

Z 802

Berichte aus dem Institut für Meereskunde
an der Christian-Albrechts-Universität Kiel

Nr. 112

1983



Zur Kinematik der Gezeiten im
Rockall-Gebiet

von

Claudia Ketzler

DOI 10.3289/IFM_BER_112

Kopien dieser Arbeit sind erhältlich bei:
Claudia Ketzler
Institut für Meereskunde
Abt. Meeresphysik
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1

ISSN 0341-8561

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
1. Zusammenfassung (deutsch/englisch)	2
2. Einleitung	4
3. Meßgebiet und Daten	6
4. Einschränkende Bedingungen für die Gezeitenanalyse	11
5. Harmonische Analyse	14
a) Betrachtung der Gesamtreihen	15
b) Betrachtung von Teilstücken	19
6. Komplexe Demodulation	25
7. Gegenüberstellung der Ergebnisse	37
8. Berücksichtigung von Trägheitsbewegungen	39
9. Übergang zu rotierenden Koordinaten	41
10. Einordnung der Resultate unter Berücksichtigung der lokalen Verhältnisse	51
11. Anpassung der Gezeitenströme an Eigenfunktionen	54
12. Anhang	63
13. Literaturverzeichnis	68

<u>Contents</u>	<u>page</u>
1. Summary (German/English)	2
2. Indroduction	4
3. Area and data set	6
4. Restricting conditions for the analysis of tides	11
5. Harmonic analysis	14
a) Complete time series	15
b) Truncated time series	19
6. Complex demodulation	25
7. Comparison of the results	37
8. Influence of inertial motions	39
9. Rotating coordinates	41
10. Interpretation of results with regard of the local conditions	51
11. Modes fitted to the tidal currents	54
12. Appendix	63
13. References	68

1. Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, die Kinematik der Gezeiten in einem Gebiet im nordöstlichen Atlantik westlich von Schottland zu erfassen. Als Grundlage für die Auswertung dienten die Daten von 32 Strömungsmessern dreier Verankerungen, die 1978 im Rahmen des JASIN-Projekts (Joint Air-Sea Interaction Project) eingesetzt gewesen waren. Gegenübergestellt wurde eine Arbeit, die sich hauptsächlich mit der Anregung der Gezeiten befaßt, wobei vor allem die Topographie des Gebiets eine Rolle spielt (de Witt, 1981).

Für die Gezeitenanalyse wurden zwei Methoden angewandt, woraus sich verschiedene Ansatzpunkte für weitere Untersuchungen ergaben, sowie die Möglichkeit des Vergleichs. Die Wirksamkeit sowohl der harmonischen Analyse als auch der komplexen Demodulation ist stark abhängig von den Einschränkungen, denen man aufgrund der äußeren Umstände unterliegt. Da für das JASIN-Gebiet Trägheits- und Gezeitenfrequenz dicht beeinanderliegen, ist ihre Auflösung nur teilweise möglich, da sie durch die Länge der Zeitreihen bestimmt ist. Hinzu kommt, daß man bei der Betrachtung der zeitlichen Variabilität daran interessiert ist, die Zeitreihen möglichst wenig durch Filterung zu kürzen, die Trennung dicht beieinander liegender Frequenzen jedoch nicht ohne größeren Datenverlust zu erreichen ist.

Um trotzdem der Betrachtung der Kinematik den Vorrang zu geben, wurde in Kauf genommen, daß bei den kürzesten Meßreihen Trägheits- und Gezeitenfrequenz nicht getrennt werden konnten und alle Ergebnisse von benachbarten Partialtiden der M_2 -Gezeit, um die es hauptsächlich ging, beeinflußt wurden.

Die harmonischen Konstanten wurden für die Gesamtreihen berechnet, und es stellte sich heraus, daß sie nur einen Einblick in die mittleren Verhältnisse boten, der tatsächliche Zustand jedoch durch zeitliche Änderungen charak-

terisiert war. Im Anschluß an die Aneinanderreihung von Teilstückergebnissen wurde die Methode der komplexen Demodulation dargestellt, die es ermöglichte, Amplitude und Phase als langsam veränderliche Zeitreihe darzustellen und deutlich machte, wie sich diese Parameter während des betrachteten Zeitraums und in den einzelnen Tiefen änderten.

Der direkt zu vollziehende anschließende Übergang zu rotierenden Koordinaten bot im Prinzip eine weitere Möglichkeit, in die Struktur der Gezeiten einzudringen, ist jedoch stark von den vorausgehenden Schritten abhängig, so daß aufgrund der anfangs getroffenen Einschränkungen nur für die Kl-Verankerung eine Berechnung der drehenden Anteile sinnvoll war. Dies genügte wiederum nicht, weiterreichende Aussagen machen zu können.

In der Bemühung, die Ursachen der zeitlichen Veränderlichkeit zu klären, wurde hauptsächlich die Arbeit von de Witt herangezogen, und es stellte sich heraus, daß die Verlagerung eines Wirbelfeldes im betrachteten Gebiet eine Änderung der gezeitenbeeinflussenden topographischen Erhebungen zur Folge hatte, so daß in Oberflächennähe im zweiten Abschnitt des Beobachtungszeitraums höhere Gezeitenamplituden feststellbar waren. Zur Aufklärung der baroklinen Struktur wurde die beobachtete Vertikalverteilung der halbtägigen Gezeitenströme durch Eigenfunktionen approximiert. Dazu wurde auf die sich bei der harmonischen Analyse ergebenden Fourierkoeffizienten zurückgegriffen.

Bei der Berechnung der vertikalen kinetischen Energie ergab sich, daß die dritte Mode in diesem Gebiet überwiegt, was auch durch die Arbeit von de Witt bestätigt wurde.



Summary

The objective of the present study was an examination of the kinematics of tides in an area of the Atlantic west of Scotland. The data base was provided by 30 current meters moored on 3 positions during JASIN (Joint Air-Sea Interaction Project). Two methods were used in the analysis: Harmonic analysis and complex demodulation. At the latitude of the JASIN area, inertial and semi-diurnal tidal frequencies are so close to each other, however, that signals can hardly be resolved with the given lengths of the time series.

The harmonic constants were computed and represent the mean state. The constants were also determined for shorter segments, indicating time variations. Application of complex demodulation provided the slowly varying amplitude and phase. The time variations of the rotating coordinates were also studied.

For mooring K1 the baroclinic structure could be studied by performing an analysis of standing vertical modes. The third mode proved to be most energetic.

The results were compared with the analysis of tides in the JASIN area by de Witt (1981). Her suggestion of an internal tide generation at a neighbouring seamount and a dependence of the tidal amplitude on a meso-scale eddy passing through the area is consistent with our results.

2. Einleitung

Die Gezeiten im Ozean können unterteilt werden in reine Oberflächengezeiten oder barotrope Gezeiten und in interne oder barokline Gezeiten. Die meisten Untersuchungen befassen sich mit ersteren, trotzdem sind für viele Gebiete des offenen Ozeans nur solche Werte für die Oberflächengezeiten vorhanden, die durch Extrapolation von Pegelmessungen an den Küsten entstanden sind. Einen Überblick über die Veröffentlichungen auf dem Gebiet der barotropen Gezeiten gibt Hendershott (1973).

Seit Beginn systematischer ozeanischer Beobachtungen ist bekannt, daß an inneren Grenzschichten des Meeres Vertikalbewegungen auftreten können, die Gezeitenperioden aufweisen (Zeilon, 1912; Defant, 1932). Sie sind besonders aus zwei Gründen wichtig. Da sie ihre Energie indirekt aus den gezeitenerzeugenden Kräften erhalten, ist ihre Entstehung mit einem Verlust in der Bilanz des globalen Energiehaushaltes verbunden. Man weiß, daß die Geschwindigkeit der Erdrotation abnimmt, was mit durch die Energiedissipation der internen Wellen verursacht sein kann.

Andererseits scheinen interne Gezeiten eine Energiequelle für verschiedene Prozesse zu sein. Sie spielen eine große Rolle auf dem Schelf und in Gebieten veränderlicher Wassertiefe und können beim Brechen die mittlere Schichtung beeinflussen. Außerdem interferieren sie mit dem kontinuierlichen Spektrum der internen Wellen (Schott, 1977).

Eine Zusammenfassung über die wichtigsten Arbeiten auf dem Gebiet interner Gezeiten bis 1975 hat Wunsch (1975) erstellt. Hier findet man ausführliche Hinweise auf die verschiedenen Aspekte und Gebiete, die bisher untersucht wurden.

Die nachfolgende Gezeitenanalyse befaßt sich mit einem Gebiet im östlichen Nordatlantik westlich von Schottland. Es werden sowohl die barotropen als auch die baroklinen Anteile untersucht, nachdem zuvor die allgemeine Struktur mit Hilfe einer Gegenüberstellung von harmonischer Analyse und komplexer Demodulation betrachtet wurde. Zur Klärung

der baroklinen Eigenschaften wird eine Eigenfunktionsanpassung durchgeführt, und es werden Ergebnisse aus anderen Arbeiten (de Witt, 1981; Levine, 1982) gegenübergestellt, die sich mit der Erzeugung von internen Wellen im JASIN-Gebiet befassen und dabei die Topographie berücksichtigen.

Trotz der verschiedenen Aspekte und der unterschiedlichen Methoden, die angewandt werden, zeigt sich, wie schon Schott (1977) feststellte, daß Eigenfunktionsanpassung und Charakteristikenmethode, wie sie in der zum Vergleich herangezogenen Arbeit verwendet wird, durchaus zu entsprechenden Ergebnissen führen können.

3. Meßgebiet und Daten

Die nachfolgende Gezeitenanalyse wurde mit Daten aus dem JASIN-Projekt durchgeführt. JASIN war ein Teil von Unternehmungen, die von der Royal Meteorological Society (U.K.) initiiert wurden. Die Planungen dafür begannen bereits 1966, 1978 fanden dann meteorologische und ozeanographische Untersuchungen im Rahmen von GARP (Global Atmospheric Research Programme) statt. Hieran nahmen im Gebiet nordwestlich von Schottland zwischen 57° und 60° N und zwischen 10° und 15° W zwischen Juli und September 1978 14 Forschungsschiffe und 4 Flugzeuge aus 7 Nationen teil. Das Hauptinteresse galt der Erforschung der Grenzschicht zwischen Ozean und Atmosphäre und gegenseitigem Austausch von Wärme und Energie.

Genauere Beschreibungen über die Planungen und schließlich stattgefundenen Messungen findet man in den Veröffentlichungen der Royal Society (1975, 1977, 1978, 1979). Eine Zusammenfassung der deutschen Beiträge kann man bei Zenk und Siedler (1980) nachlesen. Ein Großteil der bisherigen Ergebnisse ist in den Woods Hole Technical Reports veröffentlicht.

Für die Untersuchung der Gezeiten wurden die Strömungsdaten der Verankerungen K1, K2 und W1 benutzt. Ihre jeweilige geographische Lage ist aus Abb.1 zu entnehmen. Der genaue Aufbau der Verankerungen K1 und K2 ist in Abb.2 zu erkennen. Leider sind Meßdauer der drei Verankerungen verschieden lang und Tiefenlage der einzelnen Strömungsmesser sehr unterschiedlich, so daß die Ergebnisse der verschiedenen Tiefen kaum zu vergleichen sind.

Bei der K1-Verankerung stehen sechs Strömungsmesser in den Tiefen 70 m, 170 m, 270 m, 480 m, 580 m und 980 m zur Verfügung. Ein in 780 m vorhandenes Gerät lieferte fehlerhafte Messungen und mußte daher ausgeschlossen werden. Die K1-Verankerung war die Verankerung mit den längsten Meßreihen; sie umfaßten den Zeitraum zwischen 9.7.1978 und 6.9.1978. Die K2-Verankerung hatte vier Strömungsmesser, die

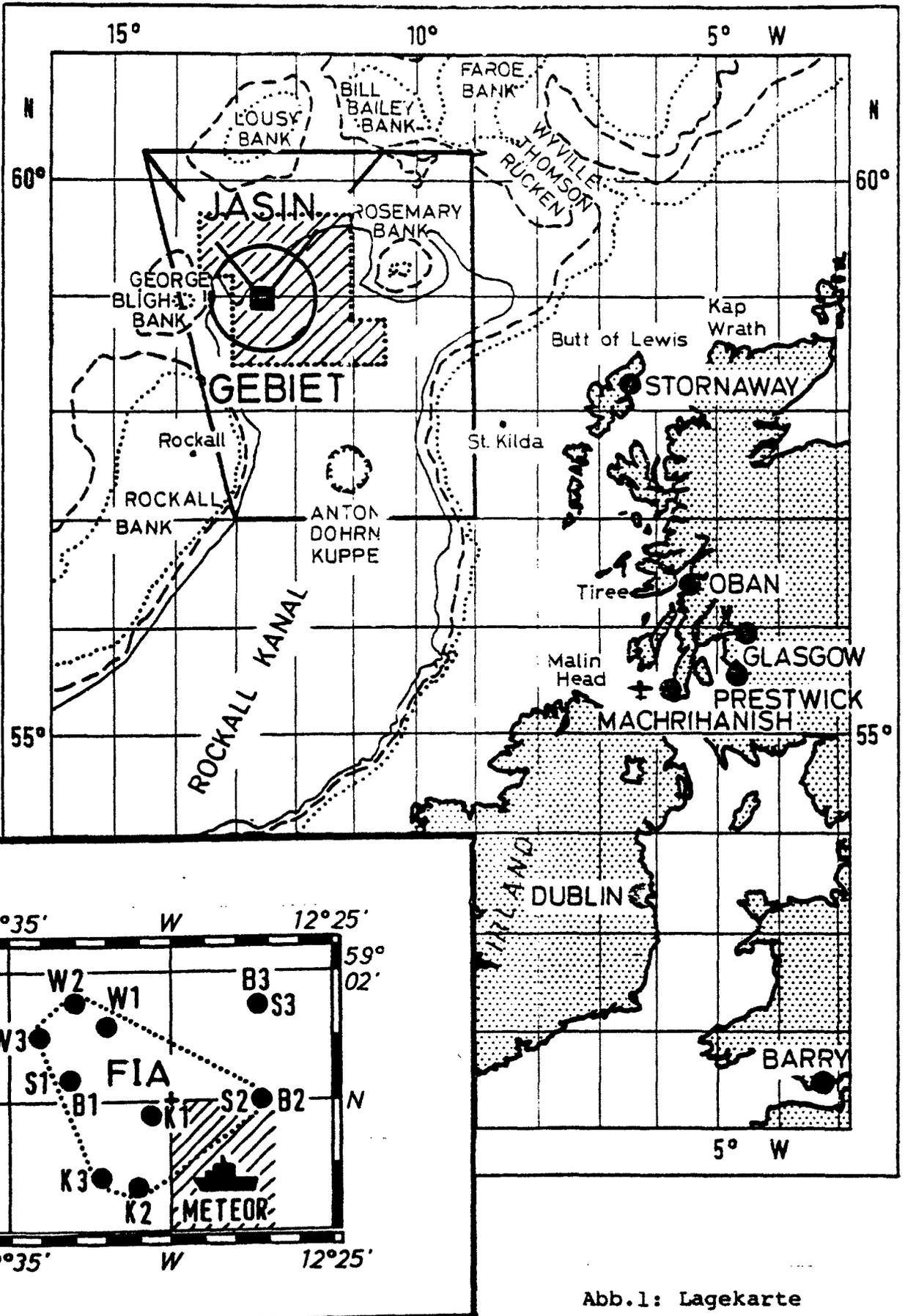


Abb.1: Lagekarte

sich mehr in Oberflächennähe befanden und zwar in den Tiefen 20 m, 22.5 m, 60 m und 110 m. Sie waren nur etwa zwei Wochen lang eingesetzt, nämlich von 25.8.1978 bis 6.9.1978. Während die K1- und K2-Verankerungen unter der Betreuung von R. Käse vom Forschungsschiff "Meteor" standen, war für die W1-Daten M.G. Briscoe auf der "Atlantis II" verantwortlich. Von den amerikanischen Daten standen für die Auswertung in dieser Arbeit 22 Strömungsmesser der W1-Verankerung zur Verfügung, die im Zeitraum zwischen 30.7.1978 und 6.9.1978 im Einsatz gewesen waren. Sechszehn dieser Strömungsmesser befanden sich zwischen 79 m und 124 m Wassertiefe im Abstand von jeweils 3 m (Abb.4). Weitere Strömungsmesser waren in 200 m, 210 m, 295 m, 300 m, 310 m und 1000 m Tiefe. Ein Gerät in 185 m zeichnete nur über fünf Tage auf und wurde deshalb außer Betracht gelassen.

Wie sich die verschieden langen Meßreihen auf die Gezeitenanalyse auswirken, wird im folgenden beschrieben.

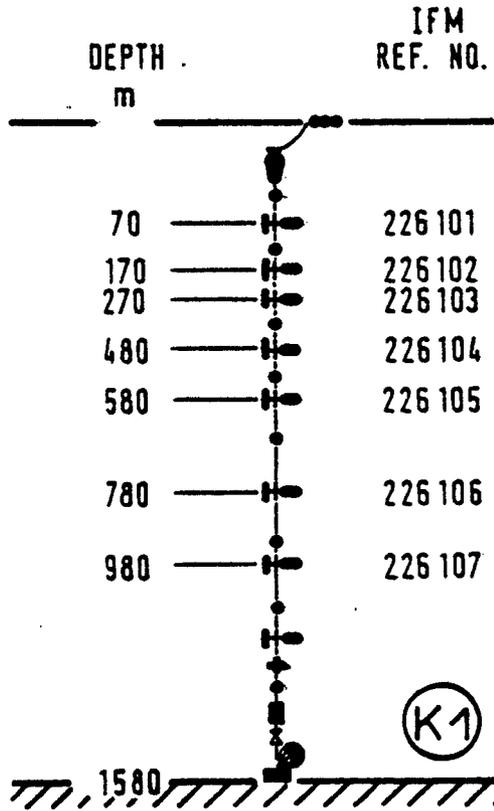
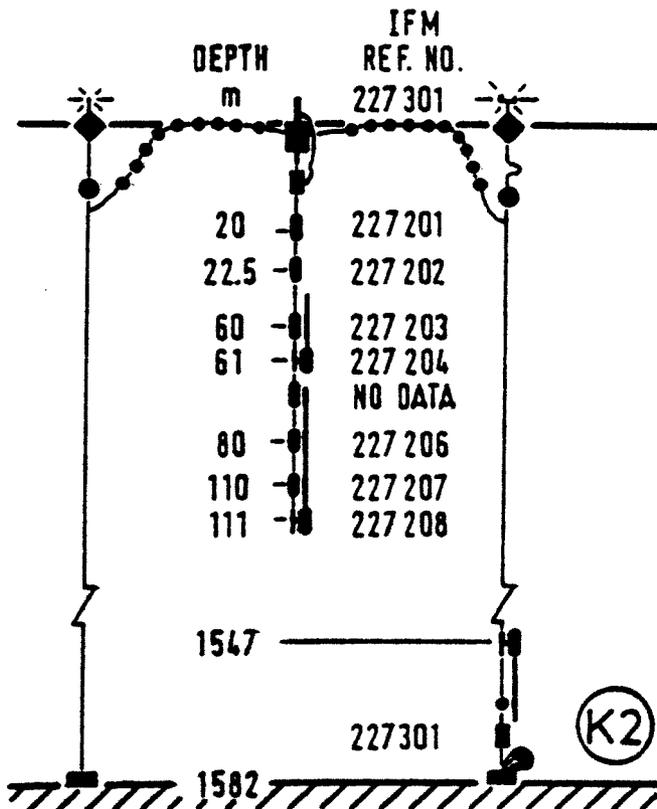


Abb.2:

a) Aufbau der
K1-Verankerung



b) Aufbau der
K2-Verankerung

JASIN SUBSURFACE MOOR (W1)

