicht be- rechnet
5	74,95° (83,3%)	59,28° (65,9%)	45,54° (50,6%)	28,00° (31,1%)	15,70° (17,4%)	2,92° (3,2%)	0,34° (0,4%)	
10	78,74° (87,5%)	68,43° (76,0%)	57,56° (64,0%)	42,98° (47,8%)	30,63° (34,0%)	13,35° (14,8%)	1,54° (1,7%)	
25	83,31° (92,6%)	75,83° (84,3%)	69,26° (77,0%)	59,51° (66,1%)	50,14° (55,7%)	33,17° (36,9%)	14,27° (15,9%)	
50	84,79° (94,2%)	80,40° (89,3%)	75,26° (83,6%)	68,33° (75,9%)	60,74° (67,5%)	47,72° (53,0%)	29,17° (32,4%)	
75	85,85° (95,4%)	82,11° (91,2%)	77,96° (86,6%)	72,03° (80,0%)	66,14° (73,5%)	54,97° (61,1%)	37,76° (42,0%)	
100	86,65° (96,3%)	82,90° (92,1%)	79,58° (88,4%)	74,55° (82,8%)	69,22° (76,9%)	59,44° (66,0%)	43,77° (48,6%)	1,07° (1,2%)
								3,32° (3,7%)
								8,80° (9,8%)
								13,84° (15,4%)

* Näherungen ungenau, trotz $T/\Delta t = 240$ bzw. 480, vgl. unter 4.3

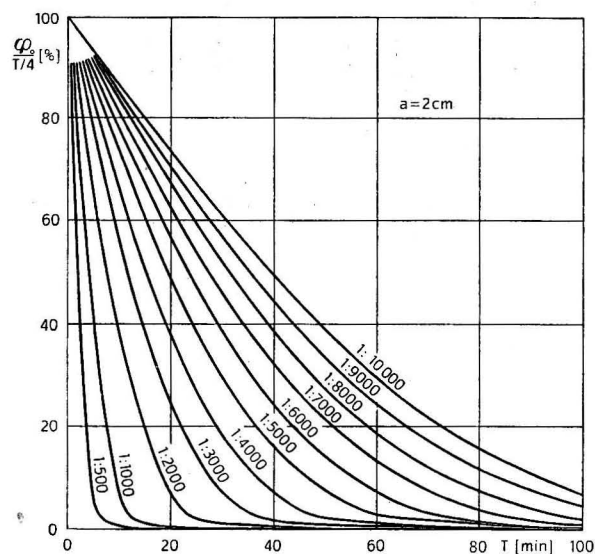


Abb. 6a. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 2$ cm im eingeschwungenen Zustand

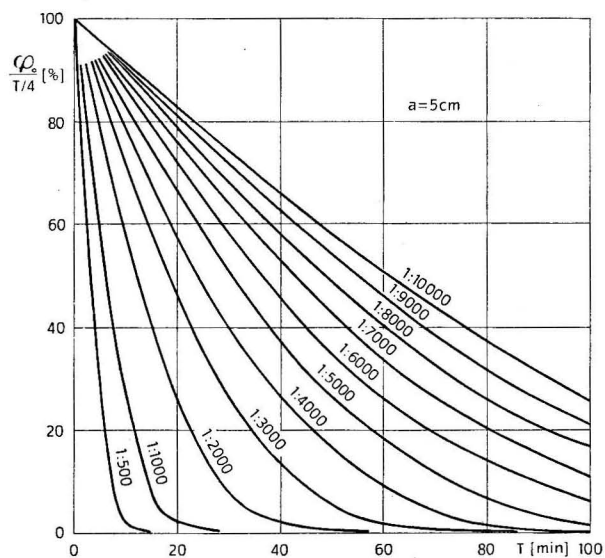


Abb. 6b. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 5$ cm im eingeschwungenen Zustand

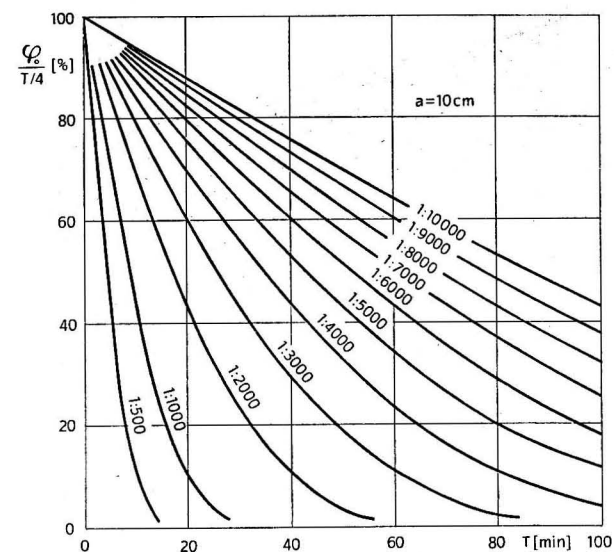


Abb. 6c. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 10$ cm im eingeschwungenen Zustand

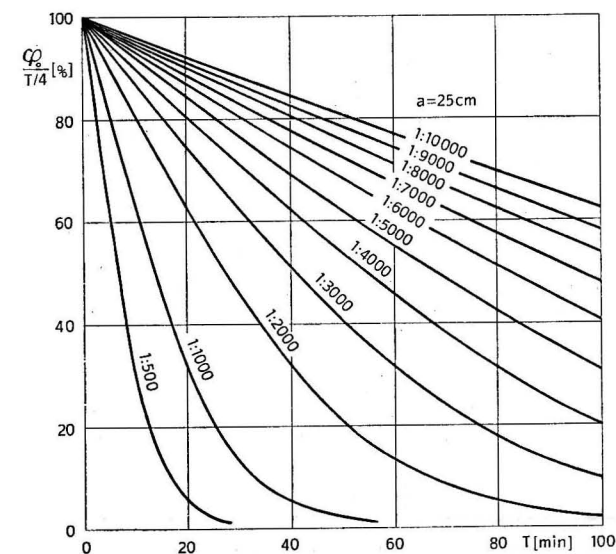


Abb. 6d. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 25$ cm im eingeschwungenen Zustand