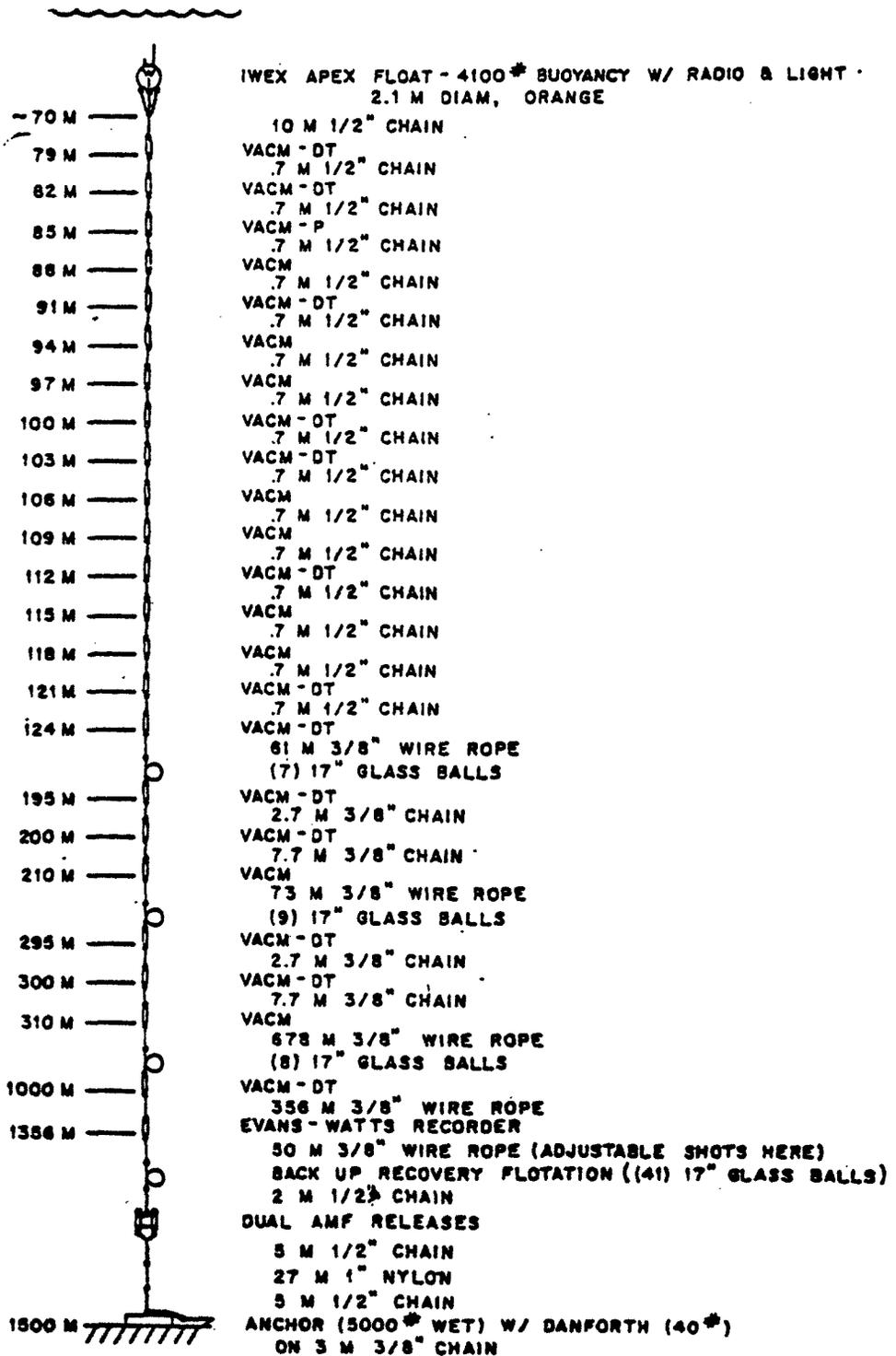


Abb.3: Aufbau der W1-Verankerung

(after Royal Society Air-Sea Interaction, 1978)

4. Einschränkende Bedingungen für die Gezeitenanalyse

Während das GATE-Experiment (GARP Atlantic Tropical Experiment), das in gewissem Sinn ein Vorläufer des JASIN-Projekts war, im tropischen Bereich des Atlantiks stattfand, wählte man für JASIN ein Gebiet, in dem ozeanische und atmosphärische Grenzschicht größere Unterschiede aufweisen und die Trägheitsperiode kürzer ist. Der zweite Aspekt hat zur Folge, daß Trägheitsperiode und Periode der halbtägigen Gezeit dicht beieinander liegen und ihre Anteile schlecht voneinander getrennt werden können, was ein Problem für die Gezeitenanalyse darstellt.

Die Auflösbarkeit verschiedener Frequenzen wird vor allem durch die Länge der Zeitreihen bestimmt. Dabei geht es nicht nur um die Trennung von Trägheitsperiode und Gezeitenperiode sondern auch um die Trennung verschiedener Tiden. Aus Gezeitenkarten (Dietrich et al., 1975) geht hervor, daß halbtägige Gezeiten im Nordatlantik vorherrschend sind. In Abb.4, wo die u-Komponente der Strömung (positiver Bereich zeigt die Strömung nach Osten, negativer Bereich nach Westen) dargestellt ist, kann man deutlich sehen, daß der Meßreihe eine Schwingung mit halbtägiger Periode überlagert ist. Diese ist in allen Tiefen stark ausgeprägt und weist im Bereich der Oberfläche stärkere Schwankungen gegen Ende der Zeitreihe auf, bei 980 m Tiefe jedoch zu Beginn des Beobachtungszeitraums. Entsprechendes gilt auch für die v-Komponente (positiv nach Norden) der Strömung.

Das Rayleighkriterium sagt aus (Godin, 1972), daß zwei Frequenzen voneinander getrennt werden können, wenn ihr Abstand mindestens zwei Elementarbander beträgt. Ein Elementarband ist definiert als

$$\Delta\sigma = 1/4N$$

wobei 2N das Beobachtungsintervall ist.

Durch die verschieden langen Meßreihen beträgt $2\Delta\sigma$ für die Verankerungen

$$\begin{array}{ll} K1: & 7.1 \cdot 10^{-4} \quad [\text{cph}] \\ K2: & 3.8 \cdot 10^{-3} \quad [\text{cph}] \\ W1: & 1.1 \cdot 10^{-3} \quad [\text{cph}] \end{array}$$

Eine Trennung der halbtägigen Hauptmond tide M_2 ($\tau = 12.421$ h) und der halbtägigen Hauptsonnentide S_2 ($\tau = 12.0$ h) wäre somit zumindest für die $K1$ und $W1$ Verankerung möglich, da der Frequenzunterschied der beiden Tiden $2.8 \cdot 10^{-3}$ cph beträgt. Die Differenz zwischen Trägheitsfrequenz und M_2 -Gezeit ist $8.9 \cdot 10^{-3}$ cph.

Da die Trennung so dicht beieinander liegender Frequenzen in Praxis nur unter Verlust einer großen Anzahl von Daten bewerkstelligt werden kann, diese aber bei einer Betrachtung von Zeitreihen nur schwer entbehrlich sind, soll sich die nachfolgende Gezeitenanalyse im größten Teil der Arbeit auf die M_2 -Gezeit beschränken, wobei man sich darüber im klaren sein muß, daß Anteile benachbarter Tiden, wie z.B. der Hauptsonnentide S_2 nicht ganz eliminiert werden können und zu einer Erhöhung der Amplituden der eigentlichen M_2 -Gezeit führen werden.

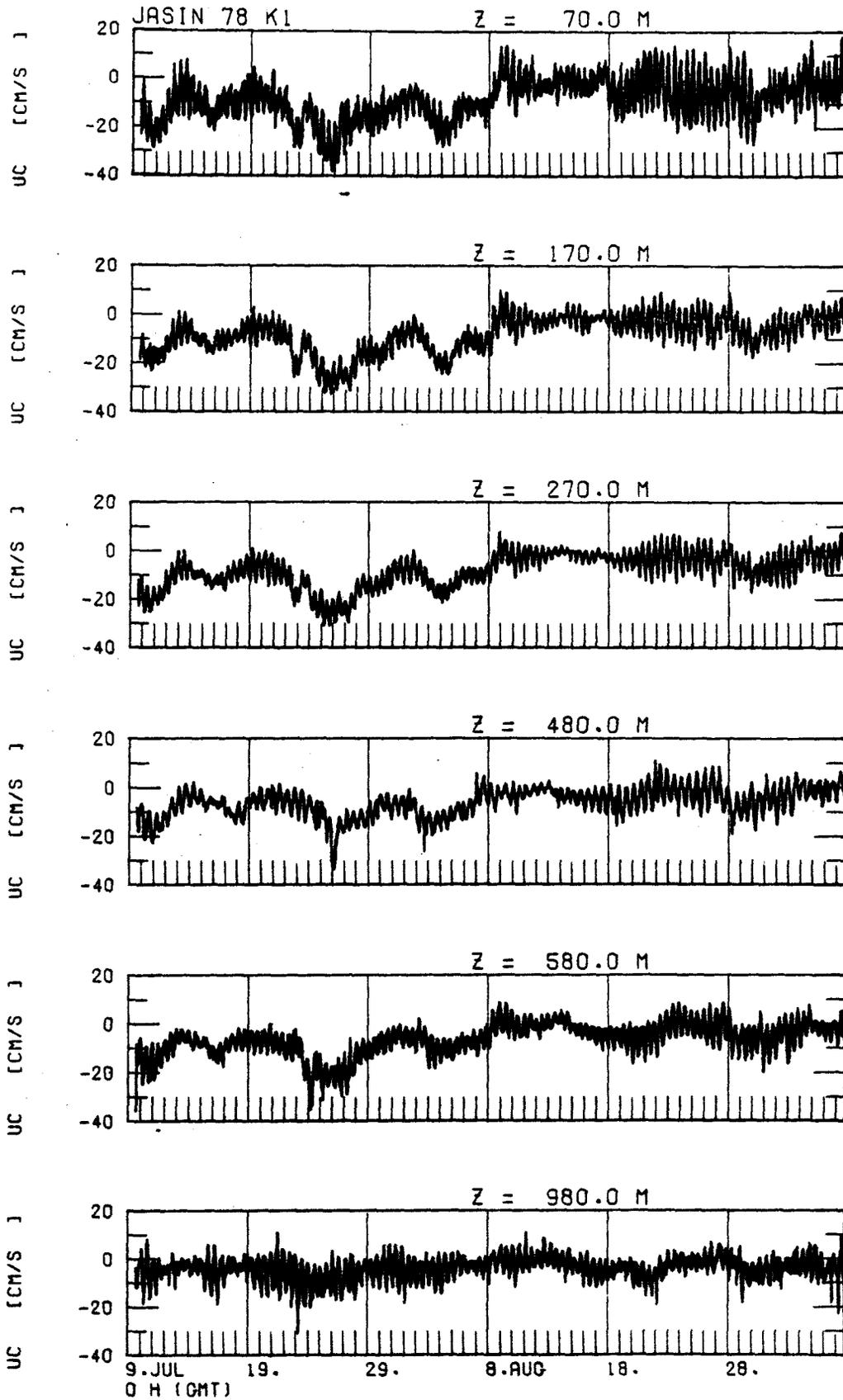
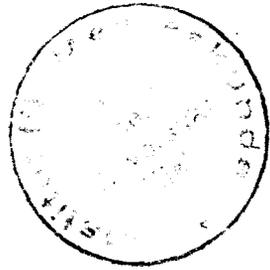


Abb.4: u-Komponente der Strömung in den verschiedenen Tiefen der K1-Verankerung

5. Harmonische Analyse

Die Größe der gezeitenerzeugenden Kraft kann für jeden Punkt der Erde berechnet werden. Aufgrund der komplizierten Bodentopographie des Meeres und wegen der begrenzenden Kontinente kennt man jedoch nur die Periode der durch sie angeregten Tiden; Amplitude und Phase sind unbekannt und müssen für jeden Ort, unter Berücksichtigung der lokalen Verhältnisse, berechnet werden. Dafür ist es notwendig, daß Schwankungen des Wasserstandes oder sonstige Parameter, aus denen man auf die Gezeit schließen kann, über längere Zeit beobachtet werden. Es wird aufgrund der Periodizität des Gezeitenphänomens davon ausgegangen, daß Amplitude und Phase für einen bestimmten Ort Konstanten sind. Auf der Berechnung dieser Konstanten basiert die Methode der harmonischen Analyse. Sie wurde von Thomson und Darwin entwickelt und ist seitdem zu einem überaus wichtigen Werkzeug für die Analyse von Gezeiten geworden.

Das Verfahren beruht auf dem Prinzip, daß jede periodische Bewegung durch eine Summe harmonischer Schwingungen angenähert werden kann (Defant, 1960). Die Approximation erfolgt hier durch die Methode der kleinsten quadratischen Näherung.

Berechnet man mit dieser Methode die harmonischen Konstanten für die Gesamtreihen, so ist daraus eine Abschätzung der einzelnen Tiden in den verschiedenen Tiefen möglich. Zieht man aber Ergebnisse aus kleineren Abschnitten der Zeitreihen heran, so können diese zum Teil erheblich davon abweichen, und es ergibt sich, daß die harmonischen Konstanten größtenteils nur einen groben Überblick über die mittleren Verhältnisse bieten.

a) Betrachtung der Gesamtreihen

Es wurden die harmonischen Konstanten für die Meßreihen der Kl-Verankerung berechnet. Tabelle 1 zeigt die Amplituden von vier verschiedenen Tiden, und zwar für die wichtigsten halbtägigen Gezeiten M_2 und S_2 und die zwei wichtigsten gantägigen Gezeiten K_1 (eintägige Haupt-Deklinationstide) und O_1 (eintägige Hauptmondtide), ihrer Bedeutung nach geordnet.

Wie zu erwarten, überwiegt die M_2 -Tide über die S_2 -Gezeit und über die gantägigen Tiden.

Abb.5 zeigt die Gezeitenstromellipsen der M_2 -Gezeit in den verschiedenen Tiefen der Kl-Verankerung. Die Orientierung der Hauptachsen ist Nordost-Südwest. Das Verhältnis von Hauptachse zu Nebenachse ist $1/7$ in den oberen 300 m, nimmt mit zunehmender Tiefe etwas zu und springt in 980 m Tiefe fast auf den Wert $1/2$.

Man kann somit zumindest für die oberen 500 - 600 m sagen, daß der Gezeitenstrom in Nordost-Südwest Richtung oszilliert. In allen Tiefen dreht der Stromvektor in Richtung des Uhrzeigersinns. Außerdem läßt sich die Eintrittszeit des maximalen Stroms in Stunden nach Meridian-durchgang des Mondes in Greenwich angeben.

Alle Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Tiefe z(m)	Amplitude der M_2 -Gezeit (cm/s)		Amplitude der S_2 -Gezeit (cm/s)		Amplitude der K_1 -Gezeit (cm/s)		Amplitude der O_1 -Gezeit (cm/s)	
	UC	VC	UC	VC	UC	VC	UC	VC
70	4.67±0.18	2.92±0.23	2.33±0.18	2.64±0.23	0.19±0.19	0.69±0.23	0.16±0.19	0.38±0.23
170	3.60±0.17	2.05±0.20	1.08±0.17	1.39±0.20	0.11±0.17	0.48±0.20	0.17±0.17	0.28±0.20
270	3.97±0.16	2.00±0.18	1.14±0.17	1.39±0.18	0.03±0.17	0.51±0.18	0.12±0.17	0.18±0.18
480	0.47±0.13	0.12±0.19	0.21±0.13	0.15±0.19	0.08±0.13	0.36±0.19	0.38±0.13	0.36±0.19
580	4.10±0.14	2.25±0.17	0.94±0.14	1.20±0.17	0.34±0.14	0.53±0.17	0.12±0.14	0.29±0.17
980	2.91±0.09	5.47±0.09	0.65±0.09	1.04±0.11	0.23±0.09	0.55±0.11	0.07±0.09	0.17±0.11

Tabelle 1: Gezeitenamplituden für die K_1 -Verankerung aus der harmonischen Analyse

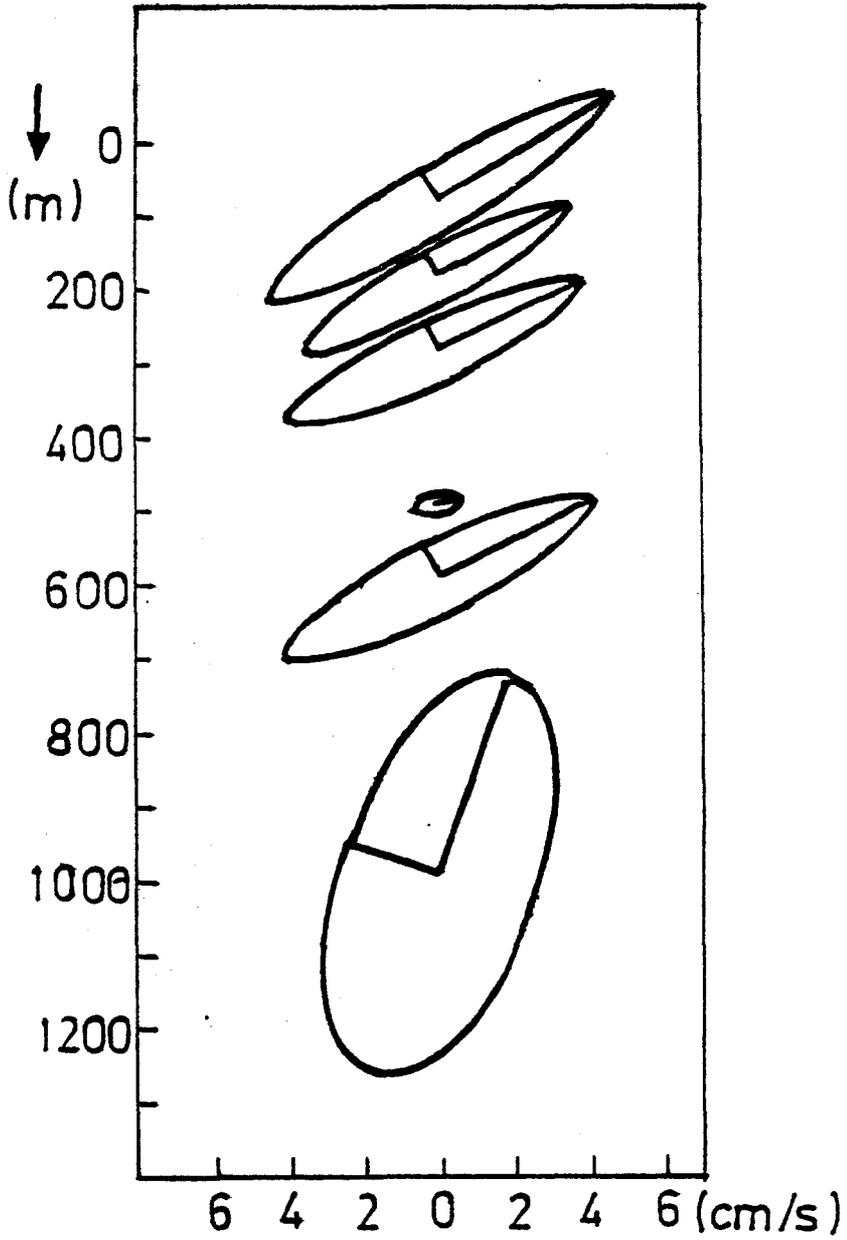


Abb. 5: GEZEITENSTROMELLIPSEN DER JASIN K 1 VERANKERUNG

Tiefe z(m)	Hauptachse H (cm/s)	Nebenachse N (cm/s)	N/H	Winkel d. Hauptachse gegen Nord	Drehsinn	Eintrittszeit d. max. Stroms in Std.
70	10.92±0.38	-1.47±0.44	-0.13	58.5±2.2	im Uhrzeiger-	6.3±0.07
170	8.22±0.34	-1.06±0.38	-0.13	60.9±2.6	sinn "	5.5±0.08
270	8.80±0.32	-1.18±0.38	-0.13	64.0±2.3	"	6.1±0.08
480	0.98±0.26	-0.15±0.38	-0.15	78.1±2.2	"	9.3±0.57
580	9.20±0.28	-1.66±0.32	-0.18	62.4±2.0	"	6.3±0.06
980	11.44±0.19	-4.78±0.18	-0.42	18.7±1.3	"	7.1±0.04

Tabelle 2: Harmonische Konstanten für die M_2 -Gezeit
(Eintrittszeit des maximalen Stroms ist in Stunden nach
Monddurchgang in Greenwich angegeben).

b) Betrachtung von Teilstücken

Die bisherigen Ergebnisse haben keine Aussagekraft über zeitliche Veränderungen, sondern geben einen mittleren Wert für die gesamten Meßreihen. Um Werte für kleinere Zeitintervalle zu erhalten, wurden die Zeitreihen in Teilstücke aufgespalten, deren Länge 24h 50min betrug. Nach Aneinanderreihung der Ergebnisse erkennt man deutliche Schwankungen in den Amplituden (Abb.6 und Abb.7) der einzelnen Teilstücke.

Was jedoch die Tiefe anbelangt, ist die Tendenz der Ergebnisse aus Gesamtreihen- und Teilstückanalyse die gleiche: Die Gezeitenamplitude nimmt sowohl für die u-Komponente als auch für die v-Komponente mit der Tiefe ab, erreicht bei 500 m ein Minimum und nimmt dann wieder zu, wobei man für Tiefen größer als 1000 m (Wassertiefe 1580 m) keine Aussage mehr machen kann, da dort kein Strömungsmesser mehr vorhanden war. Für die v-Komponente ist die berechnete Gezeitenamplitude in 980 m größer als für die u-Komponente in dieser Tiefe, während die u-Komponente in allen anderen Tiefen überwiegt. Außerdem ist die v-Komponente in 980 m größer als in geringeren Tiefen.

Dies stimmt mit einer Untersuchung von Booth und Edelsten (1981) im weiter südöstlich gelegenen Gebiet der Anton Dohrn Kuppe überein. Dort wurden die M_2 , S_2 und N_2 Tiden in vier Tiefen für zwei Verankerungen untersucht. Ein Minimum ist für alle Tiden zwischen 500 m und 1000 m erkennbar. Bis auf die S_2 Tide der einen Verankerung nimmt die Amplitude zum Boden hin wieder zu, wobei hier bis zu einer Tiefe von 1750 m bzw. 1810 m bei einer Wassertiefe von 1900 m bzw. 2300 m Daten vorhanden waren.

Der Vorteil der Betrachtung von Teilstücken gegenüber der Gesamtreihenbetrachtung ist, wie bereits angedeutet, die Möglichkeit, die zeitliche Variabilität der Ergebnisse darzustellen. Wie sich bereits in der Darstellung der Rohdaten (Abb.4) vermuten ließ, ist eine zeitweilige Erhöhung der

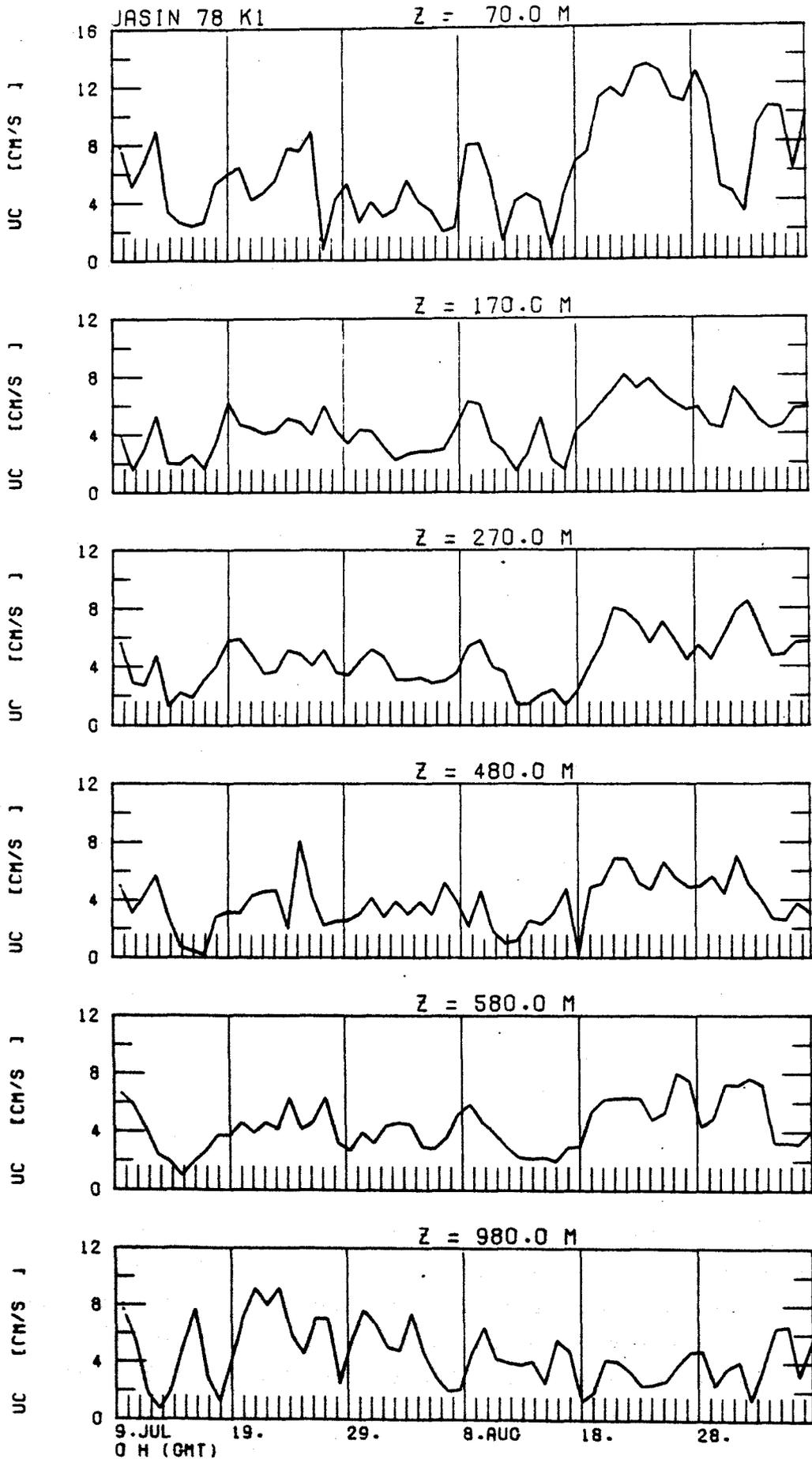


Abb.6: Amplituden der u-Komponente der M_2 -Gezeit in verschiedenen Tiefen der K1-Verankerung

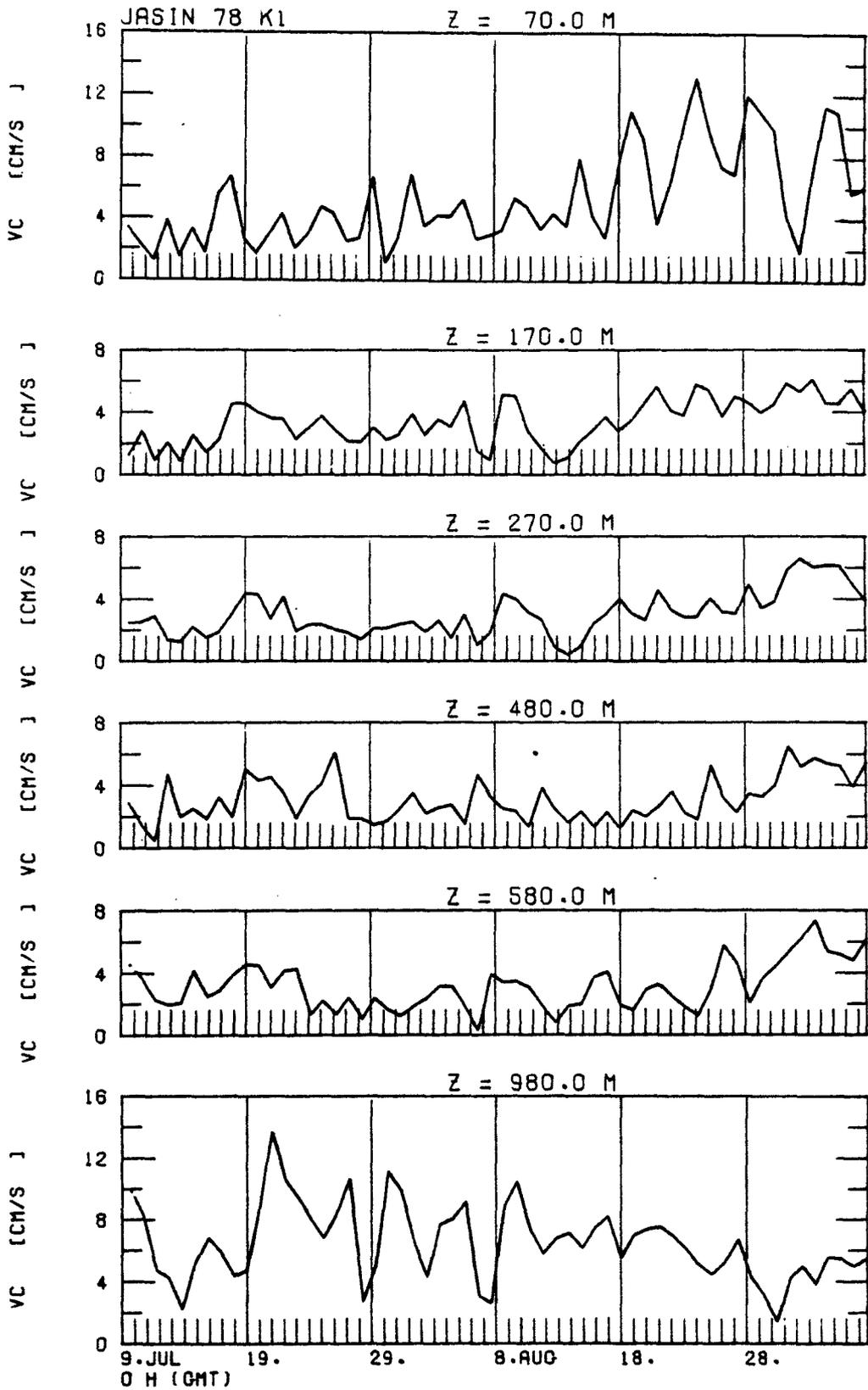


Abb.7: Amplituden der v-Komponente der M_2 -Gezeit in verschiedenen Tiefen der Kl-Verankerung (aus der harmonischen Ananalyse)

Gezeitenamplitude in den oberen 500 m gegen Ende der Meßreihen zu erkennen, während in 980 m Tiefe die Amplituden zu Beginn größer waren. Dies spiegelt sich auch in der Länge der Halbachsen der Gezeitenellipsen wider.

Wie für die Gesamtmeßreihe wurden die Halbachsen auch für jedes Teilstück berechnet und geplottet. Mit den Angaben der Halbachsenlängen wurden die zugehörigen Ellipsen konstruiert. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde nur die Ellipse für jedes zweite Teilstück dargestellt (Abb.8 und Abb.9). Auf der y-Achse ist die Tiefe aufgetragen (Mittelpunkt der Ellipsen entspricht den Tiefen der Strömungsmesser der Kl-Verankerung). Die x-Koordinate gibt die Nummer des jeweiligen Teilstücks an. Das erste Teilstück entspricht dem Zeitraum zwischen 9.7.1978 15.45 Uhr und 10.7.1978 16.35 Uhr. Die zusätzliche Angabe unterhalb der Abbildung gibt ein Maß für die Länge der Halbachsen (in cm/s).

Ab etwa dem 40. Teilstück, was dem 18. August entspricht, liegen die Werte für die großen und kleinen Halbachsen in den oberen Tiefen höher. Ab dieser Zeit ist auch die Orientierung der Ellipsen und somit die Oszillation des Gezeitenstroms einheitlicher, während er vorher größeren Schwankungen unterlag.

In Kapitel 11 dieser Arbeit wird mit den Ergebnissen der harmonischen Analyse eine Approximation der beobachteten Vertikalverteilung halbtägiger Gezeitenströme durch Eigenfunktionen vorgenommen. Zuerst soll aber durch Vergleich mit einer anderen Methode die Struktur der Gezeiten weiter geklärt werden.

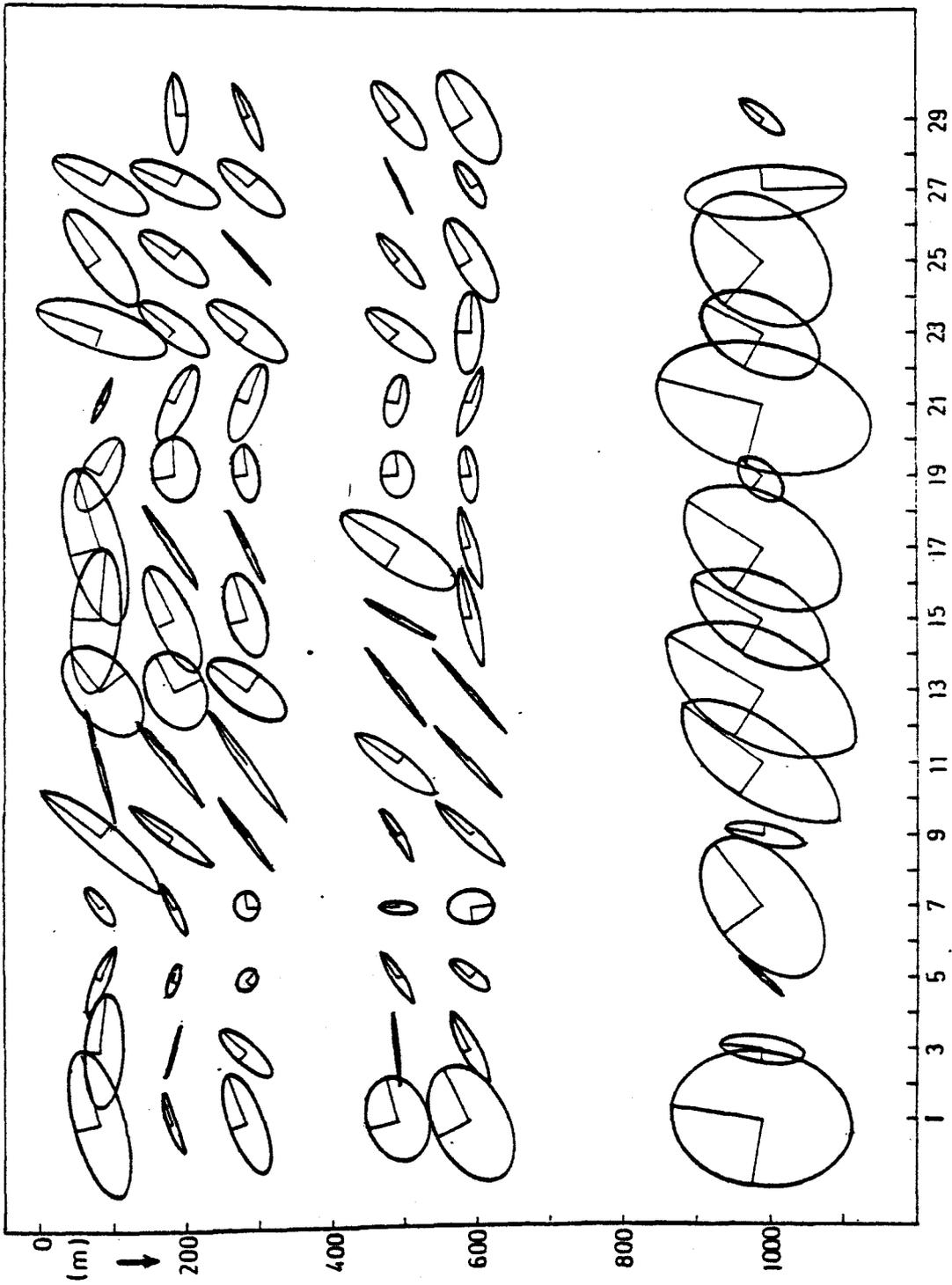


Abb. 8: GEZEITENSTROMMELLIPSEN (AUS TEILSTÜCKEN)

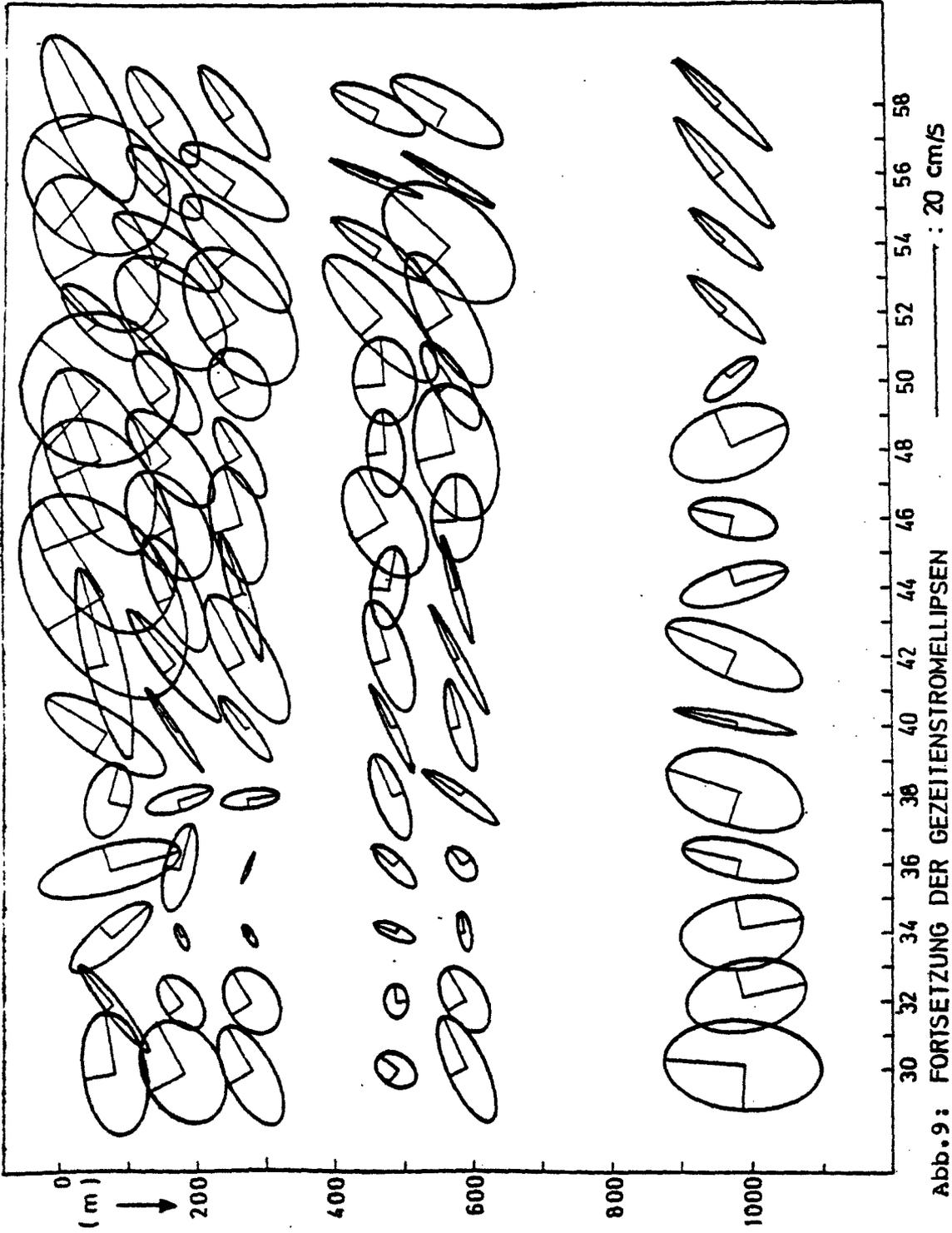


Abb.9: FORTSETZUNG DER GEZEITENSTROMMELLIPSEN _____ : 20 cm/s

6. Komplexe Demodulation

Die Aneinanderreihung der Teilstückergebnisse aus der harmonischen Analyse gibt nur einen groben Überblick über die Veränderlichkeit der Zeitreihen. Eine exaktere und elegantere Methode, die im Ergebnis wieder zu einer Zeitreihe führt, ist die komplexe Demodulation. Wie man sieht, beschreibt die harmonische Analyse Amplitude und Phase einer Schwingung mit jeweils einem Wert für die ganze Zeitreihe (bzw. für das ganze Teilstück). Die komplexe Demodulation beschreibt ebenfalls Phase und Amplitude einer Schwingung, betrachtet dabei aber nur die Daten in der Umgebung eines Zeitpunktes t und liefert somit ein Ergebnis für jedes t . Man kann die Methode als lokale Version der harmonischen Analyse definieren (Bloomfield, 1976) und dadurch auch nichtperiodische Vorgänge behandeln.

Stellt man die u -Komponente der M_2 -Gezeit dar als

$$u_t = U_t \cos(\omega t + \phi_t)$$

so bedeutet U_t die langsam veränderliche Amplitude, ϕ_t die langsam veränderliche Phase und ω die Frequenz der M_2 -Gezeit (folgende Schritte gelten entsprechend für die v -Komponente).