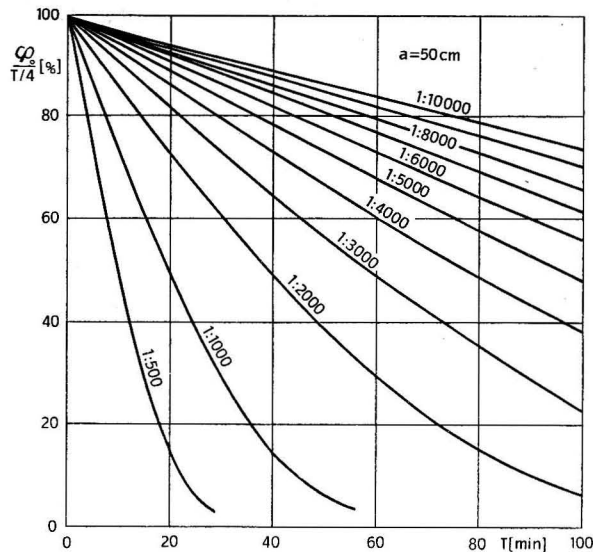


Abb. 6e. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 50$ cm im eingeschwungenen Zustand

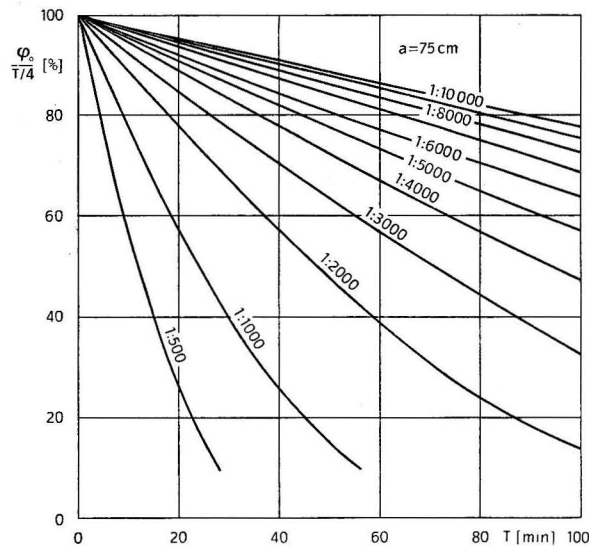


Abb. 6f. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 75$ cm im eingeschwungenen Zustand

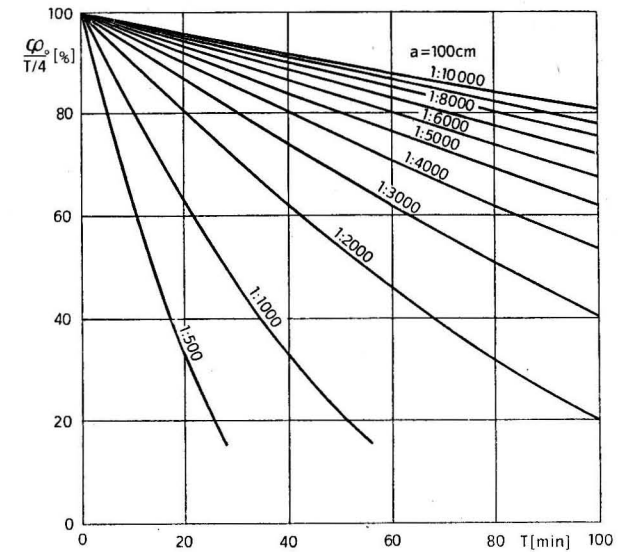


Abb. 6g. Quotient $\varphi_0 : T/4$ in Abhängigkeit von der Störungsperiode T bei verschiedenen Dämpfungsverhältnissen λ und $a = 100$ cm im eingeschwungenen Zustand

In den Tabellen im Anhang ist die relative Phasenverschiebung $\varphi_s : T/4$ für alle Perioden der berechneten 53 Fälle bestimmt worden, um deren Gang bis zum eingeschwungenen Zustand verfolgen zu können. Interessant ist die Tatsache, daß sich die Phasen im Gegensatz zu den Amplituden außerordentlich schnell auf den ungefähren Endwert einspielen. Dieser braucht aber nicht definitiv zu sein, weil er gegenüber zu großer Schrittweite sehr empfindlich ist, wie im nächsten Abschnitt belegt wird.

4.3 Fehlerbetrachtungen

Bei der Diskussion der Fehler der Methode muß an die Gleichung (15) erinnert werden, nach der die Berechnungen abgebrochen wurden, sobald die aufeinander folgenden Extremwerte ihrem Betrag nach um weniger als 1‰ der Störungsamplitude auseinanderlagen. Diese Forderung beinhaltet eine an die Größe der Amplitude a gebundene Schranke für das Einpendeln und ist nur mit geeigneten Schrittweiten vereinbar.

Um eine Übersicht zu haben, inwieweit der so fixierte Einschwingvorgang den physikalischen Gegebenheiten entspricht, sind in Tab. 6 der absolute Fehler $|a_0 - \zeta_s|$ und der relative Fehler

$$p_0 = 100 \left| \frac{a_0 - \zeta_s}{a_0} \right|$$

TABELLE 6
Fehler $|a_0 - \zeta_s|$ in [cm] und prozentualer Fehler p_0 (in Klammern) bei der Approximation im eingeschwungenen Zustand ($\mu = 0,6$)