Beziehungsweise in komplexer Darstellung

$$u_t = U_t e^{i(\omega t + \phi_t)}$$

Um die beiden zeitlich veränderlichen Größen explizit angeben zu können, multipliziert man die Zeitreihen mit $e^{-i\omega t}$ und erhält

$$\begin{aligned} y_t &= u_t e^{-i\omega t} = U_t e^{i(\omega t + \phi_t)} e^{-i\omega t} = \\ &= U_t e^{i\phi_t} = U_t (\cos\phi_t + i\sin\phi_t) \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich

$$|y_t| = (U_t^2(\cos^2 \phi_t + \sin^2 \phi_t))^{1/2} = U_t$$
$$e^{i\phi_t} = \frac{y_t}{|y_t|}$$

Bei der praktischen Ausführung steht man vor dem Problem, daß man nicht von der M2 Schwingung ausgehen kann, sondern die Meßreihe eine Überlagerung von vielen Schwingungen darstellt. Diese Anteile müssen nun getrennt werden. Bezeichnet man den Anteil mit den störenden Frequenzen zusammenfassend als z_t , so stellt sich die Zeitreihe dar als (Granger, 1964)

$$u_t = U_t \cos(\omega t + \phi_t) + z_t$$

Multiplikation einmal mit $\sin \omega t$, einmal mit $\cos \omega t$ ergibt

$$y_t^o = (U_t \cos(\omega t + \phi_t) + z_t) \sin \omega t$$
$$y_t^{oo} = (U_t \cos(\omega t + \phi_t) + z_t) \cos \omega t$$

Daraus folgt

$$y_t^o = \frac{1}{2}(U_t(\sin(\omega t - \omega t - \phi_t) + z_t \sin \omega t + \sin(\omega t + \omega t + \phi_t) + z_t \sin \omega t)$$
$$= -\frac{1}{2}U_t \sin \phi_t + \frac{1}{2} \sin(2\omega t + \phi_t) + z_t \sin \omega t$$

Entsprechend

$$y_t^{oo} = \frac{1}{2}U_t \cos \phi_t + \frac{1}{2} \cos(2\omega t + \phi_t) + z_t \sin \omega t$$

Der erste Term auf der rechten Seite ist bis auf das Minuszeichen und den Faktor 1/2 der gewünschte. Hat man die restlichen Terme beseitigt, so lassen sich wieder leicht Amplitude und Phase berechnen.

Der gewünschte Term enthält ω nicht mehr. Man hat also das gesuchte Signal im Frequenzbereich nach Null verschoben. Der zweite Term oszilliert mit 2ω . Frequenzen im dritten Term werden um $-\omega$ verschoben. Da man davon ausgehen kann, daß z_t keine Komponenten um ω besitzt, da es sonst gar nicht von $U_t(\cos\omega t + \phi_t)$ getrennt würde, besitzt z_t nach der Verschiebung um $-\omega$ also auch keine Komponente um Null. Um das nach Null verschobene Signal der Gezeit zu separieren, benutzt man nun einen Tiefpaßfilter F:

$$y_t^* = F[y_t^o] = -\frac{1}{2}U_t \sin\phi_t$$

$$y_t^{**} = F[y_t^{oo}] = \frac{1}{2}U_t \cos\phi_t$$

Die gesuchte Amplitude ergibt sich daraus wie schon anfangs beschrieben:

$$2[(y_t^*)^2 + (y_t^{**})^2]^{1/2} = U_t$$

Die Phase

$$\tan^{-1}(y_t^*/y_t^{**}) = 0$$

Beim Filtern ergeben sich verschiedene Probleme, da die Aufnahme der Daten in unterschiedlichen zeitlichen Abständen erfolgt ist, und die Zeitreihen außerdem nicht gleich lang sind. Daraus resultieren bestimmte Bedingungen für die Wahl des Filters. Die Aufgabe ist, einen geeigneten Kompromiß zwischen zeitlichem Mittelungsintervall der Daten, Anzahl der Filterfaktoren und 'half-power frequency' (HPF) zu finden, d.h. der Frequenz, bei der nur noch 50% des ursprünglichen Signals durchgelassen werden. Durch vorausgehende Mittelung der Daten kann man ein Filter mit einer kleineren Bandbreite konstruieren, als ohne Mittelung möglich ist. Andererseits braucht man eine bestimmte Anzahl

von Filterfaktoren m , die die Steilheit der Filterfunktion bestimmen, aber eine Verkürzung der gefilterten Zeitreihen um $m-1$ Werte am Anfang und am Ende zur Folge haben. Bei einer einstündigen Mittelung der K2-Daten zum Beispiel würde bei 200 Filterfaktoren von der Zeitreihe kein Wert mehr übrigbleiben. Dagegen stellt dies für die K1-Verankerung mit einer zusätzlichen HPF von 0.005 cph die beste Lösung dar. Bei der W1-Verankerung wurde ebenfalls einstündig gemittelt, jedoch hätten 200 Filterfaktoren die Meßreihe zu sehr verkürzt, so daß nur 100 benutzt wurden. Daraus ergab sich, daß die HPF nicht kleiner als 0.01 cph gewählt werden konnte. Die Daten der K2-Verankerung wurden nur 15 minütig gemittelt. Bei 200 Filterfaktoren ergab sich ein Minimalwert von 0.0174 cph für die HPF.

Die Ergebnisse der komplexen Demodulation sind für die langsam veränderlichen Amplituden der K1-Verankerung in Abb.10 (u-Komponente) und Abb.11 (v-Komponente) und für die entsprechenden Phasen in Abb.12 und Abb.13 dargestellt. Das Gleiche gilt für die Amplituden der W1-Verankerung in Abb.14.

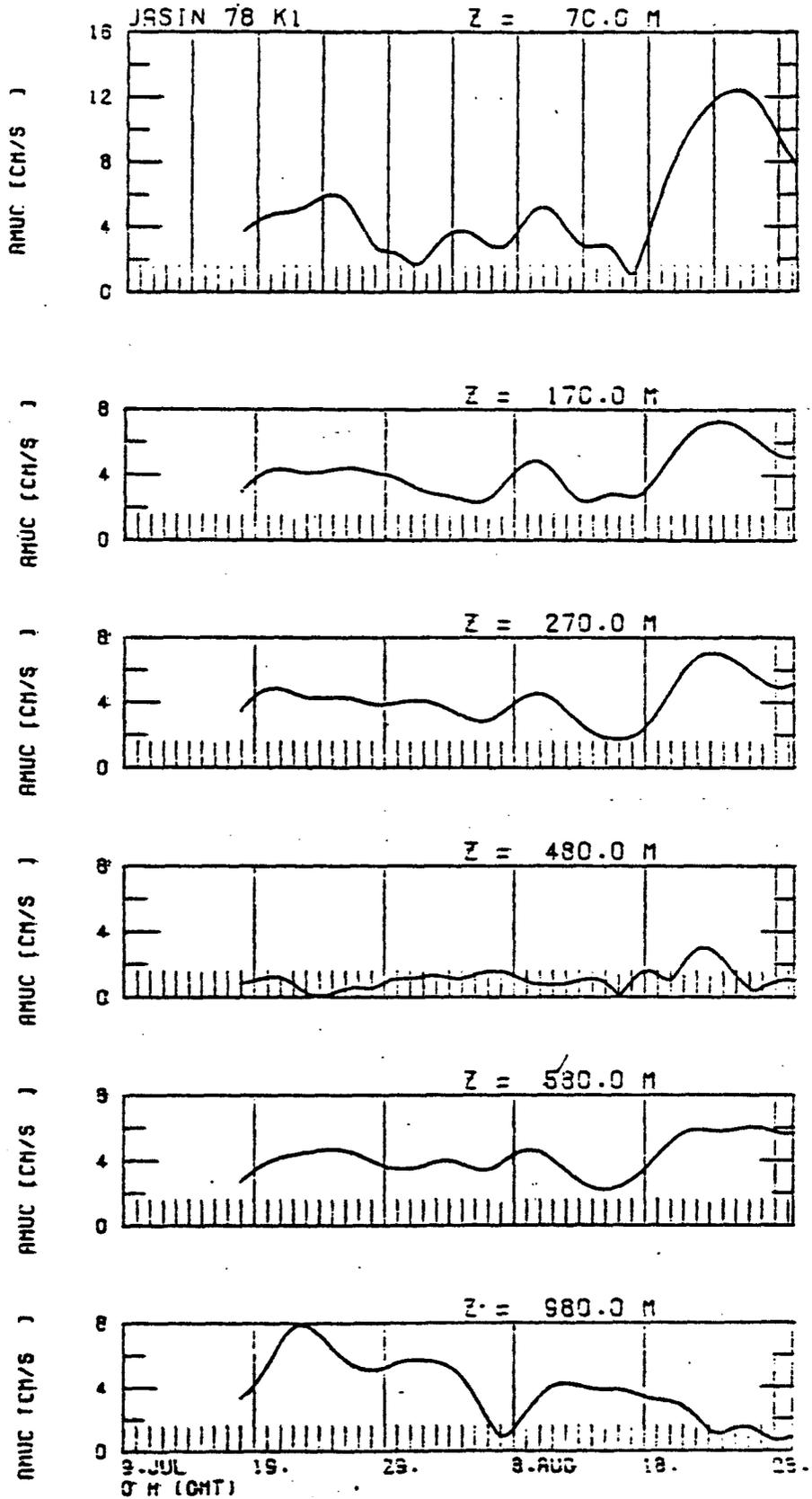


Abb.10: Darstellung der u-Komponente der Gezeitenamplitude in den verschiedenen Tiefen der K1-Verankerung (aus der komplexen Demodulation)

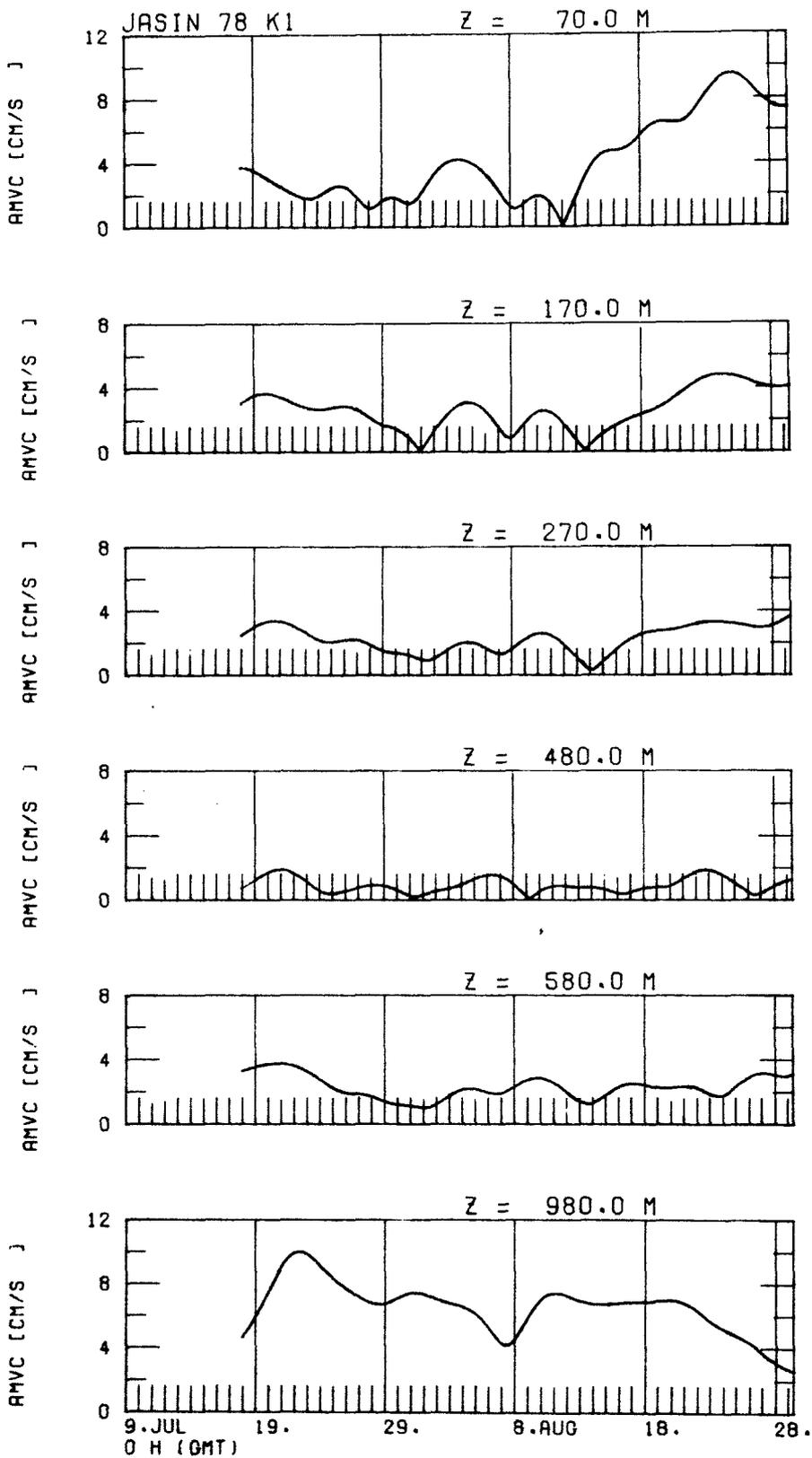


Abb.11: Darstellung der v-Komponente der Gezeitenamplitude in den verschiedenen Tiefen der K1-Verankerung (aus der komplexen Demodulation)

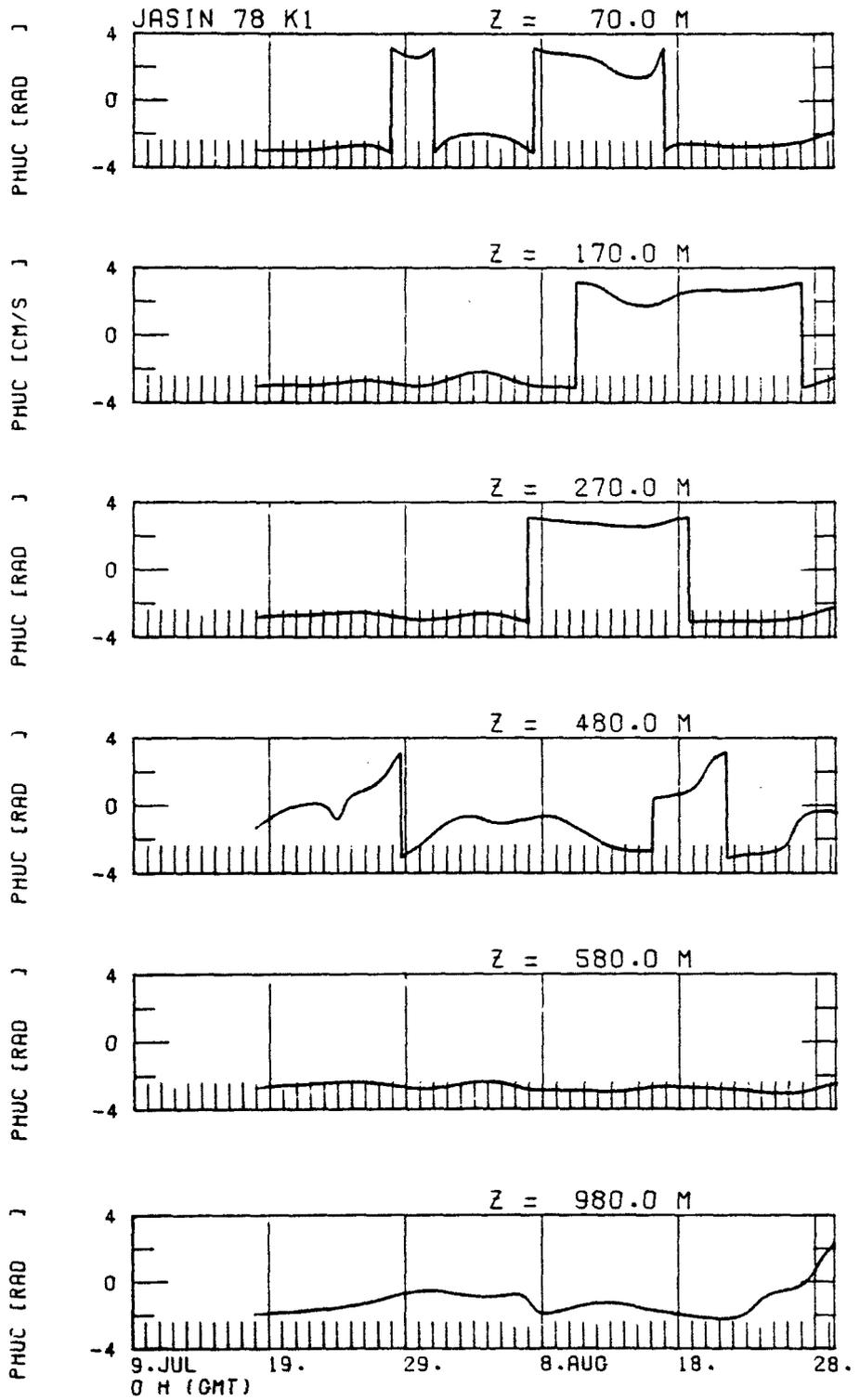


Abb.12: Darstellung der Phase für die u-Komponente der Gezeit (aus der komplexen Demodulation)

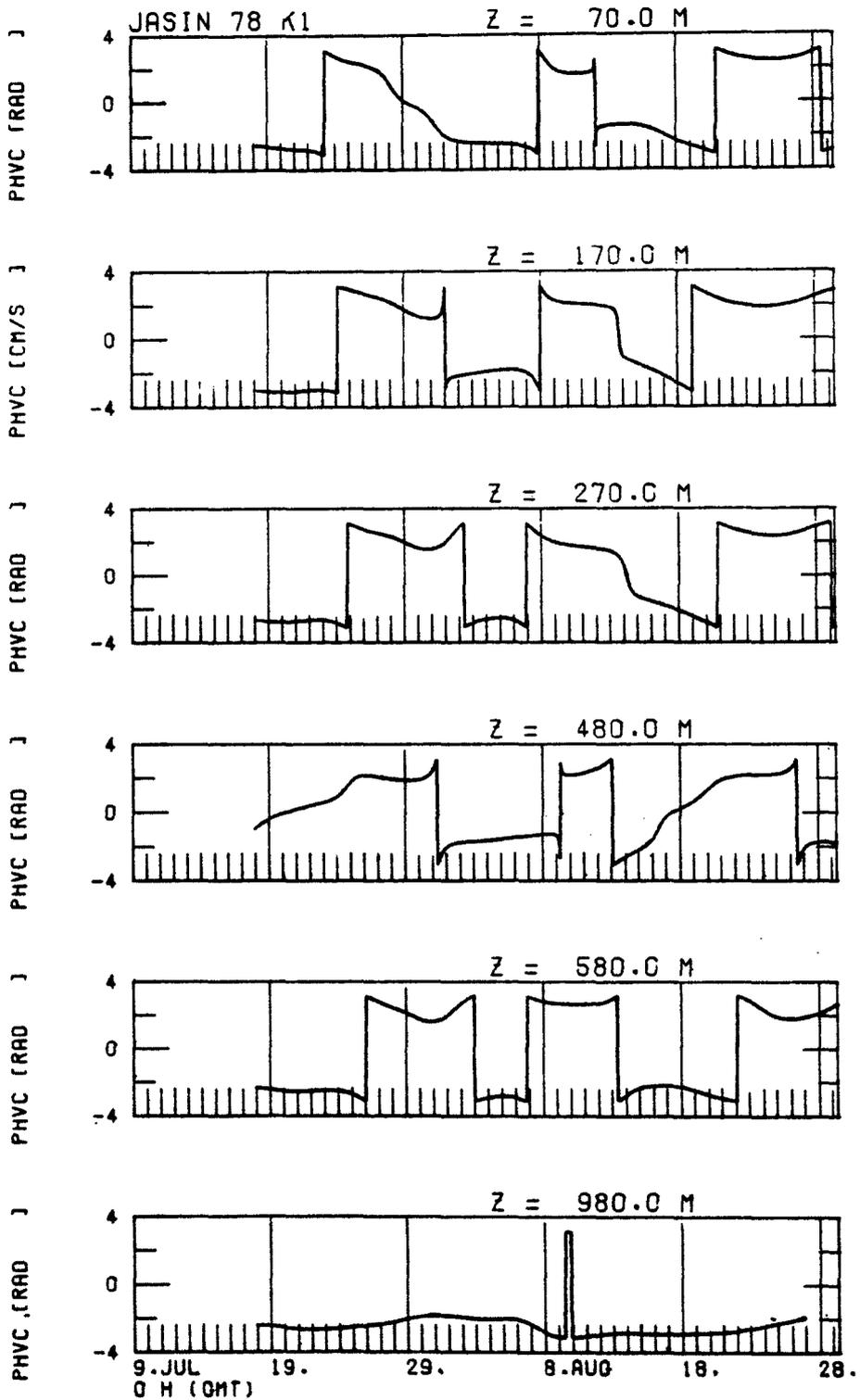


Abb.13: Darstellung der Phase für die v-Komponente der Gezeit für die K1-Verankerung (aus der komplexen Demodulation)