a [cm]	Nr.							
	1	2	3	4	5	6	7	8
2	0,015 (1,83%)	0,012 (0,79%)	0,007 (0,39%)	0,002 (0,12%)	0,0001 (0,01%)	0,001 (0,05%)	0,001 (0,03%)	
5	0,037 (2,76%)	0,016 (0,64%)	0,002 (0,05%)	0,006 (0,15%)	0,002 (0,05%)	0,001 (0,01%)	0,001 (0,01%)	nicht be- rechnet
10	0,046 (2,43%)	0,039 (1,05%)	0,025 (0,47%)	0,031 (0,42%)	0,012 (0,14%)	0,005 (0,05%)	0,001 (0,01%)	
25	0,116 (3,83%)	0,122 (2,03%)	0,008 (0,09%)	0,079 (0,62%)	0,108 (0,67%)	0,019 (0,09%)	0,036 (0,15%)	0,019 (0,08%)
50	0,249 (5,80%)	0,204 (2,39%)	0,023 (0,18%)	0,224 (1,20%)	0,193 (0,80%)	0,075 (0,22%)	0,143 (0,33%)	0,009 (0,02%)
75	0,170 (3,23%)	0,190 (1,81%)	0,008 (0,05%)	0,019 (0,08%)	0,019 (0,06%)	0,152 (0,35%)	0,048 (0,08%)	0,032 (0,04%)
100	0,234 (3,86%)	0,248 (2,05%)	0,009 (0,05%)	0,258 (0,96%)	0,100 (0,28%)	0,196 (0,38%)	0,092 (0,13%)	0,014 (0,01%)

für alle berechneten Fälle angegeben. Dabei ist zu bedenken, daß a_0 aus der parabolischen Interpolation gewonnen worden und somit eine Näherung ist. Der größte relative Fehler bei den Berechnungen tritt für die Kurve 1 bei $a = 50$ cm ein und erreicht 5,80%. Allerdings hat in diesem Fall a_0 nur den Wert 4,29 cm. Die Mehrzahl der Fehler liegt bedeutend niedriger und erfüllt vollauf die Erwartungen. Im Tabellenanhang sind für die einzelnen Extrema der berechneten 53 Fälle die Differenz $z_s - \zeta_s$ und der relativ stark streuende prozentuale Fehler in den Scheitelpunkten des Innenwasserstands

$$p_s = 100 \left| \frac{z_s - \zeta_s}{z_s} \right|$$

angegeben worden.

Das empfindlichste Genauigkeitskriterium liegt in der Phasenverschiebung φ_0 bzw. dem Quotienten $\varphi_0:T/4$. Es wurden deshalb 8 Zuordnungen mit je 3 verschiedenen $T/\Delta t$ und darüber hinaus für $a = 2$ cm die Kurve Nr. 7 mit insgesamt 6 verschiedenen Schrittzahlen $T/\Delta t$ durchgerechnet und die Ergebnisse in Tab. 7 zusammengestellt. Mit Ausnahme des letztgenannten Beispiels ändert sich der Quotient $\varphi_0:T/4$ mit wachsender Schrittzahl nicht mehr wesentlich, so daß praktisch der Endzustand erreicht ist. Die Abweichungen zwischen den mit den beiden größten $T/\Delta t$ berechneten Quotienten liegen im allgemeinen unter 1%, nur für $a = 2$ cm tritt bei Kurve Nr. 4 bereits eine Streuung von 12% auf.

Völlig anders ist das Verhalten für $a = 2$ cm bei Kurve Nr. 7. Man erkennt aus Tab. 7, daß die Werte von $\varphi_0:T/4$ mit Verdoppelung der Schrittzahl jeweils auf die Hälfte sinken. Aus dieser Zuordnung erhellt, daß mit weiterer Vergrößerung der Schrittzahl offenbar φ_0 gegen Null gehen wird. Ein weiterer Rechenaufwand mit größerer Schrittzahl ist deshalb unökonomisch. Die hier nicht näher behandelten Kurven 5 und 6 für $a = 2$ cm sind mit zwei verschiedenen Schrittzahlen durchgerechnet worden, woraus man vermuten darf, daß sich bei Kurve Nr. 5 für $\varphi_0:T/4$ ein von Null verschiedener Wert einspielen, während Kurve Nr. 6 diesbezüglich dem Verhalten von Kurve Nr. 7 ähneln dürfte.

4.4 Die Analyse der Bewegungsvorgänge

Die Analyse des Bewegungsablaufs im Pegelrohr im eingeschwungenen Zustand nach Gleichung (8) und (10) gibt die Möglichkeit einer formelmäßigen Beschreibung der Innenwasserschwankung. Die Ergebnisse der FOURIER-Analyse, nämlich der Transformationswinkel α , die transformierten FOURIER-Koeffizienten und der mittlere Fehler δ_n (in Klammern), sind in den Tabellen 8a bis 8h für die Kurven Nr. 1 bis Nr. 8 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude a zusammengestellt. Im allgemeinen liegt der mittlere Fehler δ_{11} bei 1‰ der Amplitude a_0 im eingeschwungenen Zustand. Das Zeichen \square hinter dem Wert für den mittleren Fehler bedeutet, daß von dort an die Bedingung

$$\delta_n \leq 0,001 a_0$$

TABELLE 7

Amplitude a_0 und Quotient $\varphi_0: T/4$ im eingeschwingenen Zustand bei verschiedenen Schrittzahlen $T/\Delta t$ ($\mu = 0,6$)

a [cm]	Nr.	$T/\Delta t$	a_0 [cm]	$\varphi_0: T/4$
2	1	20	0,82	0,752
		40	0,82	0,723
		80	0,82	0,735
	4	20	1,94	0,120
		40	1,97	0,123
		80	1,97	0,110
	7	20	1,65	0,135
		40	1,91	0,067
		80	1,98	0,033
120		1,99	0,022	
240		2,00	0,011	
480		2,00	0,006	
25	1	40	3,03	0,917
		80	3,03	0,918
		120	3,03	0,926
	4	40	12,73	0,671
		80	12,76	0,657
		120	12,76	0,661
	7	40	24,13	0,163
		80	24,26	0,157
		120	24,26	0,159
100	1	40	6,06	0,971
		80	6,07	0,958
		240	6,08	0,963
	4	40	26,82	0,820
		80	26,86	0,832
		240	26,90	0,828
	7	40	71,98	0,493
		80	72,08	0,492
		240	72,11	0,486

erfüllt ist. Hingewiesen sei auf die Unzulänglichkeit der Koeffizienten für $a = 2$ cm. bei Kurve Nr. 6 und Nr. 7, da bereits die näherungsweise Lösung der Gleichung (4) mit Hilfe des RUNGE-KUTTA-Verfahrens zu keinen befriedigenden Ergebnissen führt (vgl. unter 4.3).