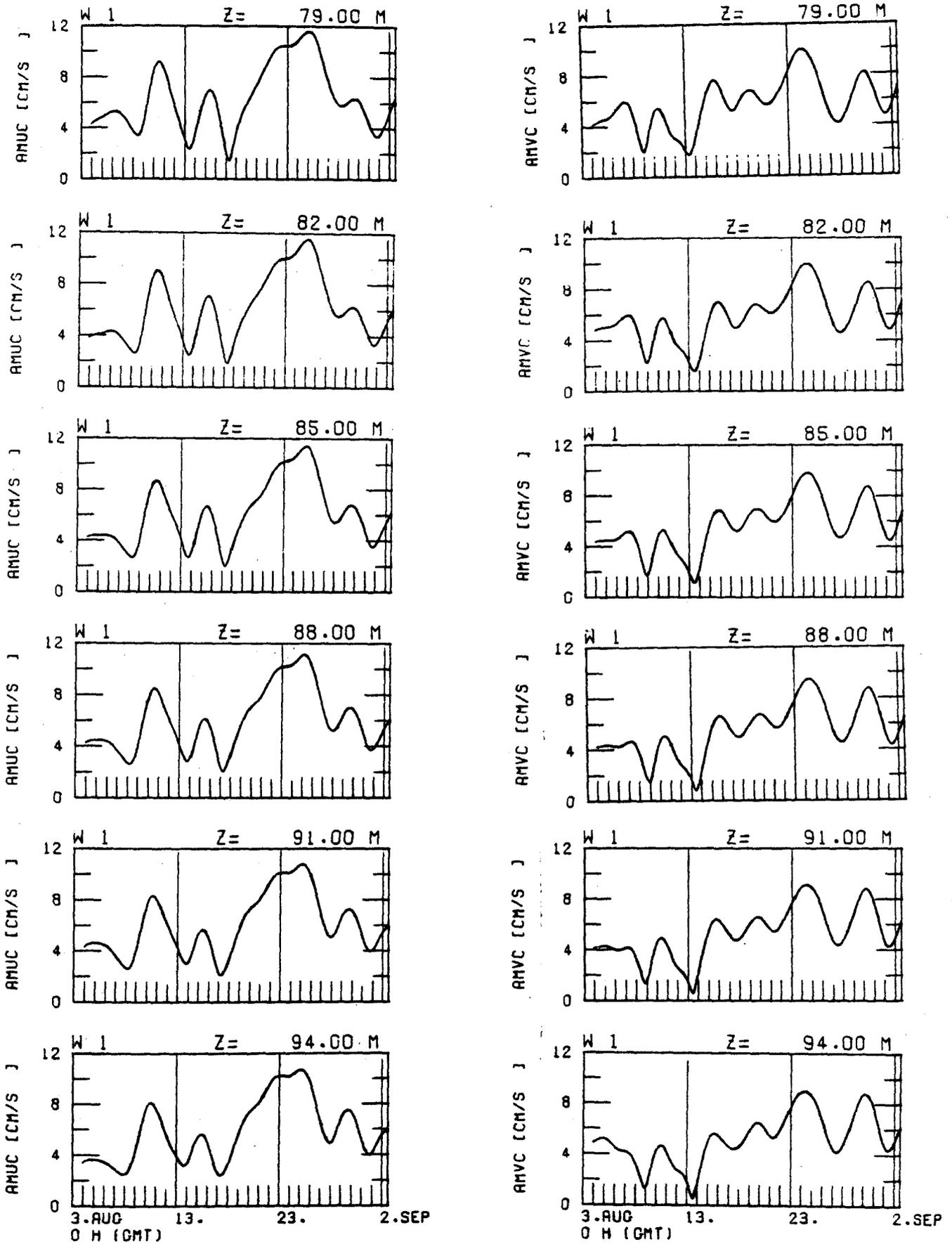


Abb.14 a

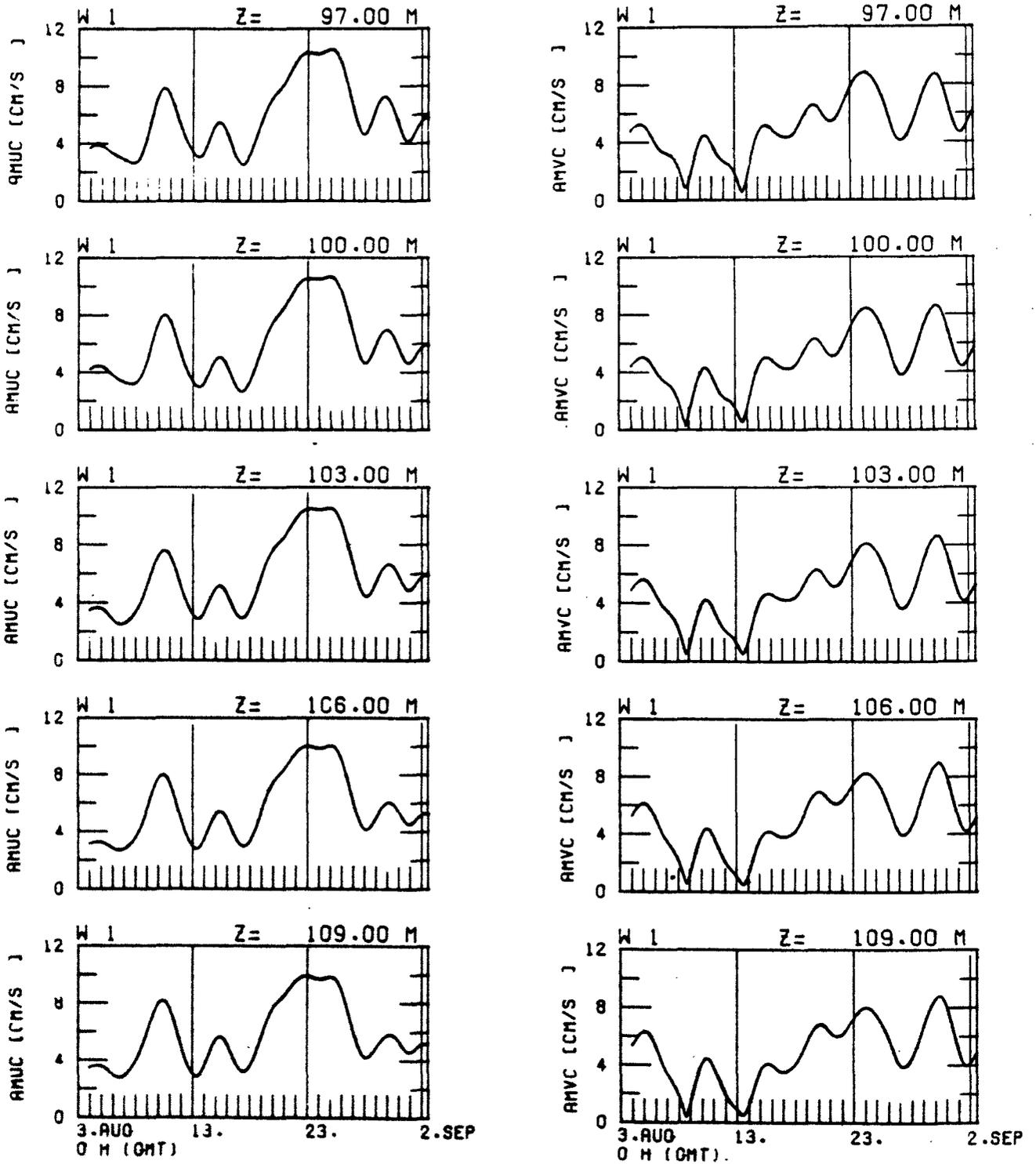
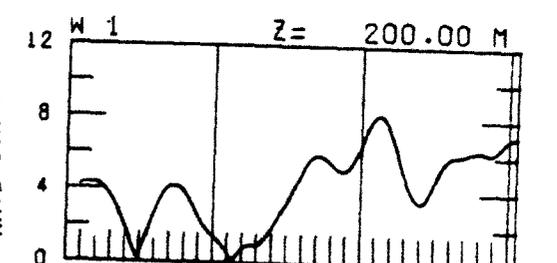
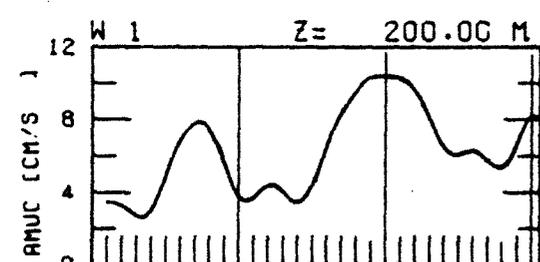
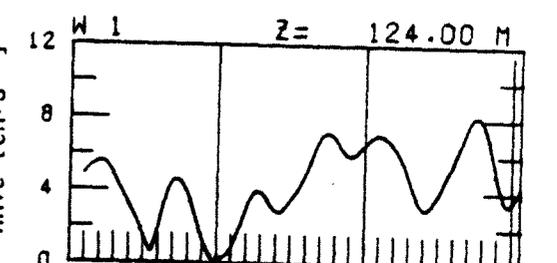
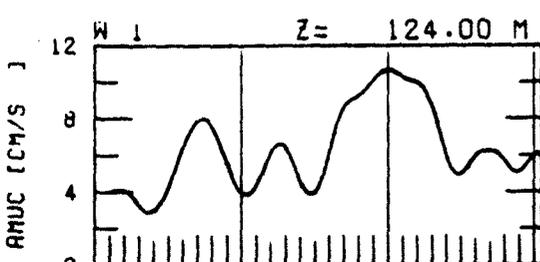
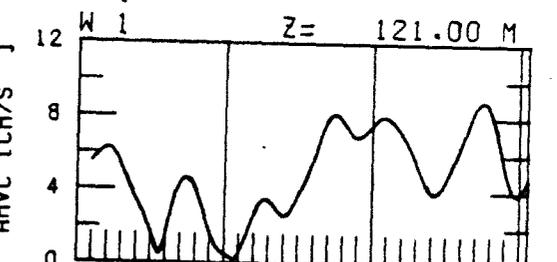
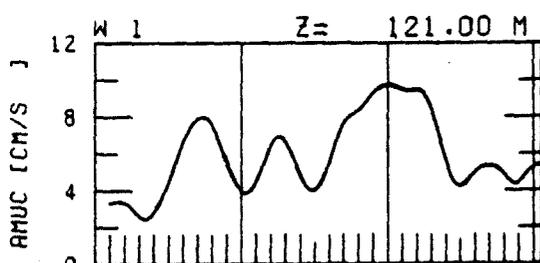
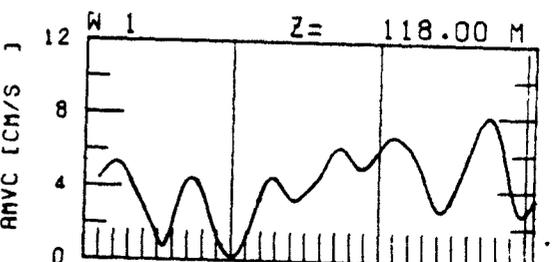
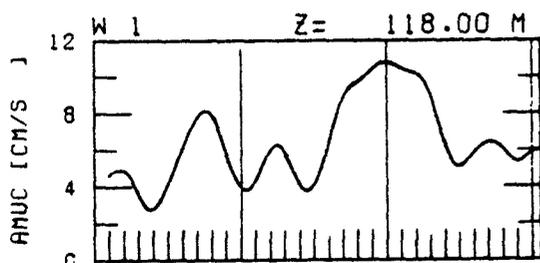
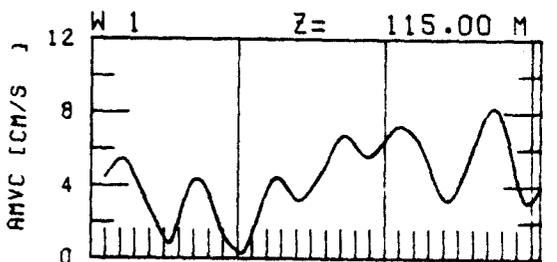
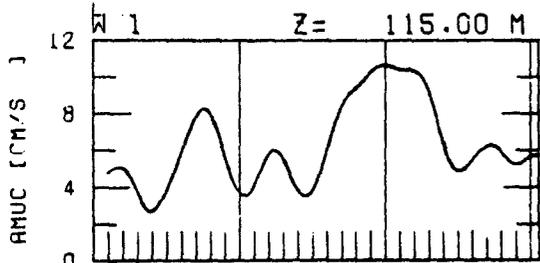
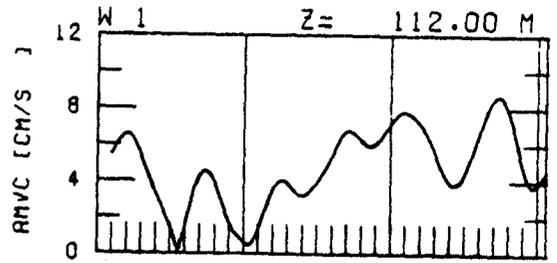
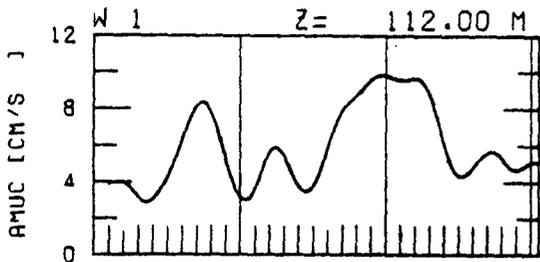


Abb.14 b



3.AUG 13. 23. 2.SEP
0 H (GMT)

3.AUG 13. 23. 2.SEP
0 H (GMT)

Abb.14 c

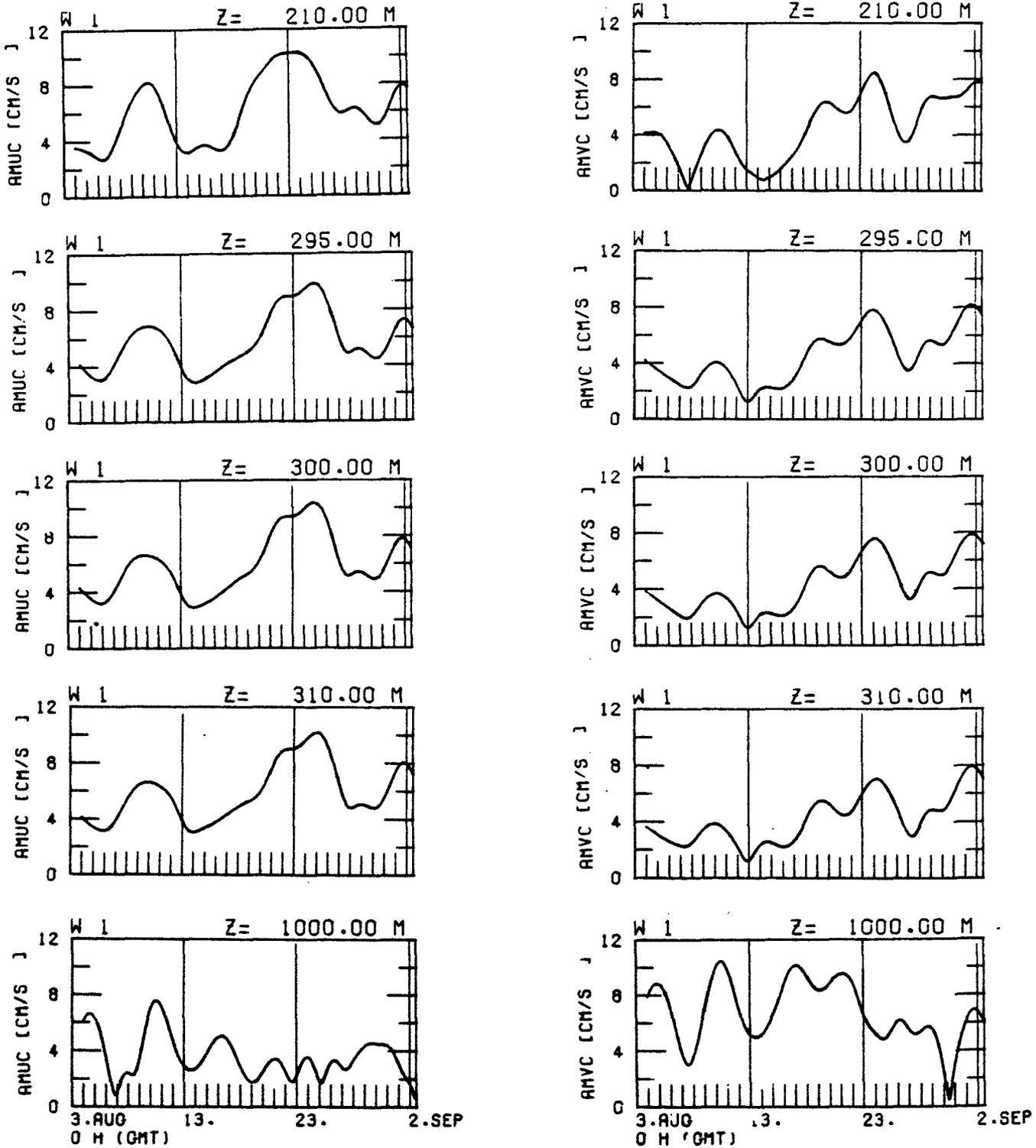


Abb.14 d

Abb. 14 a-d: Darstellung der u-Komponente (links) und v-Komponente (rechts) der Gezeitenamplitude in den verschiedenen Tiefen der W1-Verankerung (aus der komplexen Demodulation)

7. Gegenüberstellung der Ergebnisse

Die Resultate aus der harmonischen Analyse und der komplexen Demodulation stimmen gut überein. Vergleicht man z.B. Abb.6 und Abb.10, so sieht man, daß die komplexe Demodulation einer Glättung der Ergebnisse der harmonischen Analyse gleichkommt. Den besseren Überblick bietet die komplexe Demodulation, dafür hat sie den Nachteil der verkürzten Zeitreihen.

Wenn man die Kl-Verankerung betrachtet, stellt man ein deutliches Amplitudenminimum in 500 m Tiefe fest. Außerdem wird hauptsächlich in Tiefen oberhalb 500 m eine Amplitudenveränderung im zeitlichen Verlauf der Meßreihen deutlich. Zwischen 16. und 17. August erkennt man für die u-Komponente ein Minimum, danach steigen die Werte auf ein Maximum zwischen 23. und 25. August.

Für die v-Komponente läßt sich das Minimum zwischen 11. und 14. August beobachten, das Maximum ebenfalls zwischen 23. und 25. August.

In der Tiefe wirken sich diese Veränderungen schwächer aus. Das Maximum ist für die u-Komponente in 500-600 m noch schwach erkennbar, für die v-Komponente bereits verschwunden. In noch größeren Tiefen hat man einen total gegensätzlichen Verlauf: Die Amplituden erreichen ein Maximum um den 20. Juli und nehmen bis Ende der Zeitreihen ab mit einem intermediären Minimum um den 8. August. Es scheinen also in dieser Tiefe andere Einflüsse als in geringeren Tiefen bestimmend zu sein.

Zum Vergleich sollen die Ergebnisse der Wl-Verankerung herangezogen werden (Abb.14). Da keine zwei Strommesser in gleicher Tiefe befestigt waren, kann man nur ähnliche Tiefen vergleichen. Auch hier ergeben sich um den 17. August minimale Werte für die u-Komponente und um den 13. August für die v-Komponente mit nachfolgendem Maximum um den 25. August, das sich bis Ende August wieder abgeschwächt hat (besonders deutlich für die u-Komponente). Die v-Komponente scheint nach Erreichen des Maximums um diesen Wert zu oszillieren.

Das Minimum schwächt sich mit zunehmender Tiefe für die u-Komponente und verstärkt sich für die v-Komponente. Zwischen 310 m und 1000 m Tiefe war an der W1-Verankerung leider kein Strömungsmesser mehr befestigt. Man kann aber noch das Ergebnis der K1-Verankerung in 980 m Tiefe mit dem Ergebnis der W1-Verankerung in 1000 m Tiefe vergleichen und stellt fest, daß der gegensätzliche Verlauf zu höheren Amplituden in der zweiten Hälfte des Zeitraums bestätigt wird.

Die Resultate für die K2-Verankerung sollen an dieser Stelle nur kurz umrissen werden, da sie später unter anderen Gesichtspunkten weiterbetrachtet werden und hier im Vergleich mit K1 und W1 wegen der Kürze der Zeitreihen kaum Aussagekraft haben. Da die demodulierten Reihen der K2-Verankerung erst am 28. August beginnen, kann man weder das beobachtete Minimum noch das Maximum bestätigen. Man kann nur den letzten Abschnitt der W1- mit der K1-Verankerung vergleichen, wobei die K2-Verankerung aber zusätzlich auf 110 m Tiefe beschränkt ist. Die Abnahme des Maximums bis Ende August wird bestätigt, bei der K2-Verankerung nimmt die Amplitude dann aber wieder zu in Tiefen bis zu 60 m. Da die Meßreihen aber am 4.9. bereits enden, kann dazu weiter nichts gesagt werden.

8. Berücksichtigung von Trägheitsbewegungen

Nach der Beschreibung der Ergebnisse für die komplexe Demodulation und die harmonische Analyse taucht die Frage auf, ob es sich bei den verstärkten Amplituden Ende August überhaupt um reine Gezeitenwellen handelt. Wie bereits anfangs beschrieben, liegen Gezeitenfrequenz und Trägheitsfrequenz dicht beieinander. Die Trägheitsperiode, die sich aus $\tau_f = \pi/\Omega \sin\phi$ ergibt, wobei Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde ist und ϕ die geographische Breite, beträgt für die K1-Verankerung 13.97 h. Der Frequenzunterschied zur M_2 -Gezeit ist nur $8.91 \cdot 10^{-3}$ cph. Da Trägheitswellen vorwiegend bei plötzlich einsetzendem Wind auftreten und nur schwach gedämpft werden (Dietrich et al., 1972), könnten sie zu den hohen Amplituden Ende August beitragen, zumal ab etwa 17. August eine Zunahme des Windes zu beobachten war. Durch die Methode der komplexen Demodulation läßt im Prinzip sehr gut ein einzelnes Signal feststellen, allerdings hängt das Resultat stark von der Konstruktion des Filters ab.

Betrachtet man an dieser Stelle die Zeitreihe der K2-Gezeit etwas genauer, so beobachtet man, daß bei 50% iger Schwächung des Signals bei 0.0174 cph die Trägheitsfrequenz so gut wie gar nicht herausgefiltert wird.

Etwas besser sieht es für die W1-Verankerung aus, allerdings beinhalten die Ergebnisse hier immer noch 60% des Trägheitssignals. Wendet man die Methode der komplexen Demodulation so an, daß man Zeitreihen für das Trägheitssignal erhält, so stellt man für die K2-Verankerung fest, daß diese fast identisch sind mit den Zeitreihen für die Gezeit, da ihre Erstellung den gleichen Einschränkungen unterliegt. Betrachtet man Abb.16 und Abb.17, wo in den dünnen durchgezogenen Kurven einmal die Gezeit der K2-Verankerung für die verschiedenen Tiefen, einmal die Trägheitsschwingung dargestellt sind, und ist man überrascht von der großen

Ähnlichkeit der beiden Abbildungen, so läßt sich dies ganz einfach dadurch erklären, daß in Wirklichkeit beide Abbildungen Trägheitsschwingung und Gezeit enthalten. Ihre Trennung ist also wegen der Kürze der Zeitreihen nicht möglich.

Eine gute Auflösung erhält man für die Kl-Verankerung, wo die demodulierten Meßreihen nur noch etwa 2% des Trägheitssignals enthalten. Man kann also davon ausgehen, daß die extremen Amplituden Ende August wirklich eine Veränderung des Gezeitensignals bedeuten.

Durch den Übergang zu rotierenden Komponenten soll nun untersucht werden, ob dadurch eine genauere Analyse der Zeitreihen möglich ist.

9. Übergang zu rotierenden Koordinaten

Der Übergang zu rotierenden Koordinaten gibt die Möglichkeit festzustellen, in welchem Maße die Ergebnisse zirkular polarisiert sind. Die Methode wird von Gonella (1972), Mooers (1972) und Perkins (1970) beschrieben. Sie beinhaltet die Möglichkeit, Kohärenz und Phase für polarisierte Komponenten zu berechnen und hat den Vorteil, daß die berechnete Kohärenz invariant ist bei Drehung des Koordinatensystems.

Trägheitsbewegungen haben eine stark rotierende Komponente im Uhrzeigersinn. Sie lassen sich deshalb eliminieren, wenn man die Spektren berechnet und den gegen den Uhrzeigersinn drehenden Anteil betrachtet. In Abb.15 sind die Spektren für die rotierenden Anteile der K2-Verankerung dargestellt. Ein Ergebnis ist jedoch nur zu erhalten, wenn das Trägheitssignal aufgelöst werden kann und nicht von der Gezeit überlagert ist, die keine eindeutige Polarisationsrichtung aufweist. Gut läßt sich eine Trennung zum Beispiel im NEADS-Gebiet (Müller, 1981) erkennen.

Man kann also nicht erwarten, daß nach Anwendung der Methode rotierende Anteile verschiedener Frequenzen getrennt vorliegen, wenn sie nicht bereits vorher schon auflösbar waren. Die im Uhrzeigersinn rotierende Komponente enthält dann nämlich auch wieder Gezeit und Trägheitsbewegung, während die gegen den Uhrzeigersinn rotierende Komponente diesen Anteil der Gezeit enthält. Da der jeweilige Beitrag der Gezeit unbestimmt ist, läßt sich kein Rückschluß auf die Stärke der Trägheitsschwingung ziehen. Eine einigermaßen befriedigende Lösung ließe sich in diesem Fall nur für ein Gebiet mit starken Trägheitsbewegungen und schwachen Gezeiten finden.

Die Methode wird im folgenden anhand der Verankerungen K2 und K1 dargestellt, nachdem zuerst die mathematischen Grundlagen aufgezeigt werden.

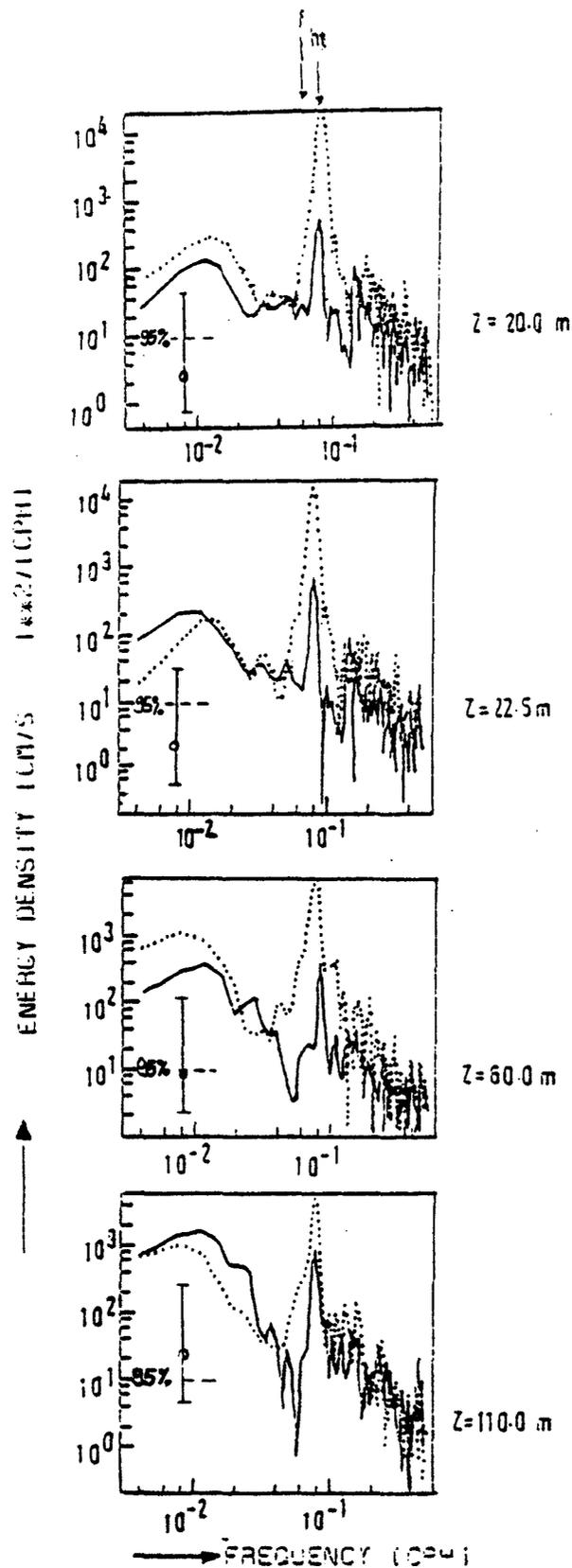


Abb.15: Rotationsspektren der K2-Verankerung

$S_-(\dots)$ und $S_+(\text{---})$

(f bezeichnet die Trägheitsfrequenz und ht den Peak der halbtägigen Gezeit)

Man geht davon aus, daß der Strömungsvektor als komplexe Größe dargestellt werden kann:

$$U = u + iv$$

Die n-te Fourierkomponente U_n kann dargestellt werden als:

$$U_n = A_{+n} e^{i\omega_n t} + A_{-n} e^{-i\omega_n t} \quad (1)$$

mit den komplexen Koeffizienten A_{+n} und A_{-n} .

Der Strom $e^{i\omega_n t}$ repräsentiert einen Einheitsstrom, der gegen den Uhrzeigersinn rotiert, A_{+n} definiert seine Amplitude und Phase (Perkins, 1970). Entsprechend definiert A_{-n} die Amplitude und Phase des im Uhrzeigersinn drehenden Anteils von U_n .

Die Koeffizienten A_{+n} und A_{-n} erhält man durch die reellen Fourierkoeffizienten der Zeitreihen für die u- und v-Komponente der Strömung (Index n wird im folgenden weggelassen).

Aus der komplexen Demodulation ergab sich:

$$u = U_t \cos(\omega t + \phi_{t,u})$$

$$v = V_t \cos(\omega t + \phi_{t,v})$$

Die Ergebnisse waren U_t und V_t sowie $\phi_{t,u}$ und $\phi_{t,v}$. Durch Umformung erhält man:

$$u = U_t \cos(\omega t + \phi_{t,u}) = U_t (\cos\omega t \cos\phi_{t,u} - \sin\omega t \sin\phi_{t,u})$$

$$v = V_t \cos(\omega t + \phi_{t,v}) = V_t (\cos\omega t \cos\phi_{t,v} - \sin\omega t \sin\phi_{t,v})$$

Vergleich mit

$$u = a_u \cos \omega t + b_u \sin \omega t$$

und

$$v = b_v \cos \omega t + b_v \sin \omega t$$

ergibt:

$$a_u = U_t \cos \phi_{t,u} \qquad a_v = V_t \cos \phi_{t,u}$$

$$b_u = -U_t \sin \phi_{t,v} \qquad b_v = -V_t \sin \phi_{t,v}$$

Geht man nun zu rotierenden Koordinaten über und bildet $u + iv$, so ergibt sich:

$$U = u + iv = a_u \cos \omega t + b_u \sin \omega t + i(a_v \cos \omega t + b_v \sin \omega t)$$

Um links- und rechtsdrehende Anteile zu bekommen, werden $\sin \omega t$ und $\cos \omega t$ aufgespalten:

$$\begin{aligned} u + iv &= (a_u/2)(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + (b_u/2i)(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + \\ &+ (ia_v/2)(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + (ib_v/2i)(e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \\ &= (a_u/2)e^{i\omega t} + (a_u/2)e^{-i\omega t} - (b_u/2)ie^{i\omega t} + (b_u/2)ie^{-i\omega t} \\ &+ (a_v/2)ie^{i\omega t} + (a_v/2)ie^{-i\omega t} + (b_v/2)e^{i\omega t} - (b_v/2)e^{-i\omega t} \end{aligned}$$

geordnet:

$$\begin{aligned} u + iv &= 1/2((a_u + b_v) + i(a_v - b_u))e^{i\omega t} + \\ &+ 1/2((a_u - b_v) + i(a_v + b_u))e^{-i\omega t} \end{aligned}$$

Vergleich mit (1) ergibt:

$$A_+ = 1/2((a_u + b_v) + i(a_v - b_u))$$

$$A_- = 1/2((a_u - b_v) + i(a_v + b_u))$$

Da a_u , b_u , a_v und b_v mit den Ergebnissen der komplexen Demodulation bekannt sind, lassen sich A_+ und A_- berechnen. Die Bewegung ist gegen den Uhrzeigersinn für positive A und im Uhrzeigersinn für negative A . Dieses Verfahren führt zu zweiseitigen Spektren (Mooers, 1973). Die gegeneinander rotierenden Komponenten sind symmetrisch.

Das mittlere Energiespektrum ergibt sich nach Gonella (1972) zu

$$S_t = S_- + S_+$$

wobei S_- das im Uhrzeigersinn rotierende Spektrum ist

$$S_- = \langle A_-^* A_- \rangle / 2$$

($\langle \rangle$ bedeutet der Mittelwert über alle Anteile, $*$ das konjugiert Komplexe)

und S_+ das Spektrum gegen den Uhrzeigersinn

$$S_+ = \langle A_+^* A_+ \rangle / 2$$

Bei der Ausführung des Übergangs zu rotierenden Koordinaten wurde die Problematik besonders für die K2-Zeitreihen deutlich. In den vorausgegangenen Schritten konnte aufgrund der Einschränkungen beim Filtern das komplex demodulierte Gezeitensignal nicht vom Trägheitssignal aufgelöst werden. In den bereits erwähnten Abb.16 und Abb.17 wurde die Umrechnung auf rotierende Koordinaten vollzogen. Da auch dadurch keine Trennung der Frequenzanteile ermöglicht wird, beinhaltet die mit u_- bezeichnete Kurve (Abb.16, dicke durchgezogene Linie) die im Uhrzeigersinn rotierende Komponente der Gezeit wie auch der Trägheitsbewegung. Die mit u_+ bezeichnete Zeitreihe (gestrichelt) stellt den gegen den Uhrzeigersinn rotierenden Anteil der Gezeit dar, da die Trägheitsbewegung diesbezüglich gleich Null zu setzen ist. Es ist also nicht viel gewonnen.

Zur weiteren Veranschaulichung werden, wie schon im vorausgehenden Kapitel beschrieben, die demodulierten Zeitreihen für die Trägheitsfrequenz der K2-Verankerung betrachtet (Abb.17). Wegen des unzureichenden Filters enthalten auch sie nicht nur die Demodulationsfrequenz sondern auch einen großen Teil der benachbarten Gezeit. Der Übergang zu rotierenden Koordinaten führt demzufolge zu fast identischen Ergebnissen, wie sie für die Gezeit als Demodulationsfrequenz vorliegen. Die u_+ -Komponente enthält wieder den gegen den Uhrzeigersinn rotierenden Gezeitenanteil, die u_- -Komponente Gezeit und Trägheitsbewegungen.

Nach den etwas unterschiedlichen Gesamtamplituden u (dünne, durchgezogene Linie) zu urteilen, kann man vermuten, daß das Gezeitensignal etwas stärker ist, da sonst beide Abbildungen vollkommen überein stimmen müßten. Im großen und ganzen kann man aber sagen, daß in diesem Fall die Einführung von rotierenden Koordinaten zu keiner Bereicherung des Ergebnisses führt. Zum Vergleich wurde die Methode auf Zeitreihen der K1-Verankerung angewandt. Durch die gute Qualität des da benutzten Filters sind auch die Ergebnisse entsprechend. In Abb.18 sind als Beispiel die u_+ und die u_- -Komponente in 70 m Tiefe für die Gezeit (a) und die Trägheitsbewegung (b)

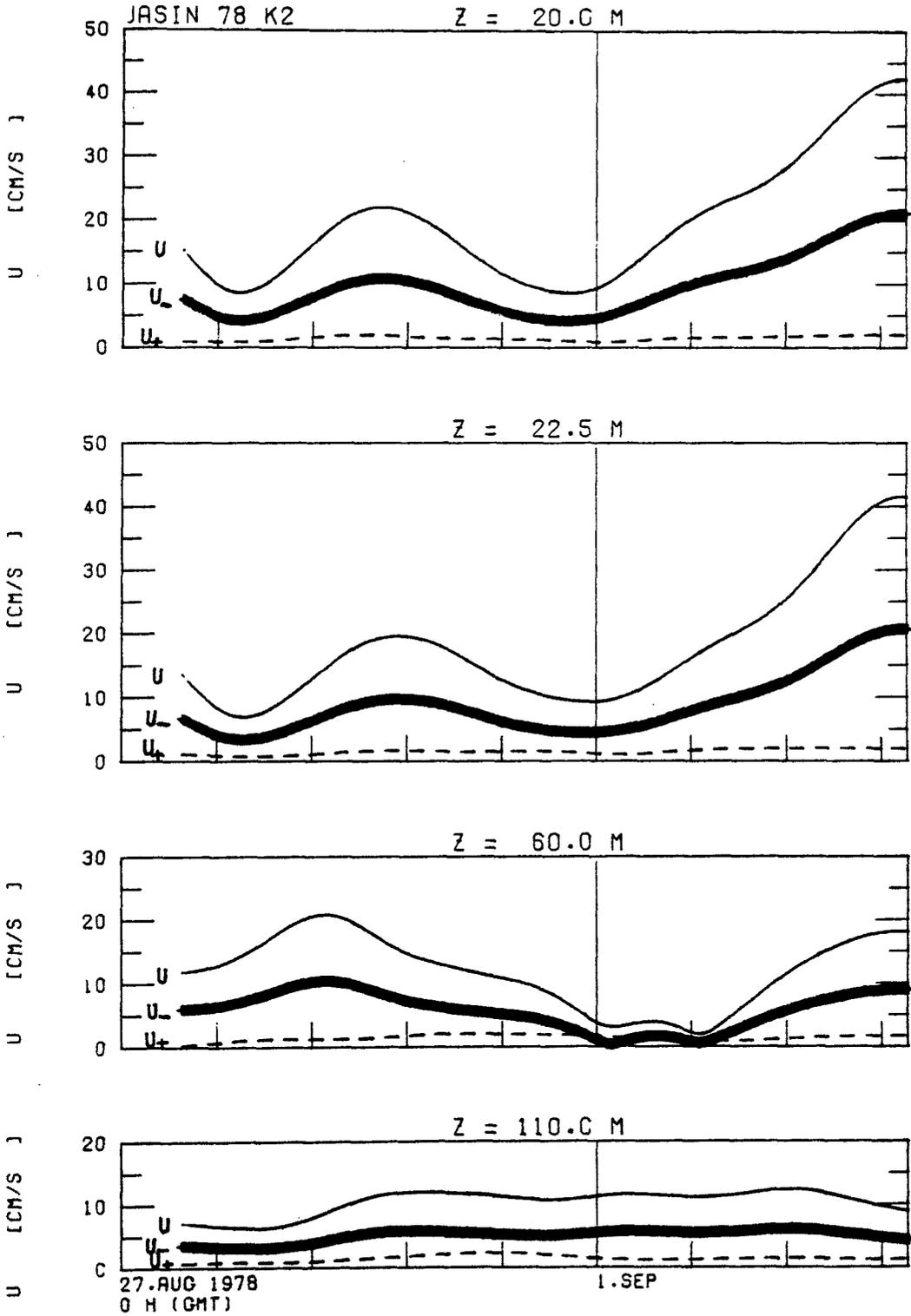


Abb.16: Geschwindigkeit u (—) der demodulierten Zeitreihen für die Gezeit; Aufspaltung in u_- -Komponente (—) und u_+ -Komponente (---) für verschiedene Tiefen der K2-Verankerung