Die Abweichung der Innenwasserkurve von der Sinusform ist im allgemeinen gering, so daß für die meisten Fälle die Funktion

$$z \approx B_1^* \sin(\omega t - \alpha) \quad (14)$$

TABELLE 8 a
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm] für die Kurve Nr. 1 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

a [cm]	α [grd]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	66,90	0,7660 (0,0268)	0,0287 (0,0078)	0,0221 (0,0078)	0,0097 (0,0035)	0,0018 (0,0035)	0,0022 (0,0019)	-0,0036 (0,0019)	-0,0006 (0,0012)	-0,0021 (0,0012)	-0,0012 (0,0008)	-0,0005 (0,0008)
5	75,24	1,2420 (0,0436)	0,0325 (0,0127)	0,0492 (0,0127)	0,0144 (0,0058)	0,0070 (0,0058)	0,0068 (0,0032)	-0,0006 (0,0032)	0,0029 (0,0020)	-0,0021 (0,0020)	0,0008 (0,0013)	-0,0020 (0,0013)
10	79,45	1,7711 (0,0622)	0,0344 (0,0182)	0,0768 (0,0182)	0,0166 (0,0084)	0,0158 (0,0084)	0,0091 (0,0047)	0,0036 (0,0047)	0,0052 (0,0030)	-0,0001 (0,0030)	0,0029 (0,0020)	-0,0011 (0,0020)
25	83,41	2,8152 (0,0990)	0,0341 (0,0290)	0,1295 (0,0290)	0,0173 (0,0133)	0,0321 (0,0133)	0,0104 (0,0075)	0,0115 (0,0075)	0,0068 (0,0048)	0,0046 (0,0048)	0,0047 (0,0032)	0,0016 (0,0032)
50	85,24	3,9874 (0,1398)	0,0366 (0,0408)	0,1856 (0,0408)	0,0188 (0,0181)	0,0481 (0,0181)	0,0114 (0,0101)	0,0180 (0,0101)	0,0081 (0,0058)	0,0083 (0,0058)	0,0050 (0,0037)	0,0038 (0,0037)
75	86,11	4,8862 (0,1714)	0,0363 (0,0497)	0,2292 (0,0497)	0,0188 (0,0222)	0,0599 (0,0222)	0,0115 (0,0120)	0,0238 (0,0120)	0,0077 (0,0070)	0,0113 (0,0070)	0,0054 (0,0042)	0,0058 (0,0042)
100	86,65	5,6439 (0,1981)	0,0359 (0,0575)	0,2657 (0,0575)	0,0186 (0,0258)	0,0702 (0,0258)	0,0114 (0,0140)	0,0285 (0,0140)	0,0076 (0,0083)	0,0140 (0,0083)	0,0052 (0,0052)	0,0076 (0,0052)

TABELLE 8b
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 2 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

a [cm]	α [grd]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	46,03	1,3537 (0,0467)	0,0616 -0,0133 (0,0139)	-0,0044 -0,0167 (0,0066)	-0,0072 0,0021 (0,0039)	0,0012 0,0039 (0,0026)	0,0024 -0,0008 (0,0019)					
5	60,94	2,3606 (0,0821)	0,1021 0,0440 (0,0238)	0,0237 -0,0185 (0,0107)	-0,0020 -0,0126 (0,0058)	-0,0062 -0,0023 (0,0034)	-0,0029 0,0025 (0,0021)□					
10	69,21	3,4535 (0,1208)	0,1202 0,1107 (0,0350)	0,0443 -0,0007 (0,0157)	0,0134 -0,0130 (0,0085)	0,0005 -0,0097 (0,0050)	-0,0036 -0,0043 (0,0031)□					
25	76,70	5,5719 (0,1953)	0,1339 0,2279 (0,0567)	0,0612 0,0371 (0,0255)	0,0302 0,0015 (0,0138)	0,0141 -0,0069 (0,0082)	0,0052 -0,0075 (0,0050)□					
50	80,61	7,9363 (0,2804)	0,1375 0,3526 (0,0836)	0,0680 0,0786 (0,0398)	0,0392 0,0225 (0,0237)	0,0242 0,0046 (0,0161)	0,0153 -0,0020 (0,0118)					
75	82,30	9,7418 (0,3445)	0,1403 0,4432 (0,1029)	0,0714 0,1060 (0,0491)	0,0429 0,0354 (0,0294)	0,0281 0,0117 (0,0201)	0,0191 0,0017 (0,0148)					
100	83,37	11,2606 (0,3964)	0,1387 0,5176 (0,1165)	0,0707 0,1278 (0,0538)	0,0427 0,0456 (0,0307)	0,0282 0,0177 (0,0197)	0,0193 0,0057 (0,0136)					

TABELLE 8c
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 3 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

a [cm]	α [grd]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	30,10	1,6901 (0,0553)	0,0430 -0,0610 (0,0165)	-0,0206 0,0013 (0,0078)	0,0058 0,0068 (0,0046)	0,0011 -0,0047 (0,0031)	-0,0028 0,0012 (0,0022)					
5	47,94	3,2617 (0,1130)	0,1510 -0,0205 (0,0339)	-0,0049 -0,0417 (0,0163)	-0,0183 0,0017 (0,0098)	0,0007 0,0100 (0,0067)	0,0064 -0,0004 (0,0050)					
10	59,31	4,9667 (0,1727)	0,2202 0,0784 (0,0502)	0,0448 -0,0449 (0,0226)	-0,0090 -0,0253 (0,0123)	-0,0139 -0,0013 (0,0073)	-0,0040 0,0070 (0,0045)□					
25	70,23	8,2183 (0,2879)	0,2756 0,2751 (0,0840)	0,1056 0,0065 (0,0382)	0,0356 -0,0274 (0,0211)	0,0049 -0,0231 (0,0130)	-0,0065 -0,0123 (0,0085)□					
50	75,99	11,8021 (0,4138)	0,2945 0,4763 (0,1203)	0,1328 0,0736 (0,0542)	0,0644 -0,0004 (0,0295)	0,0288 -0,0168 (0,0177)	0,0095 -0,0170 (0,0112)□					
75	78,53	14,5289 (0,5095)	0,2994 0,6203 (0,1496)	0,1450 0,1218 (0,0668)	0,0740 0,0228 (0,0383)	0,0436 -0,0038 (0,0226)	0,0196 -0,0119 (0,0157)					
100	80,07	16,8215 (0,5937)	0,3054 0,7414 (0,1763)	0,1495 0,1611 (0,0833)	0,0847 0,0434 (0,0491)	0,0511 0,0068 (0,0329)	0,0315 -0,0062 (0,0238)					