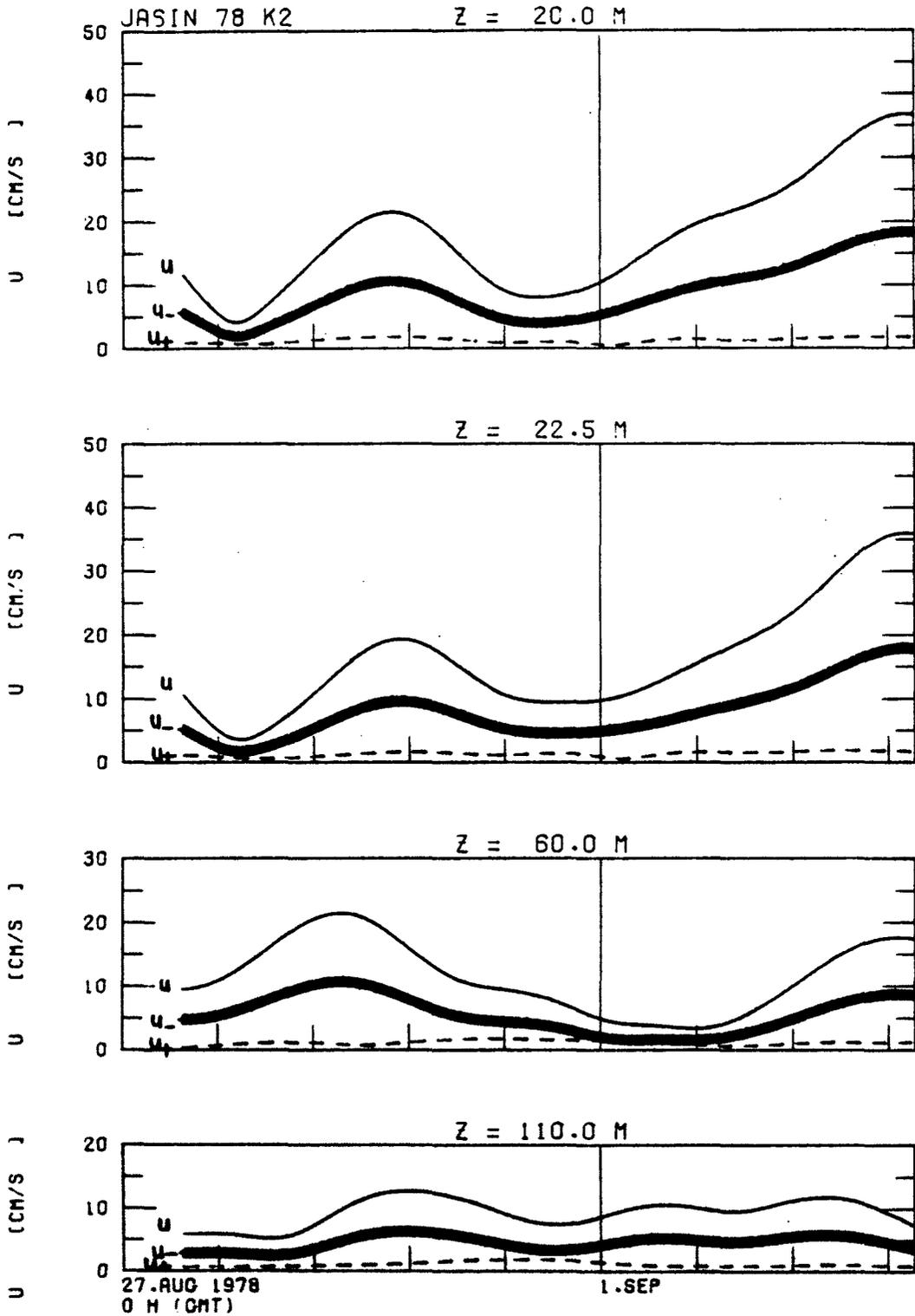


Abb.17: Geschwindigkeit u (—) der demodulierten Zeitreihen für die Trägheitsbewegung; Aufspaltung in u_- -Komponente (—) und u_+ -Komponente (---) für die verschiedenen Teifen der K2-Verankerung

zu sehen. Während die gegen den Uhrzeigersinn rotierende Komponente der Gezeit während des ganzen Zeitraums in etwa konstant bleibt, ist die u -Komponente größeren Schwankungen unterworfen und erhält besonders gegen Ende der Meßreihen einen starken Zuwachs, der ja bereits in den demodulierten Zeitreihen für die u - und die v -Komponente zu beobachten war. Bis auf dieses Maximum sind links- und rechtsdrehende Anteile etwa gleich groß. Die Verschiebung dieses Gleichgewichts gegen Ende der Meßreihen wird mit zunehmender Tiefe abgebaut. Für die Darstellung der Trägheitsbewegungen ist das Ergebnis ähnlich, was die u -Komponente anbelangt. Die Amplitude ist ebenfalls ziemlichen Veränderungen unterworfen und weist ein Maximum gegen Ende der Meßreihen auf. Insgesamt sind die Amplituden kleiner als für die Gezeit, außerdem setzt das Maximum erst einige Tage später ein.

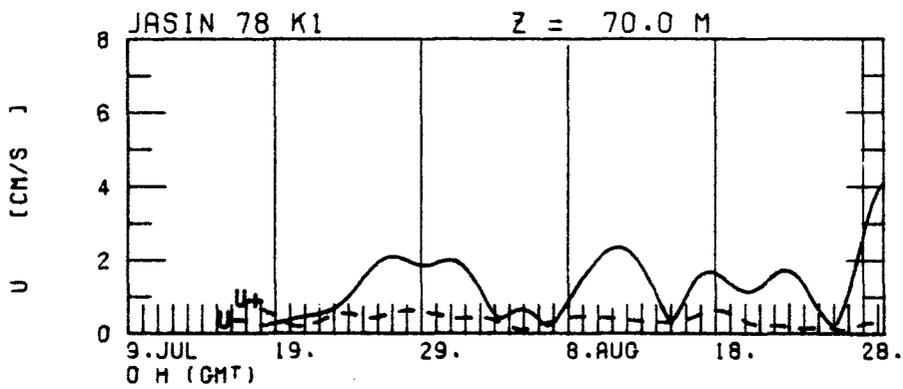
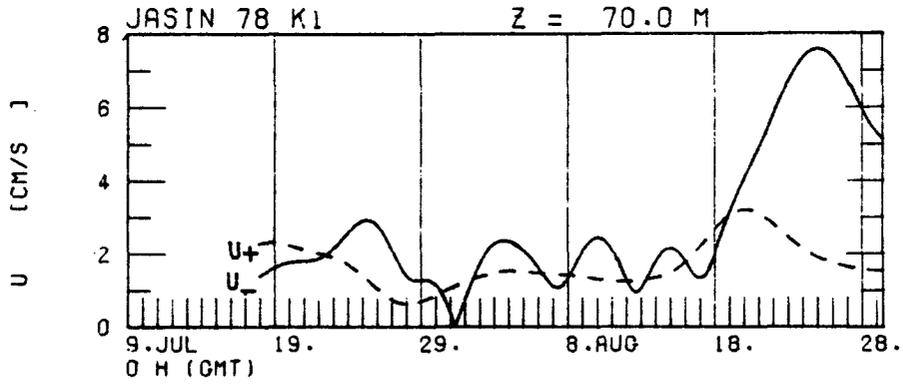


Abb.18: a) u_+ - und u_- -Komponente der Gezeit (oben) und b) der Trägheitsbewegung (unten) aus den Daten der K1-Verankerung in 70 m Tiefe



10. Einordnung der Resultate unter Berücksichtigung der
lokalen Verhältnisse

Die zeitliche Änderung der Gezeiten mit der Zunahme der Amplitude gegen Ende August ist auf die oberen 500 m beschränkt und macht deshalb den Einfluß des Windes interessant. Für den Bereich der K1-Verankerung liegen keine Windmessungen vor, Windmessungen für die K2- und K3-Verankerungen beginnen erst am 22.8.78, deshalb muß hier auf die Messungen für die H2-Verankerung (Weller und Halpern, 1980) verwiesen werden. Weller und Halpern haben hohe Kohärenzen zwischen den Windmessungen der H2-Verankerung und den Windmessungen der W2-Verankerung festgestellt, so daß davon ausgegangen werden soll, daß die Verhältnisse auch auf die K2-Verankerung übertragen werden können. Infolge eines Sturmes erreicht der Wind maximale Werte um den 18.8.78. Zu dieser Zeit ist auch bereits das Ansteigen der Gezeitenamplitude zu verfolgen, die ihr Maximum zwischen 23. und 25.8. erreicht, wo der Wind bereits wieder auf minimale Werte abgesunken ist. Nach de Witt (1981), die ähnliche Verhältnisse für die B-Verankerungen vorfand, liegen maximaler Wind und maximale Gezeitenamplitude zeitlich zu weit auseinander, um noch als Ursache und Wirkung in Zusammenhang gebracht werden zu können. Außerdem stellt sie auch eine Erhöhung des Signals im Bereich von Frequenzen (0.5-2.0 cph), die nicht vom Wind angeregt werden können, zu dieser Zeit fest. Da auch die Änderung des mittleren Stroms durch die Verlagerung des Wirbelfeldes in diesen Zeitabschnitt fällt, vermutet de Witt eher darin einen Zusammenhang mit den hohen Gezeitenamplituden.

Die Stromänderung ist bedingt durch eine thermohaline Front im nördlichen Rockallbecken, die durch Aufeinandertreffen von Nordatlantischem Zwischenwasser und warmem, salzreichen Mittelmeerwasser gebildet wird. Die Front wies während des

Beobachtungszeitraumes Wirbel in verschiedenen Größen auf, die sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 2 cm/s fortbewegten (van Aken, 1981). Von Juni bis Mitte September wurde westlich der Anton Dohrn Kuppe ein Strom in nördliche Richtung beobachtet, der in das nördliche Rockallbecken floß. Ein Teil davon strömte nach Süden zurück. Durch Verlagerung des Wirbelfeldes änderte sich die Strömungsrichtung im Gebiet der Verankerungen von Nordwest auf Südwest. Diese Stromänderung könnte dazu führen, daß andere Einflüsse zum Tragen kommen und somit auch die Gezeitenamplituden einer Änderung unterliegen.

Nach Defant (1960) und Krauss (1966) sind Horizontal- und Vertikalkomponente der gezeitenerzeugenden Kraft zu schwach, um interne Gezeiten direkt anzuregen. Häufig tragen der Schelfrand oder die Topographie des Meeresbodens zu ihrer Entstehung bei, was bereits 1912 das erste Mal von Zeilon experimentell untersucht wurde. Interne Gezeiten entstehen am Schelfrand bei plötzlicher Änderung der Wassertiefe, wodurch teilweise die Energie der Oberflächengezeiten in interne Gezeitenenergie umgewandelt wird, die dann wieder in Richtung des offenen Ozeans in größere Tiefen abgestrahlt werden kann. Ebenfalls können Gezeitenwellen beim Überströmen von Bodenunebenheiten, wie Kuppen oder Bänke im inhomogenen Medium interne Wellen erzeugen. Wegen der starken Bodentopographie im JASIN-Gebiet verdient dieser Punkt besondere Beachtung.

Durch Änderung des mittleren Stroms können sich die gezeiten-erregenden Quellen verändern, d.h., es spielt nun eine Boden-erhebung eine Rolle, die vorher vielleicht unwichtig war.

Nach de Witt könnte es sein, daß in den ersten Wochen Energie von schwächeren oder weiter entfernten Quellen in das Beobachtungsgebiet transportiert worden war, während nach Änderung des mittleren Stroms eine vorherrschende, relativ dicht liegende topographische Erhebung eine Zunahme der Gezeitenamplitude verursacht. Als Bestätigung ihres

Ergebnisses hat de Witt schwache vertikale Kohärenzen zu Beginn für die B Verankerungen festgestellt, während Ende August die Kohärenzen groß waren.

Mit Hilfe der Charakteristikenmethode wurde festgestellt, welche Kuppen oder Bänke für eine Anregung in Frage kommen. Unter Einbeziehung des Wellenzahlspektrums, aus dem hervorgeht, daß die interne Gezeit wahrscheinlich nicht aus östlicher Richtung angeregt wird, fand de Witt, daß die 100 km südwestlich gelegene Rockallbank die Ursache für die hohen Gezeitenamplituden ist.

Die Methode, die in dieser Arbeit zur Klärung der baroklinen Struktur angewandt wurde, war nicht die Charakteristikenmethode, sondern die Entwicklung nach Eigenfunktionen, die im folgenden beschrieben wird.

11. Anpassung der Gezeitenströme an Eigenfunktionen

Der Gezeitenstrom der M_2 -Gezeit wird in zwei Anteile zerlegt: in den barotropen Anteil, der einem homogenen Ozean ohne Reibung entspricht und den baroklinen Anteil, dem sämtliche Abweichungen zugeschrieben werden. Bei diesen Abweichungen kann allerdings nicht unterschieden werden, ob die Vertikalabhängigkeit der Geschwindigkeit tatsächlich durch Baroklinität oder durch andere Effekte bedingt ist.

Zur Bestimmung der barotropen Gezeit wurden die Fourierkoeffizienten, die sich bei der harmonischen Analyse ergaben, vertikal arithmetisch gemittelt. Aus der Differenz der ursprünglichen Fourierkoeffizienten und dem barotropen Anteil wurden die baroklinen Anteile berechnet. Dazu braucht man Lösungen der internen Wellengleichung für die Vertikalgeschwindigkeit:

$$(\omega^2 - f^2) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial W}{\rho \partial z} \right) - \rho (\omega^2 - N^2) k^2 W = 0$$

wobei ρ die mittlere Dichte, $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ das Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz, g die Erdbeschleunigung und k^2 der Eigenwert (Quadrat der horizontalen Wellenzahl) bedeuten. Das Väisälä-Profil ist in Abb.19 dargestellt.

Die Methode, Werte für k^2 zu finden, wenden z.B. Krauss (1966) und Peters (1981) an. Man gibt sich eine mögliche Lösung vor, integriert die interne Wellengleichung über die ganze Wassersäule und wiederholt die Schätzungen so lange, bis die Randbedingungen innerhalb einer gewissen Fehlergrenze erfüllt sind. Wegen der Linearität und Homogenität der internen Wellengleichung stellen Linearkombinationen der Lösung ebenfalls eine Lösung dar, und man erhält eine Reihe von Eigenwerten mit zugehörigen Eigenfunktionen und kann somit jede beliebige Tiefenverteilung der internen Schwingung durch eine Summe von Eigenschwingungen interpretieren (Krauss, 1966).

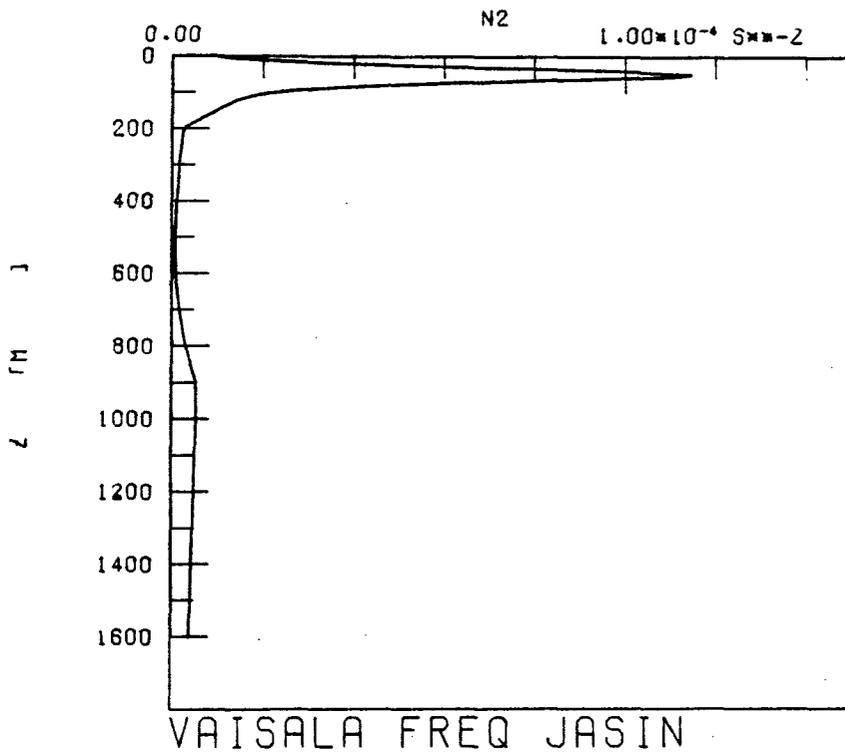


Abb.19: Darstellung der Väisälä-Frequenz

Geht man davon aus, daß eine beobachtete Verteilung $W(z)$ durch

$$W(z) = \sum_n A_n W_n(z)$$

beschreibbar ist, so ist bei Kenntnis der Eigenfunktionen $W_n(z)$ nur noch die Bestimmung der Koeffizienten A_n nötig. Aus der Kontinuitätsgleichung folgt für ebene Wellen, daß die erste Ableitung $\Psi_n(z)$ der errechneten Eigenfunktionen $W_n(z)$ der Horizontalgeschwindigkeit direkt proportional ist.

Die berechneten Fourierkoeffizienten werden also an die Eigenfunktionen Ψ_n für die Horizontalgeschwindigkeit angepaßt (Magaard u. McKee, 1973; Meincke, Siedler u. Zenk, 1975). Die Anpassung erfolgt nach der Gauß'schen Methode, die bei Krauss beschrieben ist. Es werden die ersten fünf Moden für jedes der 58 Teilstücke, die bei der harmonischen Analyse gebildet worden sind, berechnet und schließlich über die Summe der Teilstückergebnisse gemittelt. Die Anpassung für u- und v-Komponente wird getrennt vorgenommen (Abb.19). Die Verfahrensweise soll anhand der u-Komponente dargestellt werden.

$$u_{s_u}(z_i, t) = a_{s_u}(z_i) \cos \omega t + b_{s_u}(z_i) \sin \omega t$$

$$s = 1, 2, \dots, 58 \quad \text{und} \quad i = 1, 2, \dots, 6$$

Man strebt an:

$$a_{s_u}(z_i) = \sum_{n=1}^N A_{s_n} \Psi_n(z_i)$$

(entsprechend für b_{s_u})

Dazu muß erfüllt sein:

$$\left[\sum_{i=1}^K a_{s_u}(z_i) - \sum_{n=1}^N A_{s_n} \Psi_n(z_i) \right]^2 = \text{Min}$$

Daraus folgt:

$$2 \sum_{i=1}^K [a_{s_u}(z_i) - \sum_{n=1}^N A_{s_n} \psi_n(z_i)] \psi_r(z_i) = 0 \quad r=1,2,\dots,N$$

Es sollen fünf interne Moden berechnet werden. Für jedes Teilstück erhält man somit ein inhomogenes Gleichungssystem von fünf Gleichungen mit fünf Unbekannten und den Summen über die sechs Tiefen.

$$A_{s_1} \sum_{i=1}^6 \psi_1^2(z_i) + A_{s_2} \sum_{i=1}^6 \psi_2^2(z_i) \psi_1(z_i) + \dots + A_{s_5} \sum_{i=1}^6 \psi_5^2(z_i) \psi_1(z_i) = \sum_{i=1}^6 a_{s_u}(z_i) \psi_1(z_i)$$

$$A_{s_1} \sum_{i=1}^6 \psi_1(z_i) \psi_2(z_i) + A_{s_2} \sum_{i=1}^6 \psi_2^2(z_i) + \dots + A_{s_5} \sum_{i=1}^6 \psi_5^2(z_i) \psi_2(z_i) = \sum_{i=1}^6 a_{s_u}(z_i) \psi_2(z_i)$$

· · ·
 · · ·
 · · ·
 · · ·

$$A_{s_1} \sum_{i=1}^6 \psi_1(z_i) \psi_5(z_i) + \dots = \sum_{i=1}^6 a_{s_u}(z_i) \psi_5(z_i)$$

Entsprechend ergeben sich die B_{s_n} 's für die b_{s_u} und durch Berechnung von

$$R_{s_n}(z_i) W_n(z_i) = (A_{s_n}^2(z_i) + B_{s_n}^2(z_i))^{1/2} W_n(z_i)$$

die Amplitudenanteile in den verschiedenen Tiefen für die verschiedenen Moden. Aus den A_{s_n} 's und B_{s_n} 's wurden außerdem die Anteile der vertikalen kinetischen Energie berechnet. Tabelle 3 zeigt die Ergebnisse. Es stellt sich heraus, daß die dritte Mode überwiegt. Sie beinhaltet 37% der vertikalen kinetischen Gesamtenergie. Auf die erste und zweite Mode entfallen 12.6% und 16.8% , die vierte und