TABELLE 8 d
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 4 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

α [cm]	α [grd]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	16,40	1,8878 (0,0511)	-0,0127 -0,0679 (0,0148)	-0,0016 0,0185 (0,0069)	0,0032 -0,0073 (0,0039)	-0,0029 0,0031 (0,0025)	0,0023 -0,0011 (0,0018)□					
5	32,14	4,1307 (0,1367)	0,1204 -0,1397 (0,0411)	-0,0506 -0,0054 (0,0197)	0,0104 0,0197 (0,0119)	0,0058 -0,0108 (0,0081)	-0,0077 0,0008 (0,0060)					
10	45,76	6,7940 (0,2334)	0,3071 -0,0717 (0,0688)	-0,0249 -0,0825 (0,0318)	-0,0348 0,0124 (0,0182)	0,0073 0,0183 (0,0117)	0,0110 -0,0047 (0,0081)					
25	60,80	11,8687 (0,4132)	0,5142 0,2196 (0,1200)	0,1191 -0,0938 (0,0539)	-0,0102 -0,0633 (0,0291)	-0,0312 -0,0115 (0,0172)	-0,0147 0,0124 (0,0105)□					
50	69,09	17,3681 (0,6073)	0,6069 0,5542 (0,1761)	0,2226 -0,0053 (0,0790)	0,0667 -0,0663 (0,0426)	0,0016 -0,0487 (0,0251)	-0,0185 -0,0212 (0,0153)□					
75	72,87	21,5226 (0,7600)	0,6434 0,7985 (0,2275)	0,2722 0,0748 (0,1092)	0,1156 -0,0426 (0,0658)	0,0380 -0,0559 (0,0452)	-0,0011 -0,0429 (0,0335)					
100	75,10	24,9875 (0,8781)	0,6631 0,9846 (0,2577)	0,2943 0,1342 (0,1188)	0,1372 -0,0174 (0,0675)	0,0566 -0,0468 (0,0431)	0,0129 -0,0423 (0,0296)					

TABELLE 8 e
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 5 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

α [cm]	α [grd]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	9,91	1,9531 (0,0395)	-0,0331 -0,0425 (0,0106)	0,0089 0,0100 (0,0048)	-0,0036 -0,0042 (0,0028)	0,0018 0,0023 (0,0018)□	-0,0010 -0,0015 (0,0013)					
5	21,55	4,5565 (0,1366)	0,0259 -0,1829 (0,0399)	-0,0306 0,0399 (0,0182)	0,0200 -0,0076 (0,0100)	-0,0110 -0,0023 (0,0060)	0,0047 0,0047 (0,0038)□					
10	34,48	8,0382 (0,2670)	0,2655 -0,2447 (0,0780)	-0,0935 -0,0305 (0,0353)	0,0076 0,0411 (0,0193)	0,0168 -0,0139 (0,0117)	-0,0120 -0,0045 (0,0074)□					
25	51,91	15,0190 (0,5186)	0,7014 0,0249 (0,1505)	0,0387 -0,1864 (0,0675)	-0,0746 -0,0300 (0,0363)	-0,0222 0,0352 (0,0212)	0,0177 0,0162 (0,0127)□					
50	62,35	22,5462 (0,7873)	0,9519 0,4764 (0,2307)	0,2466 -0,1522 (0,1058)	0,0011 -0,1237 (0,0596)	-0,0547 -0,0358 (0,0376)	-0,0360 0,0154 (0,0255)					
75	67,30	28,1846 (0,9856)	1,0468 0,8260 (0,2870)	0,3571 -0,0591 (0,1298)	0,0834 -0,1288 (0,0713)	-0,0210 -0,0773 (0,0433)	-0,0422 -0,0205 (0,0277)□					
100	70,22	32,8718 (1,1511)	1,1032 1,0991 (0,3356)	0,4222 0,0248 (0,1524)	0,1419 -0,1100 (0,0842)	0,0188 -0,0922 (0,0517)	-0,0263 -0,0488 (0,0337)□					

TABELLE 8 f
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 6 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

a [cm]	α [grad]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	4,60	1,9888 (0,0215)	-0,0268 -0,0131 (0,0044)	0,0057 0,0010 (0,0016)□	-0,0020 -0,0001 (0,0008)	0,0009 -0,0001 (0,0004)	-0,0005 0,0001 (0,0002)					
5	10,90	4,8606 (0,1047)	-0,0787 -0,1188 (0,0287)	0,0206 0,0297 (0,0131)	-0,0079 -0,0129 (0,0076)	0,0037 0,0071 (0,0050)	-0,0019 -0,0046 (0,0036)□					
10	19,66	9,2383 (0,2682)	0,0087 -0,3628 (0,0780)	-0,0422 0,0888 (0,0354)	0,0328 -0,0260 (0,0193)	-0,0214 0,0046 (0,0116)	0,0125 0,0030 (0,0073)□					
25	36,59	19,5718 (0,6557)	0,7102 -0,5310 (0,1917)	-0,2110 -0,1179 (0,0869)	-0,0112 0,1021 (0,0477)	0,0516 -0,0150 (0,0288)	-0,0193 -0,0248 (0,0183)□					
50	49,83	31,3904 (1,0839)	1,4630 -0,0810 (0,3182)	0,0114 -0,3993 (0,1466)	-0,1699 -0,0193 (0,0829)	-0,0172 0,0889 (0,0526)	0,0527 0,0131 (0,0359)					
75	56,60	40,2082 (1,4051)	1,8461 0,4349 (0,4192)	0,2833 -0,4377 (0,1996)	-0,1372 -0,1804 (0,1189)	-0,1178 0,0375 (0,0806)	-0,0020 0,0777 (0,0590)					
100	60,83	47,4819 (1,6537)	2,0552 0,8853 (0,4806)	0,4798 -0,3719 (0,2162)	-0,0374 -0,2541 (0,1174)	-0,1243 -0,0487 (0,0698)	-0,0609 0,0479 (0,0432)□					

TABELLE 8 g
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 7 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

a [cm]	α [grad]	B_1^*	A_3^*	B_3^*	A_5^*	B_5^*	A_7^*	B_7^*	A_9^*	B_9^*	A_{11}^*	B_{11}^*
2	1,92	1,9980 (0,0095)	-0,0130 -0,0025 (0,0016)□	0,0021 -0,0001 (0,0005)	-0,0007 0,0001 (0,0002)	0,0003 -0,0001 (0,0001)	-0,0002 0,0001 (0,0001)					
5	4,74	4,9705 (0,0555)	-0,0684 -0,0348 (0,0115)	0,0147 0,0032 (0,0042)□	-0,0052 -0,0005 (0,0020)	0,0024 0,0001 (0,0010)	-0,0013 0,00004 (0,0005)					
10	9,17	9,7963 (0,1877)	-0,1688 -0,1926 (0,0493)	0,0456 0,0427 (0,0219)	-0,0186 -0,0174 (0,0124)	0,0093 0,0094 (0,0081)□	-0,0053 -0,0061 (0,0058)					
25	20,18	23,0143 (0,6744)	0,0522 -0,9112 (0,1959)	-0,1198 0,2164 (0,0883)	0,0880 -0,0574 (0,0477)	-0,0545 0,0046 (0,0279)	0,0291 0,0125 (0,0167)□					
50	32,80	41,0148 (1,3584)	1,2458 -1,3464 (0,4035)	-0,4964 -0,0862 (0,1893)	0,0826 0,2014 (0,1102)	0,0674 -0,0958 (0,0727)	-0,0722 -0,0022 (0,0517)					
75	40,85	55,2818 (1,8818)	2,2918 -1,0989 (0,5579)	-0,4513 -0,5313 (0,2614)	-0,1739 0,2454 (0,1520)	0,1515 0,0566 (0,1001)	0,0083 -0,0992 (0,0712)					
100	46,37	67,1929 (2,3152)	3,0622 -0,6299 (0,6877)	-0,2070 -0,8327 (0,3238)	-0,3576 0,0992 (0,1897)	0,0570 0,1921 (0,1261)	0,1189 -0,0359 (0,0904)					

TABELLE 8h
Transformierte FOURIER-Koeffizienten in [cm] und mittlerer Fehler der Näherungen (in Klammern) in [cm]
für die Kurve Nr. 8 in Abhängigkeit von der Störungsamplitude

a [cm]	α [grd]	B_1^*	A_2^*	B_2^*	A_3^*	B_3^*	A_4^*	B_4^*	A_5^*	B_5^*	A_6^*	B_6^*	A_7^*	B_7^*	A_8^*	B_8^*	A_9^*	B_9^*			
2	} 5,89	24,7744 (0,3326)	-0,3863 (0,0736)	-0,2475	0,0913 (0,0282)	0,0302	-0,0342 (0,0137)□	-0,0061	0,0161 (0,0077)	0,0006	-0,0086 (0,0046)	0,0011	-	-	-	-	-	-	-		
5																					
10																					
25	} 11,23	48,5309 (1,0650)	-0,7697 (0,2931)	-1,2265	0,1978 (0,1334)	0,3115	-0,0737 (0,0767)	-0,1358	0,0328 (0,0503)	0,0749	-0,0163 (0,0358)□	-0,0473	-	-	-	-	-	-	-	-	
50																					
75																					
100	20,17	92,0484 (2,6952)	0,2034 (0,7325)	-3,6418	-0,4744 (0,3525)	0,8665	0,3491 (0,1906)	-0,2324	-0,2171 (0,1119)	0,0221	0,1174 (0,0673)□	-0,0466	-	-	-	-	-	-	-	-	-

eine recht gute Näherung bedeutet. Die Abweichung wird um so geringer, je kleiner die Störungsamplitude a und je höher die Kurvennummer ist, d. h., je größer die Periode der Störung ist. Die Werte von A_3^* liegen zwischen $-1,7$ und $+4,7\%$ des transformierten Koeffizienten B_1^* ; B_3^* nimmt Werte zwischen $-4,0$ und $+4,7\%$ von B_1^* an. Im Mittel aller 53 Fälle betragen die Quotienten

$$\frac{|A_3^*|}{B_1^*} = 2,6\% \quad \text{und} \quad \frac{|B_3^*|}{B_1^*} = 2,8\% .$$