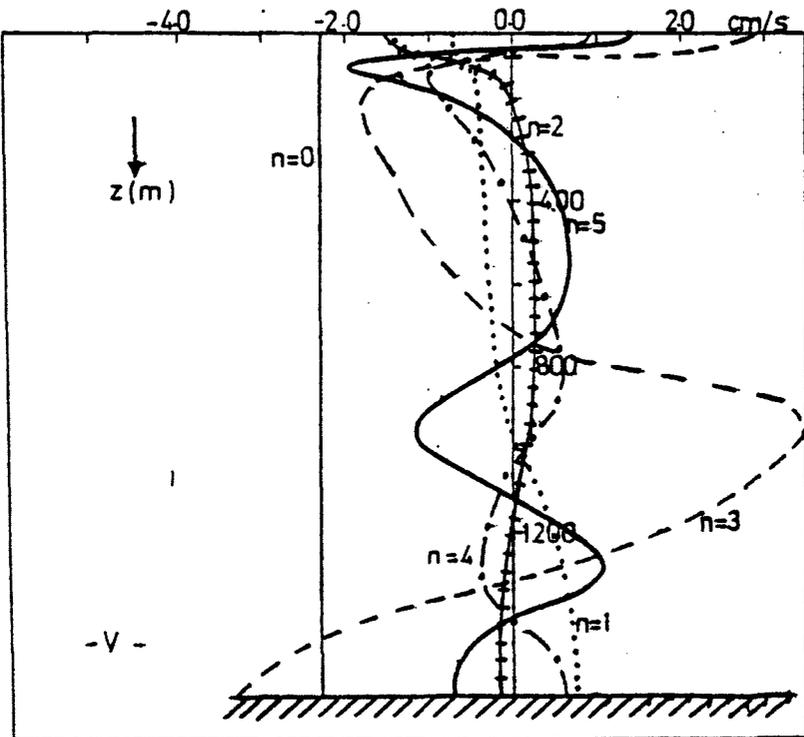
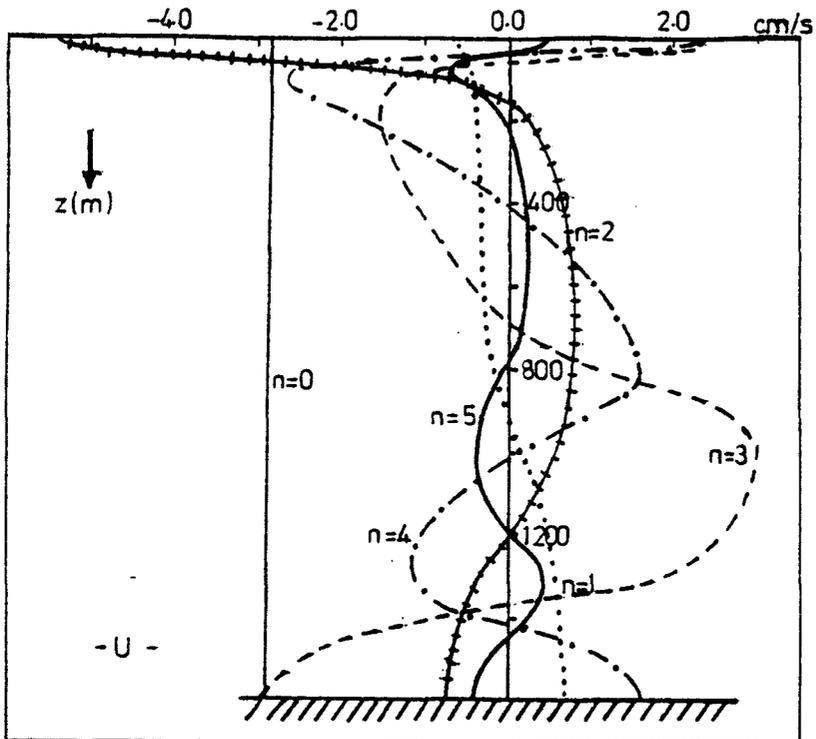


Abb.20: Eigenfunktionsanpassung der Moden 0 bis 5;
u-Komponente (oben) und v-Komponente (unten)

z(m)	Mode 0		Mode 1		Mode 2		Mode 3		Mode 4		Mode 5			
	70	UC 2.823	VC 2.330	0.536 0.568	2.441 0.698	0.225 0.261	1.981 0.766	0.661 1.802	170	UC 2.823	VC 2.330	0.396 0.419	0.096 0.027	1.548 1.796
270	UC 2.823	VC 2.330	0.366 0.387	0.410 0.117	1.401 1.626	1.036 0.400	0.044 0.120	480	UC 2.823	VC 2.330	0.320 0.338	0.674 0.193	0.877 1.018	0.234 0.639
580	UC 2.823	VC 2.330	0.300 0.318	0.728 0.208	0.621 0.721	0.751 0.290	0.234 0.637	980	UC 2.823	VC 2.330	0.093 0.098	0.585 0.167	2.887 3.351	0.421 1.149
(%) Anteil d. vert. kin. Energie	27.1 %		12.6 %		16.8 %		37.0 %		5.2 %		1.3 %			

Tabelle 3: Approximation der beobachteten Vertikalverteilung halbtägiger Gezeitenströme durch Eigenfunktionen der Ordnung 0 bis 5.
Die Aufteilung der kinetischen Energie auf die verschiedenen Ordnungen zeigt die letzte Zeile

fünfte Mode spielen mit 5.0% und 1.3% kaum noch eine Rolle. Die nullte Mode, die dem barotropen Anteil entspricht, enthält 27% der Gesamtenergie.

Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem Ergebnis nach der Charakteristikenmethode von de Witt (1981) und Levine (1982, unveröffentlichtes Manuskript) überein, in dem gesagt wird, daß die dritte Mode dominiert. Nach Levine würde dies auch mit der beobachteten Wellenlänge von etwa 40 km für die interne Gezeit übereinstimmen. Zu diesem Zweck wurden aus der Phasengeschwindigkeit die Wellenlänge für die ersten fünf Moden berechnet (Tabelle 4).

Mode	Phasengeschwindigkeit (cm/s)	Wellenlänge (km)
1	446.1	199.5
2	148.7	66.5
3	89.7	39.9
4	63.7	28.5
5	49.6	22.2

Tabelle 4: Phasengeschwindigkeit und Wellenlänge für die ersten fünf Moden

Nach der Charakteristikenmethode wird die Energie am Schelfrand bzw. in diesem Fall an einer topographischen Erhebung, wofür, wie bereits dargestellt, die Rockallbank in Frage käme, erzeugt. Die Charakteristiken, die die Fortpflanzungsrichtung der Energie zeigen, werden zum Boden hin abgestrahlt und an der Meeresoberfläche reflektiert, wobei sich der Strahl mit zunehmender Entfernung von der erzeugenden Quelle aufweiten kann (Schott, 1977). Nach

Levine und de Witt verläuft der Strahl so, daß er mehrmals am Meeresboden und der Oberfläche reflektiert wird und daß gerade im Bereich der W1-Verankerung eine Konzentration der Energie in Oberflächennähe zu beobachten ist (Abb.21, nach de Witt). Durch die horizontale Ausdehnung des Strahls könnte auch die K1-Verankerung diesem Bereich zugeordnet werden, was die hohen Amplituden in Oberflächennähe erklären würde. Die zeitliche Veränderung der Amplituden in den einzelnen Tiefen und den total gegensätzlichen Verlauf von Abnahme und Zunahme in Oberflächennähe und 980 m Tiefe erklärt Levine (vorläufige Information) durch zeitliche Änderung der Brunt-Väisälä-Frequenz. Da in die Berechnungen der Neigung der Charakteristiken ein mittleres N^2 eingeht, könnte eine zeitliche Änderung lokale Verschiebungen des in Abb.21 dargestellten Strahls bewirken, so daß die ortsfesten K1- und W1-Verankerungen nicht unbedingt immer auf einen Bereich maximaler Oberflächenenergie konzentriert sein müßten.

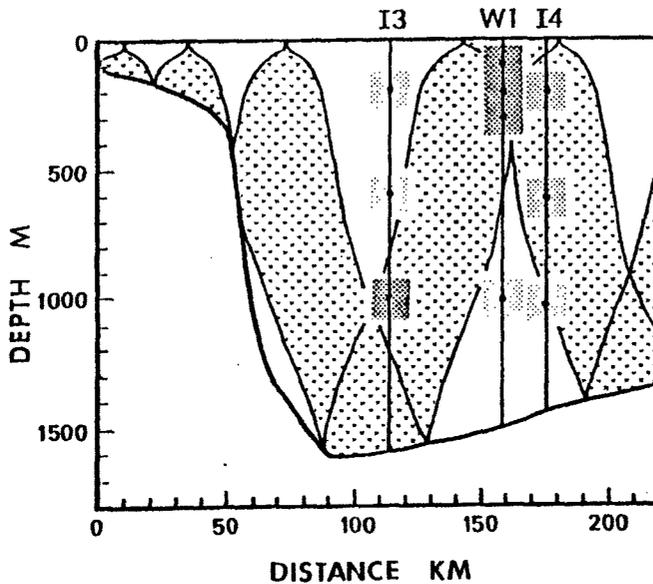


Abb.21: Ergebnisse der Charakteristikenmethode (nach de Witt, 1981)

Die Energie könnte auch zeitweise in größeren Tiefen maximal sein, wie es den Ergebnissen des ersten Abschnitts der Messungen entsprechen würde. Trotzdem bleiben auch hier noch viele Fragen offen, wie überhaupt für die Existenz der Strahlen zwar eine große Wahrscheinlichkeit besteht, sie jedoch nicht eindeutig gesichert ist. Viele Arbeiten beschäftigen sich mit dieser Methode (z.B. Rattray, 1960, 1969; Torgrimson und Hickey, 1979; Regal und Wunsch, 1973) trotzdem bleiben diese Untersuchungen sehr theoretisch, da eine große Einsatzdichte von Meßgeräten notwendig wäre, um die Ergebnisse auch durch Beobachtungen verifizieren zu können (Schott, 1977).

14. Anhang

Um die Aussagekraft der Ergebnisse zu überprüfen, ist es notwendig, die möglichen Fehlerquellen zu untersuchen. Bei der Betrachtung der Gezeiten geht man davon aus, daß das gesuchte Gezeitensignal streng deterministisch ist. Da jedoch zufällige Ereignisse wie Strömungs- und Schichtungsänderungen interne Gezeiten beeinflussen, enthalten die Ergebnisse statistische Schwankungen (Fahrbach, 1974). Diese werden bei der harmonischen Analyse mit erfaßt.

Der zu erwartende Fehler der Amplitudenwerte, die sich aus der harmonischen Analyse ergeben, ist nach Godin (1972):

$$\Delta^2_F \cong v^2/N$$

wobei N die Anzahl der Daten ist und v^2 die Varianz des Rauschens. v^2 ergibt sich aus der Summe der Quadrate der Differenzen zwischen angenäherten Funktionen und Beobachtungen

$$v^2 \cong \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x(j\Delta t) - \sum |a_k|^2$$

$x(j\Delta t)$ Wert der Meßreihe zum Zeitpunkt $j\Delta t$

a_k k-ter Fourier-Koeffizient

Diese Berechnung hat zur Folge, daß sich für alle analysierten Tiden der gleiche Fehler ergibt, unabhängig von der Größe der jeweiligen Amplitude. Der relative Fehler ist für kleinere Anteile also wesentlich größer als für größere Anteile, was man in Tabelle 1 sieht, wo die Amplituden verschiedener Partialtiden und ihre Fehlergrenzen dargestellt sind. Da die K_1 - und O_1 -Gezeit in dem betrachteten Gebiet geringe Amplituden aufweisen, liegt der berechnete Fehler in der gleichen Größenordnung wie das Ergebnis.

In der Abschätzung wird weißes Rauschen angenommen. Davon abgesehen, daß rotes Rauschen realistischer wäre, erhöht sich der Fehler mit Abnahme der Meßreihenlänge. Godin zeigt, daß die Varianz einer kurzen Beobachtungsreihe bei gleichem Rauschanteil steigt, wenn verschiedene Anteile dicht beieinander liegender Frequenzen, die sich in der Nähe des zu betrachtenden Gezeitsignals befinden, signifikant interferieren. Die Auflösung kann verbessert werden, indem man längere Meßreihen benutzt, jedoch ist die Länge der Meßreihe vorgegeben, was bereits in Kapitel 4 angesprochen wurde.

Da in der vorangegangenen Arbeit die harmonische Analyse für Teilstücke durchgeführt wurde, um einen besseren Überblick über die zeitliche Änderung der Amplituden zu erhalten, ergibt sich für diese Betrachtung ein entsprechend großer Fehler. Der durchschnittliche Fehler einer aus Teilstücken zusammengesetzten Meßreihe ergibt sich aus den Fehlern der Teilstücke und ist in Tabelle A1 dargestellt.

Im Vergleich zu Tabelle 2 sieht man, daß auch die Fehler für die Ellipsenachsen erheblich größer sind. Da sich die Fehler der Haupt- und Nebenachsen, des Winkels der Hauptachse gegen Nord und der Eintrittszeit des maximalen Stroms aus den Fehlern der Fourierkoeffizienten ergeben, ist dies nicht verwunderlich.

Die Schwierigkeit einer Fehlerbetrachtung zur komplexen Demodulation liegt hauptsächlich in dem unbestimmten Anteil, den das Filtern zum Gesamtfehler beiträgt. Da darauf geachtet werden mußte, ein Filter zu finden, durch das die Zeitreihen nicht allzu sehr verkürzt wurden, war von Anfang an klar, daß benachbarte Frequenzen nicht vollständig eliminiert werden konnten, was bereits in Kapitel 6 und 8 angesprochen wurde. Aus den Filterkurven sieht man z.B. für die K2-Verankerung, daß nicht nur das Trägheitssignal, sondern auch die halbtägige Haupt-Sonnentide S_2 fast unverändert in der gefilterten Zeitreihe vorhanden ist. Für die K1-Verankerung gilt Ähnliches. Von der S_2 -Gezeit werden noch 80 % des Signals durchgelassen, jedoch

z (m)	Amplitude der M ₂ -Gezeit (cm/s)		Hauptachse H (cm/s)	Nebenachse N (cm/s)
	UC	VC		
70	6.34 ± 1.07	5.24 ± 1.43	7.61 ± 1.26	3.18 ± 1.30
170	4.43 ± 0.96	3.41 ± 1.18	5.71 ± 1.07	1.73 ± 1.15
270	4.51 ± 0.93	3.00 ± 1.16	5.13 ± 1.04	1.26 ± 1.09
480	3.77 ± 0.78	3.06 ± 1.15	4.76 ± 0.99	1.37 ± 1.02
580	4.34 ± 0.80	3.05 ± 1.05	5.21 ± 0.94	1.57 ± 1.04
980	4.51 ± 0.54	6.29 ± 0.56	7.20 ± 0.58	3.27 ± 0.54

Tabelle A1: Mittlere Teilstückergebnisse für die K1-Verankerung

wird das Trägheitssignal fast vollständig eliminiert. Da man jedoch nicht weiß, wie groß die Anteile dieser Tiden in diesem Gebiet überhaupt sind, kann man auch den Einfluß dieser Tiden auf die Hauptmondtide nicht bestimmen.

Um einen Überblick über die Stabilität der Ergebnisse zu erhalten, wurde weißes Rauschen auf die Rohdaten addiert und die gesamte Berechnung zur komplexen Demodulation sowie die Aufspaltung in links- und rechtsdrehende Anteile nochmals durchgeführt. Das Rauschen wurde mit Hilfe von normalverteilten Zufallszahlen erzeugt, wobei die Varianz mit 10 % der Varianz der Rohdaten vorgegeben wurde. Die Verteilung hat die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$p(x) = (1/(2\pi)^{1/2} B) \exp\left(-\frac{(x-A)^2}{2 B^2}\right)$$

mit dem Mittelwert A und der Standardabweichung B. Nach Ausführung der Berechnungen ergaben sich sowohl für die komplexe Demodulation wie auch für die drehenden Anteile die gleichen Ergebnisse wie vor der Addition.

Literaturverzeichnis

- van Aken, H.M. (1981): The Thermohaline Fine Structure in the North Rockall Trough. Dissertation. Institut für Meteorologie und Ozeanographie der Universität Utrecht.
- Bloomfield, P. (1976): Fourier Analysis of Time Series, An Introduction. John Wiley & Sons, 258 pp.
- Booth, D. und D. Edelsten (1981): Tidal velocities near Anton-Dohrn Seamount. JASIN News, No.24
- Defant, A. (1960): Physical Oceanography, Vol.II. Pergamon Press, 598 pp.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler (1972): Allgemeine Meereskunde. Gebr. Borntraeger, Stuttgart, 593 pp.
- Fahrbach, E. (1974): Zur Erzeugung und Ausbreitung interner Gezeitenwellen am Kontinentalabhang vor Sierra Leone. Diplomarbeit. Institut für Meereskunde, Kiel.
- Godin, G. (1972): The Analysis of Tides. Liverpool University Press, 264 pp.
- Gonella, J. (1972): A rotary-component method for analysing meteorological and oceanographic vector time series. Deep-Sea Research, Vol.19, pp. 833-846
- Granger, C.W.J. (1964): Spectral Analysis of Economic Time Series, Princeton Univ. Press, Princeton, 299 pp.

- Hendershott, M.C. (1973): Ocean Tides, EOS, Trans. Am. Geophys. Union, 54, pp.76-86
- Krauss, W. (1966): Methoden und Ergebnisse der theoretischen Ozeanographie. 2: Interne Wellen. Borntraeger, Stuttgart, 248 pp.
- Maagard, L.; W.D. McKee (1973): Semi-diurnal tidal currents at 'site D'. Deep-Sea Res., 20, pp. 997-1009
- Meincke, J.; G. Siedler & W. Zenk (1975): Some current observations near the continental slope off Portugal. "Meteor" Forsch.-Ergebnisse, Reihe A, No.16, pp. 15-22
- Mooers, C.N.K. (1973): A technique for the cross spectrum analysis of pairs of complex-valued time-series, with emphasis on properties of polarized components and rotational invariants. Deep-Sea Research, Vol.20, pp. 1129-1141
- Müller, T.J. (1981): Current and Temperature Measurements in the North-East Atlantic during NEADS. Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel; No.90
- Pennington, N. & M.G. Briscoe (1979): Atlantis-II (cruise 102) preliminary CTD data from JASIN 1978. Woods Hole Oceanographic Institution, Technical Report W.H.O.I. - 79-42
- Pennington, N. & R. Weller (1981): Drifting Vertical Current Meter, Moored Aanderaa Thermistor Chain, and XBT Data- JASIN 1978 Atlantis-II Cruise 102. Woods Hole Oceanographic Institution, Technical Rep. W.H.O.I.-81-92

- Perkins, H. (1970): Inertial Oscillations in the Mediterranean.
Dissertation, Massachusetts Institute of Technology
- Peters, H. (1981): Zur Kinematik eines stochastischen Feldes
interner Wellen in einer Scherströmung.
Dissertation, Institut für Meereskunde an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
- Rattray, M.J.; G. Dworski & P.E. Kovalala (1969): Generation
of long internal waves at a continental slope.
Deep-sea Res. 16, Supp. pp.179-195
- Rattray, M. (1960): On the coastal generation of internal tides.
Tellus 12, pp.54-62
- Regal, R. & C. Wunsch (1973): M_2 tidal currents in the Western
North Atlantik. Deep-Sea Research, Vol.20,
pp. 493-502
- Royal Society (1978): Air-Sea Interaction Project, Operational
Plans for 1978. London, 225 pp.
- Schott, F. (1977): On the energetics of baroclinic tides in
the North Atlantic. Ann. Geophys., 33,
fasc. 1/2, pp.41-62
- Siedler, G. & W. Zenk (1980): JASIN 1978, Field activities
on the research vessels "Meteor", "Planet",
"Poseidon" and the research aircraft D-CMET.
"Meteor" Forsch.-Ergebnisse, Reihe A,
No.21, pp.25-48
- Torgrimson, G.M. & B.M. Hickey (1979): Barotropic and
baroclinic tides over the continental slope
and shelf off Oregon. J. Phys. Oceanogr. 9,
pp.945-961

Weller, R.A. & D. Halpern (1980): The Velocity Structure
of the upper Ocean in the Presence of Surface
Forcing and Mesoscale Oceanic Eddies.
Phil. Trans. Roy. Soc. London (submitted)

de Witt, L.M. (1981): Variability of the Upper Ocean
Internal Wave Field During JASIN.
Thesis, School of Oceanography; Oregon State
University, Oregon.

Wunsch, C. (1975): Internal Tides in the Ocean. Rev. Geophys.
Space Phys., 13, pp.167-182

Danksagung

Besonders möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. G. Siedler und bei Herrn Dr. H. Peters für die Betreuung der Arbeit bedanken. Außerdem danke ich Herrn Dr. R. Wittstock für die Hinweise zum Thema des Filterns von Zeitreihen, wie auch Frau Tietze und Herrn Helm, die mir beim mühevollen Weg in die Einarbeitung der Datenverarbeitung geholfen haben.