Literatur

- [1] SAGER, G., Einfluß von Wasserstandsstörungen auf Registrierpegel. Ann. f. Hydrographie, Stralsund, H. 4 (1956) S. 79–105.
- [2] SAGER, G., Die numerische Bestimmung des Einflusses periodischer Wasserstandsstörungen auf Registrierpegel. Beitr. z. Meereskunde, H. 4 (1961) S. 9–53.
- [3] SHIPLEY, A. M., On measuring long waves with a tide gauge. Deutsche Hydrogr. Z. 16 (1963), H. 3, S. 136–140.
- [4] BOCZAR-KARAKIEWICZ, B., J. KARWOWSKI und G. KWIDZIŃSKA-BENDYKOWSKA, Zagadnienia wybrane dotyczące zasady działania i pracy mareografu (Ausgewählte Probleme zum Funktionsprinzip und der Arbeit von Mareographen). Rozprawy Hydrotechniczne, Warszawa-Poznań, H. 13 (1963) S. 3–55.
- [5] KWIDZIŃSKA-BENDYKOWSKA, G. und B. BOCZAR-KARAKIEWICZ, Wpływ zaburzającego działania fali i wymiarów mareografu na jego notowania (Der Einfluß der störenden Wirkung des Seegangs und der Abmessungen des Mareographen auf seine Registrierungen). Rozprawy Hydrotechniczne, Warszawa-Poznań, H. 15 (1964) S. 165–180.
- [6] SAMMLER, R., Die Berechnung von Einschwingvorgängen bei Rohrpegeln nach der Methode der successiven Approximation. Belegarbeit für mathematisch-technische Assistenten, Rostock 1967, 43 S. (unveröffentlicht).
- [7] SAGER, G. und W. MATTHÄUS, Die Abbildung periodischer Wasserstandsstörungen in Rohrpegeln. Monatsberichte Dt. Akad. Wiss., 9 (1967) S. 809–816.

Abschluß der Arbeit: 1. 11. 1967

Anschrift der Verfasser:

Dipl.-Phys. W. MATTHÄUS, Dr. habil. G. SAGER und R. SAMMLER,
Institut für Meereskunde, Warnemünde, Seestr. 15

Anhang: Charakteristische Daten in den Scheitelpunkten des Innenwasserstandes während des Einschwingvorganges ($\mu = 0,6$)

TABELLE Ia

Nr. 1 a = 2 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,402	1,14	0,610	-0,01	0,68
2	0,941	-0,71	0,766	0,01	1,98
3	1,428	0,87	0,711	-0,01	1,18
4	1,935	-0,81	0,740	-0,01	1,56
5	2,433	0,83	0,733	0,01	1,69
6	2,934	-0,82	0,736	-0,02	1,83
7	3,434	0,82	0,735	0,02	1,83
8	3,934	-0,82	0,735	-0,02	1,83
9	4,434	0,82	0,735	0,02	1,83

TABELLE Ib

Nr. 2 a = 2 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,347	1,65	0,389	0,01	0,56
2	0,874	-1,43	0,495	-0,01	0,41
3	1,372	1,45	0,487	0,01	0,81
4	1,872	-1,45	0,488	-0,01	0,79
5	2,372	1,45	0,488	0,01	0,79
6	2,872	-1,45	0,488	-0,01	0,79

TABELLE Ic

Nr. 3 a = 2 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,309	1,87	0,237	0,01	0,34
2	0,823	-1,80	0,292	-0,01	0,38
3	1,323	1,80	0,291	0,01	0,39
4	1,823	-1,80	0,291	-0,01	0,39

TABELLE Id

Nr. 4 a = 2 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,274	1,98	0,096	0,002	0,10
2	0,777	-1,97	0,110	-0,002	0,12
3	1,277	1,97	0,110	0,002	0,12
4	1,777	-1,97	0,110	-0,002	0,12

TABELLE Ie

Nr. 5 a = 2 cm T/At = 160					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,256	2,00	0,025	-0,0006	0,027
2	0,757	-2,00	0,027	-0,0001	0,004
3	1,257	2,00	0,027	0,0001	0,004

TABELLE If*

Nr. 6 a = 2 cm T/At = 240					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,252	2,00	0,008	-0,001	0,05
2	0,752	-2,00	0,008	0,001	0,05
3	1,252	2,00	0,008	-0,001	0,05

TABELLE Ig*

Nr. 7 a = 2 cm T/At = 480					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,251	2,00	0,006	-0,001	0,03
2	0,751	-2,00	0,006	0,001	0,03
3	1,251	2,00	0,006	-0,001	0,03

* Näherungen ungenau, trotz $T/At = 240$ bzw. 480 , vgl. unter 4.3.

TABELLE IIa

Nr. 1 a = 5 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,433	2,08	0,732	0,03	1,60
2	0,971	-0,94	0,885	-0,04	4,29
3	1,450	1,55	0,799	-0,001	0,06
4	1,961	-1,22	0,845	-0,01	0,97
5	2,454	1,40	0,815	-0,04	2,62
6	2,959	-1,30	0,837	-0,04	2,90
7	3,457	1,35	0,828	0,02	1,19
8	3,959	-1,33	0,834	-0,04	2,93
9	4,458	1,34	0,832	0,03	2,61
10	4,958	-1,33	0,833	-0,04	2,83
11	5,458	1,34	0,833	0,04	2,73
12	5,958	-1,33	0,833	-0,04	2,79

TABELLE IIb

Nr. 2 a = 5 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,386	3,30	0,544	0,01	0,44
2	0,923	-2,33	0,694	-0,02	0,81
3	1,413	2,60	0,653	0,004	0,16
4	1,915	-2,52	0,660	0,02	0,88
5	2,415	2,54	0,658	-0,01	0,57
6	2,915	-2,54	0,659	0,02	0,67
7	3,415	2,54	0,659	-0,02	0,64
8	3,915	-2,54	0,659	0,02	0,65

TABELLE IIc

Nr. 3 a = 5 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,351	4,03	0,404	0,004	0,10
2	0,878	-3,43	0,514	0,023	0,67
3	1,376	3,51	0,505	0,001	0,04
4	1,877	-3,50	0,506	0,002	0,06
5	2,377	3,50	0,506	-0,002	0,05
6	2,877	-3,50	0,506	0,002	0,05

TABELLE II d

Nr. 4 a = 5 cm T/At = 80					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,313	4,61	0,253	0,003	0,06
2	0,828	-4,40	0,312	0,008	0,18
3	1,328	4,41	0,311	-0,006	0,15
4	1,828	-4,41	0,311	0,006	0,15

TABELLE IIe

Nr. 5 a = 5 cm T/At = 160					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,287	4,87	0,147	0,004	0,08
2	0,794	-4,82	0,174	-0,002	0,05
3	1,294	4,82	0,174	0,002	0,05
4	1,794	-4,82	0,174	-0,002	0,05

TABELLE II f

Nr. 6 a = 5 cm T/At = 240					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,257	4,99	0,029	-0,001	0,01
2	0,758	-4,99	0,032	-0,001	0,01
3	1,258	4,99	0,032	0,001	0,01

TABELLE II g

Nr. 7 a = 5 cm T/At = 480					
Extr. Nr.	t_s/T	z_s [cm]	$\frac{\varphi_s}{T/4}$	$z_s - \zeta_s$ [cm]	p_s [%]
1	0,251	5,00	0,004	0,001	0,01
2	0,751	-5,00	0,004	0,001	0,01
3	1,251	5,00	0,004	-0,001	0,01

TABELLE IIIa

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-16, a=10 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IIIb

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-10, a=10 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IIIc

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-7, a=10 cm, T/delta t = 120.

TABELLE III d

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-5, a=10 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IIIe

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-5, a=10 cm, T/delta t = 120.

TABELLE III f

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-4, a=10 cm, T/delta t = 240.

TABELLE III g

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-3, a=10 cm, T/delta t = 240.

TABELLE IV a

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-23, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV b

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-14, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV c

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-10, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV d

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-8, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV e

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-6, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV f

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-5, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV g

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-4, a=25 cm, T/delta t = 120.

TABELLE IV h

Table with 6 columns: Extr. Nr., t_s/T, z_s [cm], phi_s/T/4, z_s - zeta_s [cm], p_s [%]. Rows 1-3, a=25 cm, T/delta t = 160.

TABELLE VIe

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 5 a = 75 cm T/dt = 240.

TABELLE VI f

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 6 a = 75 cm T/dt = 240.

TABELLE VII c

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 3 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VII d

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 4 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VI g

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 7 a = 75 cm T/dt = 240.

TABELLE VI h

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 8 a = 75 cm T/dt = 240.

TABELLE VII e

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 5 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VII f

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 6 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VII a

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 1 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VII b

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 2 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VII g

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 7 a = 100 cm T/dt = 240.

TABELLE VII h

Table with 6 columns: Extr. Nr., ts/T, zs [cm], ps/T4, zs - z_s [cm], ps [%]. Header: Nr. 8 a = 100 cm T/dt = 240.

ACTA HYDROPHYSICA

Herausgegeben von Prof. Dr. H. ERTEL und Ing. J. FISCHER

1968 erscheint Band XII, Heft 3

44 Seiten – 4 Seiten Bandinhalt – 5 Abbildungen – 14 Tabellen – 8° – 8,- M

In diesem Heft werden drei Arbeiten veröffentlicht.

H. ERTEL: Adjunkten-Form der hydrodynamischen Wirbelgleichungen

A. KEPINSKI: Kornzusammensetzung wasserführender Bodenschichten

O. MIEHLKE: Aufgaben und Perspektive der Küstenforschung in der
Deutschen Demokratischen Republik

Einzel- bzw. Fortsetzungsbestellungen durch eine Buchhandlung erbeten



AKADEMIE - VERLAG · BERLIN

LIMNOLOGICA

Herausgegeben von Dr. THEODOR SCHRÄDER
unter Mitwirkung von Prof. Dr. ALFRED RIETH

Die Schriftenreihe veröffentlicht Originalarbeiten aus allen Gebieten der wissenschaftlichen Erforschung der Binnengewässer und der benachbarten Lebensräume, ferner Sammelberichte, Tagungsberichte und Literaturbesprechungen. Sie dient mit Vorrang der Publikation der Forschungsergebnisse der Forschungsstelle für Limnologie der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin.

Band I

Heft 1 bis 4 — vergriffen

Heft 5 — 1963. 196 S. — 94 Abb., dav. 9 auf 3 Taf. — 32 Tab. — 8 S. Titelei für Bd. I — gr. 8°
37,— M

Band II

Heft 1 — 1964. 143 S. — 21 Abb. — 3 Taf. — 21 Tab. — gr. 8° — 270 g — 24,50 M

Heft 2 — vergriffen

Heft 3 — 1964. 132 S. — 78 Abb. — 2 Tab. — 1 Titelbild — gr. 8° — 22,30 M

Heft 4 — 1964. VIII S. Bandindex, 154 S. — 26 Abb. — 1 Taf. — 1 Falttaf. — 14 Tab. — gr. 8°
27,20 M

Band III

Heft 1 — 1965. 96 S. — 26 Abb. — 2 mehrfarb. Taf. — 1 Falttab. — 2 Tab. — gr. 8° — 23,50 M

Heft 2 — 1965. 147 S. — 72 Abb., dav. 8 auf 4 Taf. — 2 Taf., dav. 1 Falttaf. — 23 Tab. — 29,60 M

Heft 3 — 1965. 228 S. u. 8 S. Index — 69 Abb., dav. 17 auf 9 Taf. — 24 Tab., dav. 1 Falttab. — gr. 8°
38,50 M

Band IV

Heft 1 — 1966. 196 S. — 71 Abb., dav. 12 auf 6 Taf. — 24 Tab., dav. 1 Falttab. — gr. 8° — 34,80 M

Heft 2 — Sonderheft: Wege zur Erfassung der Bioaktivität der Gewässer

1966. 253 S. — 56 Abb. — VIII S. Titelei zu Bd. 4 — 2 Taf. — 43 Tab. — gr. 8° — 29,— M

Heft 3 — 1966. 144 S. a. VIII S. Titelei zu Bd. 4 — 39 Abb. — 2 Taf. — 14 Tab. — gr. 8° — 24,50 M

Band V

Heft 1 — 1967. 157 S. — 31 Abb., dav. 13 auf 6 Taf. — 2 Faltt. — gr. 8° — 25,— M

Heft 2 — 1967. 124 S. — 35 Abb., dav. 2 auf 1 Faltt. — 8 Tab. — gr. 8° — 21,— M

Einzel- bzw. Fortsetzungsbestellungen durch eine Buchhandlung erbeten



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN