

MAREES TERRESTRES

---

BULLETIN d'INFORMATIONS

---

N° 22

---

1 décembre 1960

Association Internationale de Géodésie  
Commission Permanente des Marées Terrestres

Editeur : Dr. Paul MELCHIOR  
Centre International des Marées Terrestres  
c/o Observatoire Royal de Belgique  
3, Avenue Circulaire  
Bruxelles 18  
Belgique.

---

USE OF DIGITAL COMPUTERS FOR THE REDUCTION  
AND INTERPRETATION OF EARTH TIDE DATA<sup>1.</sup>

by

I.M.LONGMAN

Institute of Geophysics, University of California  
Los Angeles, California.

Abstract A description is given of the processing of Earth Tide gravity measurements taken at 13 stations around the earth during the International Geophysical Year (I.G.Y. 1958).

Introduction During the I.G.Y. two gravity meters developed by LaCoste and Romberg Co. of Texas were used to record the tidal variations in gravity at a number of stations around the earth. Some of these stations were chosen close to the sea or on islands (coastal stations), while others were chosen far from the sea (continental stations). Readings were taken at each station over a period of approximately one month. The gravity measurements were in each case recorded continuously on charts. As a preliminary to reduction, measurements had to be made on the charts in order to obtain the data in numerical form. In some cases records had gaps due to component or power failures and a method of interpolation was devised [Longman 1960].

Data Reduction Reduction of the graphical data to numerical form was accomplished by reading off the charts at half-hourly intervals with the aid of a Benson-Lehner "Oscar" machine. This machine contains two cross wires which can be set on any point on a record. Then on pressing a button an IBM card is punched out with the ordinate and a serial number representing the abscissa. In this way from each record was produced a deck of IBM cards ready for processing on an IBM 709 computer.

In order to eliminate as far as possible human errors which could occur in the reading of the records on the "Oscar", each deck was first subjected to a smoothing check. A special program for the IBM 709 was written for this purpose. The program checked that the data cards were arranged in order of their serial numbers, and also for each reading there was computed a "smoothed" reading according to the formula

$$U_0^s = \left[ 44003 u_0 + 42120 (u_1 + u_{-1}) + 36660 (u_2 + u_{-2}) + 28190 (u_3 + u_{-3}) + 17655 (u_4 + u_{-4}) + 6378 (u_5 + u_{-5}) - 3940 (u_6 + u_{-6}) - 11220 (u_7 + u_{-7}) - 13005 (u_8 + u_{-8}) - 6460 (u_9 + u_{-9}) + 11628 (u_{10} + u_{-10}) \right] / 260015 \quad (1)$$

<sup>1.</sup> Institute of Geophysics Publication No.200. This research was supported by the Office of Naval Research under Contract Nonr 233(19).

Here  $u_i$  refers to a particular unsmoothed value,  $u'_i$  is the corresponding smoothed value, and  $u_{i+1}^0$  refers to the  $i^{th}$  observed value before (-) or after (+) the value  $u_i^0$ . This formula represents the central ordinate of a polynomial curve of degree four or five (the central ordinate is the same for both these degrees) fitted to the twenty-one points by the method of least-squares. For a description of this and related smoothing formulas see Whittaker and Robinson [1944]. In every case where  $u'_i$  differed from  $u_i^0$  by 5 µgals or more this fact was indicated by the computer. Many errors in reading the records were detected by this means.

The second stage in processing the records consisted in determining approximately the instrumental drift in each case. It was necessary to subtract off this drift before the interpolation scheme (for these records having gaps) could be applied. In most cases the drift was approximately linear. It was calculated by a formula due to Pertzev [1957]. According to Pertzev, if we measure  $t$  in hours we can calculate meter drift  $M$  from the formula

$$\begin{aligned} M(t) = & [g(t) + g(t - 2) + g(t + 2) + g(t - 3) + g(t + 3) \\ & + g(t - 5) + g(t + 5) + g(t - 8) + g(t + 8) \\ & + g(t - 10) + g(t + 10) + g(t - 13) + g(t + 13) \\ & + g(t - 18) + g(t + 18)] / 15. \end{aligned} \quad (2)$$

Of course this formula which represents a numerical low pass filter also exhibits the long period tides.

In the cases of records having gaps these were interpolated by a method due to Longman [1960].

Each of the records was subjected to a least-squares comparison with the theoretical rigid-earth tide  $g_0(t)$  in the following manner. In the first place, meter drift was removed from  $g(t)$  by replacing  $g(t)$  by  $g'(t)$  defined by

$$g'(t) = g(t) - M(t)$$

The same treatment was accorded  $g_0(t)$  for the sake of compatibility

$$g'_0(t) = g_0(t) - M_0(t)$$

with  $M_0(t)$  defined in a manner analogous to equation 2.

Using the collection of formulas for  $g_0(t)$  compiled by Longman [1959] an IBM 709 program was written which fitted the function

$$\alpha g'_0(t) + \beta (d/dt) g'_0(t)$$

to the (reduced) measured tide  $g'(t)$  (at the half hour points at which  $g(t)$  was read or

the original records) by the method of least-squares. That is to say a least-squares determination of  $\alpha$ ,  $\beta$  was made. The fit obtained in this way was usually very good, a root mean square deviation of about 3  $\mu$ gals being obtained over a record of a month or so. The results obtained are given in Table I below. The values of  $\alpha$  obtained are in good agreement with other estimates of the gravimetric factor.

$$G = 1 + h - \frac{3}{2} k$$

where  $h$ ,  $k$  are Love numbers.

Table I

<u>Code</u>	<u>Station</u>	<u><math>\alpha</math></u>	<u><math>\beta</math> (hrs)</u>	<u>RMS devn. (<math>\mu</math> gals)</u>	<u>Comments</u>
200	Honolulu	1.17	0.13	3.31	
201	Glendora	1.16	-0.06	4.24	
202	Wake Isl.	1.18	0.02	2.41	
203	Manila	1.20	-0.10	2.99	
204	Saigon	1.15	-0.04	3.36	
205	New Delhi	1.11	-0.65	2.80	gaps (filled graphically)
206	Bunia	1.18	-0.03	3.69	
207	Trieste	1.15	-0.19	2.74	analysis of part of record after gap.
208	Bidston	1.14	-0.05	3.81	analysis of part of record before first gap.
401	Bermuda	1.19	-0.19	5.90	gaps (filled graphically)
402	Azores	1.06	0.20	5.36	1 hour gap (filled graphically).
403	Bukavu	1.16	0.06	5.55	
404	Winsford	1.17	0.08	3.33	

Negative values of  $\beta$  correspond to a phase lag of measured gravity relative to  $g_0$ .

A description of some earlier experimental determinations of  $G$  is given by Tomaschek [1957]. Tomaschek quotes values of  $G$  in the range 1.16 to 1.23. A theoretical determination of Love numbers for three earth models has been given by Alterman, Jarosch and Pekeris [1959]. From their results the following table for  $G$  can be constructed

Table 2

Period (hours)	Model 1	Model 2	Model 3
12	1.163	1.149	1.162
$\infty$	1.178	1.164	1.172

The values of  $\beta$  in table 1 are a measure of the phase lag between  $g(t)$  and  $g_o(t)$ . This may be partly due to the effects of the ocean tides and partly due to non-elastic effects within the solid earth.

In every case  $\beta$  was small and it may differ from zero only because of instrumental error. Further work is needed to determine this and also whether there is a significant difference in the results for coastal or continental stations due to the effects of the ocean tides.

Of course in this determination of  $\alpha$  and  $\beta$  no resolution has been made between the various tidal components. Accordingly the data was also subjected to a power spectrum analysis. This work and the results obtained are described in a paper presented to this assembly by Dr. N. Ness.

A LaCoste and Romberg gravity meter has now been set up at the Institute of Geophysics, University of California, Los Angeles to give a continuous recording of gravity changes to an accuracy of one tenth  $\mu$  gal over a period of a year or so. Digitizing equipment has been added to enable the instrument to punch out a reading every five minutes direct on paper tape. This will avoid the possibility of human errors as the tape will be fed directly into a computer for processing.

References

Alterman, Z. H. Jarosch and C.L.Pekeris, Oscillations of the Earth,  
Proc. Roy. Soc. London, A, 252, 80-95, 1959.

Longman, I.M. Formulas for Computing the Tidal Accelerations Due to  
the Moon and the Sun, J.Geophys. Research, 64, 2351 -  
2355, 1959

Longman, I.M. The Interpolation of Earth-Tide Records, J.Geophys.  
Research, 65, (Nov.) 1960 (in press).

Pertzev, B.P. On the Calculation of the Drift Curve in Observations  
of Bodily Tides, Bulletin d'Informations No 5, commis-  
sion pour l'étude des marées terrestres, UCCLE,  
71-72, 1957.

Tomaschek, R. Tides of the Solid Earth, Handbuch der Physik Vol. XLVIII,  
Springer-Verlag, Berlin, 797-812, 1957.

Whittaker, E.T. and G.Robinson, The Calculus of Observations, Blackie  
and Son, London 1944.

Results and Analysis of IGY  
Earth Tide Gravity Data

Norman F. Ness

Abstract

During the International Geophysical Year the Institute of Geophysics of the University of California completed a series of Earth Tide gravity measurements around the world. Data was obtained with a Lacoste Romberg tidal meter at 13 stations for extended periods of observation which ranged in length from 20 days to 2 months. Continuous recordings of gravity were made at the majority of stations for a period of approximately 40 days.

The analog records so obtained were read manually at intervals of 30 minutes with a precision of 0.5 microgals and punched on standard IBM cards. The IBM 709 electronic digital computer of the Western Data Processing Center at UCLA was utilized to check and analyze the data thus obtained. The ratios of the measured to theoretically predicted amplitudes of the variation of gravity and the phase lags have been obtained for the 12 and 24 hour tides  $M_2$  and  $O_1$ .

A new method of analysis of tidal gravity was developed to determine these amplitudes and phases. No a priori assumption has been made regarding the relative amplitudes and phases of the tidal frequencies or the distribution of the various frequency components. The data was subjected to two forms of analysis. A power spectrum analysis was employed to determine the noise level of the gravity data and a Fourier Transform analysis with optimum Chebyshev time windows was used to yield the amplitudes and phases. The results of these analyses are presented for 12 of the 13 stations occupied. Amplitude ratios ( $S$ ) are in general agreement with theoretical solutions; phase lags are found to be quite small.

Results and Analysis of IGY  
Earth Tide Gravity Data

Tidal gravity measurements at 13 widely separated stations throughout the world were made by the Institute of Geophysics of the University of California during the interval October 13, 1956 to September 13, 1958. Two LaCoste-Romberg tidal gravimeters were employed during this period in continuously measuring the variations of tidal gravity at stations for intervals ranging from 20 days to 2 months. For all but the station in the Azores (20 day recording) the period of observation was at least 34 days in length with an average period of 42 days. The locations of the stations varied in local crustal conditions from central continental areas to oceanic islands and were distributed roughly along the equator. Each instrument was operated at different locations although during the vernal equinox of March - April 1958 both were located and operating simultaneously in the Belgian Congo.

The extensive data collected from these measurements was prepared for analysis on the IBM 709 electronic digital computer of the Western Data Processing Center of the University of California at Los Angeles. The primary analog records were strip charts which were digitized at 30 minute intervals and automatically recorded on standard 80 column IBM cards by the use of a Bensen - Lehner "Oscar" reader. The precision of the reading of the analog records was 0.5 gals. Special consistency checks were applied using the IBM 709 computer to verify both the punching and reading of the analog data and also to monitor the behavior of the gravimeter. Before the analyses were made a least-squares determined linear trend was subtracted to partially eliminate instrumental drift.

A few of the stations' records were unfortunately incomplete for short intervals of time due to power failures or other extenuating circumstances. Data for these gaps were provided by two methods : graphical and power series expansion interpolations. The first method utilized neighboring data on either side of the gap to yield an average cyclic variation of gravity. It was useful only for short gaps less than 6 hours in length. A two term power series expansion in time of the theoretical tidal gravity was determined by a least-squares fit to the data on either side of the gap. The coefficients so obtained were then employed in predicting from the theoretical the tidal gravity which would have been observed. Comparisons of both methods with one other and with false gaps led to R.M.S. deviations of approximately a few gals.

A new method of analysis of earth tide gravity data was developed to determine the amplitude ratios ( $\delta$ ) of the measured to theoretical tidal forces and the associated phase lags. This method does not assume any inter relationship of the various frequency components in an harmonic expansion at the tidal forces. The method utilizes a weighting function in the time domain which yields maximum resolution for subsequent frequency domain analyses. In addition the method determines the noise level of the measured gravity and also statistical confidence limits for the frequency estimates.

The separation of all of the frequency components present in the tidal variation of gravity requires data representing observational periods extending over many months. Data is seldom available for such long periods and previous methods of analysis 1, 2, 3 have assumed that all components within a narrow frequency band have amplitude distributions equal to those given by the theory for a rigid earth and identical phase shifts relative to the theoretical phases. The different methods presently employed for analyzing the tidal data differ basically in the number and distribution of the individual components included in a given frequency band. Because of the less than required length of the tidal records for complete resolution of the elementary frequency components only the principal 12 and 24 hour tidal frequencies  $O_1$  and  $M_2$  have been accurately determined. Estimates of the  $P_1$ ,  $K_1$  and  $N_2$ ,  $M_2$  tidal frequencies have been made but with somewhat less confidence and are not presented here.

Application of the principals and techniques of statistical communication theory to the analysis of the earth tide gravity data has led to estimates of the noise present in the frequency spectrum. In practice a power spectrum analysis <sup>4</sup> of the data is made which yields values of the average energy density over an elementary frequency interval (units  $(\mu \text{ gals})^2 / \text{cph}$ ). An example for the Honolulu station is shown in Figure 1. A reasonable assumption to make concerning the noise in the gravity record is that it is continuously and smoothly distributed over the spectrum. From the spectral analysis a determination of the noise level at the tidal frequencies can be made and statistical confidence limits defined. The degrees of freedom of these chi-square statistics depend upon the ratio of the length of the gravity record to the maximum length of the lagged time correlation products computed in the spectral analysis. These noise levels are then incorporated into the amplitude ratios ( $S$ ) to yield a range over which the true amplitude ratio can vary. The noise present within a gravity record is due to many sources, one of which is associated with the least count. The levels determined represent the total effect of all sources.

In order to determine the amplitudes and phases of the individual frequency components a Fourier Transform, rather than a classical harmonic analysis of the data and the theoretical tidal forces for a rigid earth is made. This does not require the length of the record to be fixed since the frequencies associated with the tidal variations are not assumed a priori to be harmonics of the fundamental frequency associated with the length of the record. This interprets the data as representing only a sample of a time series whose basic elements are periodic but which in sum total are not periodic for a period equal to the sampling interval. That is, although the frequency spectrum of the tides is represented by components at discrete frequencies, or lines, the lines are not evenly spaced in the frequency domain.

The problem of the resolution of the individual components in view of the limited length of the record has been treated by the construction of optimum Chebyshev time windows. Consider the available gravity data as representing the result of multiplying the infinitely long actual time record by a time function which is zero outside the interval and has magnitude unity within the interval. As is well known in transform theory, multiplication in the time domain becomes convolution in the frequency domain. Thus the net effect of sampling the time series over a limited interval is to convolve any frequency estimate with the transform of what can be considered as a time "window". The transformed time window is then interpreted as a frequency window. Examples of these window pairs are given in Figure 2.

If no weighting of the data were done so that the time window is a "box-car" function then its transform approaches the familiar diffraction function  $\sin x/x$ . The main lobe of this frequency "window" has large associated side lobes which will yield contaminated estimates in the frequency domain due to energy contributions from frequencies other than the frequency of interest. The use of Chebyshev weights in the time domain allows the construction of a frequency window which has the following optimum properties for a given number of points :

- (1) The side lobe peaks are of uniform magnitude.
- (2) The main lobe is as narrow as possible consistent with the side lobe peak magnitude.

By utilizing the unique analytical properties of the Chebyshev polynomials<sup>6</sup> it is possible to employ time windows whose associated frequency windows have these highly desirable properties. These windows lead to estimates at a given frequency which contain a minimum contamination from the energy which leaks through the associated side lobes. It should be pointed out that a classical harmonic analysis corresponds to using the diffraction function window. This yields no contamination when energy is present at frequencies where the frequency window is zero. The zeros of the diffraction function are equally spaced at harmonics of the fundamental frequency of the sampling interval.

The technique employed in the actual analyses was to estimate the frequency components at intervals closer than the resolution width of the Chebyshev window. The presence of a line component at any frequency then reproduced the frequency window with a peak at the line frequency. Lines too close for resolution led to distorted reproductions of the window.

The results of the foregoing analysis on the earth tide data are presented in Figures 3 and 4. The errors due to noise in the records is indicated in the amplitude ratios by the  $\pm$  value. Pertinent data concerning the stations' location, elevation and length of the period of observation is included in table I. It should be noted that in general the phase lags are quite small for the majority of the stations. Certain local non-earth tidal contributions and modifications of the data are evident in the Bermuda and Bidston records. These effects should be corrected out to yield more realistic values for the amplitude ratios and phase lags. Multiple analyses of data at a single station corresponds to data whose gaps were interpolated by two different techniques. One gap of the Bidston record was too long for graphical interpolation. Two separate periods which over-lapped were used, as is evident in the observational periods. The results are in close agreement for all of these multiple analyses.

In Figure 5 a summary of the amplitude ratios for the  $M_2$  tide is presented. The theoretical results<sup>7</sup> available for both static and dynamic models are seen to lie well within the majority of the stations' ranges of values. The range of the theoretical values corresponds to various Earth models employed and represent the Bullen model B to Bullard models I and II.

The Institute has recently increased the sensitivity of the recording of the tidal gravimeters and completely automated the collection of the data. Readings are

converted from analog to digital form with a precision of  $0.1 \mu\text{gal}$  and punched on 5 channel paper tape along with an identifying date and time. The interval between readings can be 1 min., 5 min., 15 min. or 30 min. At present a 3 month recording at 5 min. intervals with this automated setup is proceeding at Los Angeles. The paper tape thus produced will be fed into a Bendix G-15 medium scale electronic digital computer at the Institute and the data checked for consistency and low pass filtered to reduce the number of data points without introducing an aliasing problem. The output will be punched on IBM cards as input to the IBM 709 computer for subsequent analysis.

This work was supported by the Office of Naval Research Project Nonr 233(19) under the general direction of Prof. L.B.Slichter, Director of the Institute of Geophysics. Other research workers in the program include Drs. J.C.Harrison and I.M.Longman. A more comprehensive and detailed report on the method of analysis of earth tide data is presently in progress. It represents a portion of the research being conducted with Prof. Gordon J.F.MacDonald on the general analysis of geophysical time series. The details of the power series interpolation scheme is being prepared for publication by Dr. Longman. The computing facilities of the Western Data Processing Center at U.C.L.A. are greatfully acknowledged.

Bibliography.

- 1) Doodson, A.T. 1954 The Analysis of Tidal Observations for 29 Days, Internat. Hydrog. Rev. May.
- 2) Lecolazet, R. 1956 Application à l'analyse des observations de la marée gravimétrique, Ann. Geophys. 12 pp. 59-71.
- 3) Pertsev, B.P. 1958 Harmonic Analysis of Elastic Tides, Izvestiya, Academy of Sciences Geophysics Series No.8 pp. 946-958; English translation by NAS-NRC November 1959 pp. 542-549
- 4) Blackman, R.B. and Tukey, J.W. 1959 The Measurement of Power Spectra, Dover N.Y.
- 5) Longman, I.M. 1959 Formulas for computing the tidal accelerations due to the Moon and the Sun, Jour. Geophy. Res. 64, 2351-2355.
- 6) Dolph, C.L. 1946 A Current Distribution for Broadside Arrays which Optimizes the Relationship between Beam Width and Side Lobe Level, Proc. IRE 34, pp. 335-348
- 7) Alterman, Z. Jarosch H. and Pekeris C.L. 1959 Oscillations of the Earth, Proc. Roy. Soc. A, 252, 80-95.

STATION	PERIOD OF OBSERVATION	AMPLITUDE RATIOS = 5		PHASE $O_1$	LAG $M_2$
		$O_1$	$M_2$		
Trieste	18 May 58 26 June 58	1.132 $\pm$ .024	1.182 $\pm$ .017	- 4.0	-10.4
Bidston <sub>1</sub>	8 Aug. 58 13 Sept. 58	1.130 $\pm$ .078	1.146 $\pm$ .047	-10.9	-20.5
Bidston <sub>2</sub>	14 July 58 13 Sept. 58	1.128 $\pm$ .078	1.158 $\pm$ .047	- 7.9	-16.9
Bermuda <sub>1</sub>	28 Oct. 57 18 Dec. 57	1.201 $\pm$ .034	1.250 $\pm$ .011	- 7.5	- 9.7
Bermuda <sub>2</sub>	same	1.184 $\pm$ .033	1.252 $\pm$ .011	- 7.7	-10.0
Bukavu	5 March 58 7 April 58	too small	1.161 $\pm$ .017	--	- 1.8
Winsford	30 June 58 14 Aug. 58	1.197 $\pm$ .039	1.215 $\pm$ .037	+ 1.4	- 4.1
Honolulu	13 Oct. 56 23 Nov. 56	1.180 $\pm$ .109	1.191 $\pm$ .026	- 6.1	- 2.0
Glendora	27 May 57 8 July 57	1.221 $\pm$ .092	1.184 $\pm$ .042	- 1.3	+ 3.8
Wake Is.	26 July 57 4 Sept. 57	1.315 $\pm$ .100	1.174 $\pm$ .021	+ 1.6	- 0.5
Manila Obsy.	18 Sept. 57 1 Nov. 57	1.205 $\pm$ .071	1.203 $\pm$ .009	+ 6.7	+ 2.6
Saigon	22 Nov. 57 2 Jan. 58	not resolved	1.163 $\pm$ .016	--	+ 0.5
New Delhi <sub>1</sub>	12 Jan. 58 15 Feb. 58	1.130 $\pm$ .046	1.154 $\pm$ .021	- 1.4	+ 1.6
New Delhi <sub>2</sub>	same	1.129 $\pm$ .046	1.156 $\pm$ .021	- 1.0	+ 1.6
Bunia	28 Feb. 58 5 April 58	too small	1.185 $\pm$ .009	--	+ 1.0

June 14, 1960

Deformation of an Earth-Model  
by Surface Pressures  
Part I

L.B.Slichter and Michele Caputo

Summary

In Part I, the surface displacements of a spherical earth-model consisting of a homogeneous elastic shell enclosing a fluid core are considered, when the surface stress consists of a uniform pressure over equal antipodal circular caps, and is zero elsewhere. On the earth, local loads are generally associated with geological structures, ice loads, or the ocean tides. In the present theory, the gravitational effects arising from the deformations are not included, -- such effects are small when the radius of the loaded area is small.

In Part II, values of the surface displacements are listed for four values of the radius of the pressure-cap, and for values of the elastic constants which correspond to a simplified representation of Bullen's<sup>(2)</sup> 1947 model. In the shell the elastic constants  $\lambda_2$  and  $\mu_2$  are  $14/11 \times 10^{12}$  and  $10^{12}$  respectively, corresponding to a Poisson's ratio of .28. The value of the outer radius of the shell,  $r_2$ , is  $6.371 \times 10^8$  cm., the inner radius,  $r_1$ , is  $.545r_2$ . Within the core,  $\mu_1 = 0$ , and  $\lambda_1 \mu_2^{-1} = 8$ . The computed results are easily modified for other values of  $\lambda_1$  and  $\mu_2$ , provided the value of Poisson's ratio in the shell remains unchanged.

Equations of Equilibrium

Elastic problems for the sphere and spherical shell have been discussed by Lamé (1852), Lord Kelvin (1863), Almansi (1897), Hoskins (1920), and by many subsequent authors, often with the object of elucidating questions relating to the behavior of the earth under seismic or tidal excitations. However solutions in numerical form for an appropriate earth-model with a fluid core, subject to surface stresses, do not appear to be available. When the applied stresses are independent of the longitude  $\phi$ , and the elastic parameters  $\lambda$  and  $\mu$  are constant, the two components of displacement  $u_r$ ,  $u_\theta$  ( $u_\phi = 0$ ) satisfy the equilibrium conditions --

$$(\gamma + 2) \frac{\partial \Delta}{\partial r} - (r^2 \sin \theta)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (2 r \omega_\phi \sin \theta) = 0, \quad \gamma = \frac{\lambda}{\mu}$$

$$(1) \quad (\gamma + 2)r^{-1} \frac{\partial \Delta}{\partial \theta} + r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} (2 r \omega_\phi) = 0$$

where, under the postulated axial symmetry, the dilation  $\Delta$  is :

$$(2) \quad \Delta = r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) + (r \sin \theta)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta \sin \theta)$$

and the curl of the displacement vector has the components :

$$2 r \omega_\phi = \frac{\partial}{\partial r} (r u_\theta) - \frac{\partial u_r}{\partial \theta}$$

$$(3) \quad \omega_\theta = \omega_r = 0$$

As usual we shall seek the following type of solutions :

$$u_r = R_1(r, n) P_n(\cos \theta)$$

(4)

$$u_\theta = R_2(r, n) \frac{\partial P_n(\cos \theta)}{\partial \theta}$$

where  $P_n$  is the Legendre polynomial of degree  $n$  ( $n > 0$ ). With these substitutions the equation (1) becomes :

$$(5) \quad r^2 R_1'' + 2r R_1' - \left[ (\gamma + 2)^{-1} n(n+1) + 2 \right] R_1^{-n(n+1)} (\gamma + 2)^{-1} \left[ (\gamma + 1) r R_2' - (\gamma + 3) R_2 \right] = 0$$

$$r^2 R_2'' + 2r R_2' - (\gamma + 2)n(n+1)R_2 + (\gamma + 1)r R_1' + 2(\gamma + 2)R_1 = 0$$

Equations (5) are a special case (for frequency  $p = 0$ ) of an example considered by Slichter (1954) for which the solutions were found to be

$$(6) \quad R_1(r, n) = A_{1,n} r^{n+1} + A_{2,n} r^{-n} + A_{3,n} r^{n-1} + A_{4,n} r^{-n-2}$$

$$R_2(r, n) = B_{1,n} r^{n+1} + B_{2,n} r^{-n} + B_{3,n} r^{n-1} + B_{4,n} r^{-n-2}$$

Equation (5) requires that the constants  $A_{i,n}$ ,  $B_{i,n}$  be related as follows :

$$B_{1,n} = \{ (n+3) \gamma + n+5 \} \quad \{ (n \gamma + n-2)(n+1) \}^{-1} A_{1,n} \equiv K_1(\lambda, \mu) A_{1,n}$$

(7)

$$B_{2,n} = \{ (2-n) \gamma + 4-n \} \quad \{ (1+n) \gamma + 3+n \}^{-1} A_{2,n} \equiv K_2(\lambda, \mu) A_{2,n}$$

$$B_{3,n} = n^{-1} A_{3,n}$$

$$B_{4,n} = -(n+1)^{-1} A_{4,n}$$

The system (5) may also be written in the compact form

$$(8) \quad F\{F\{R_i\}\} = 0, \quad i = 1, 2$$

where

$$(9) \quad F\{R_i\} = \left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{4}{r} \frac{d}{dr} + \left[ 2 - (n+1)n \right] r^{-2} \right\} \{R_i\}$$

This form, in agreement with (6), shows that the constants of material occur in the solutions  $R_1$ ,  $R_2$  only in the coefficients  $A_i$ ,  $B_i$ . Furthermore, on eliminating  $\Delta$  and  $\omega_\phi$  respectively in the set (5) it is seen that the dilatation and curl of the displacement each satisfy the second order equation

$$(10) \quad r \frac{d^2 r(\omega \Delta)}{dr^2} - n(n+1) (\omega \Delta)_\phi = 0$$

whose solution is

$$\Delta = \left[ E r^n + F r^{n-1} \right] P_n (\cos \theta)$$

$$(11) \quad \omega_\phi = \left[ G r^n + H r^{n-1} \right] \frac{\partial P_n (\cos \theta)}{\partial \theta}$$

#### Boundary Conditions

As boundary conditions we require that the displacements and the stresses

$$P_{rr} = \lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad P_{r\theta} = \mu \left( \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right)$$

(12)

$$P_{r\phi} = 0$$

be finite, independent of  $\phi$ , continuous through the surface of the core of radius  $r_1$ , and on the surface of the sphere of radius  $r_2$  the stress equals the applied

stress. On the surface  $r = r_1$ , the shear stresses vanish and the pressure is constant.

The prescribed normal pressure  $P(\theta) = -p_{rr}$  on the outer surface is a step function of value  $P_0$  for  $0 < \theta < \omega, \pi - \omega < \theta < \pi$ , and zero elsewhere.

This function is represented by the following well known series --

$$(13a) \quad P(\theta, r_2) = P_0 \left[ (1 - \cos \omega) + \sum_{n=1}^{\infty} \{ P_{2n-1}(\cos \omega) - P_{2n+1}(\cos \omega) \} P_{2n}(\cos \theta) \right]$$

Because of the symmetry of the applied pressures, only the even functions,  $P_{2n}(\cos \theta)$  occur.

$$(13b) \quad P(\theta, r_1) = \text{CONSTANT}$$

$$(13c) \quad P_{r\theta}(\theta, r_2) = 0$$

$$(13d) \quad P_{r\theta}(\theta, r_1) = 0$$

On the core boundary the displacements of type  $u_r(\theta, r_1) = R_1(r_1)P_{rr}(\cos \theta)$ ,  $n > 0$ , lead to no net change in volume of the core, and thus the pressure change at  $r = r_1$  contributed by these terms is zero. In the core the pressure is independent of  $\theta$ ,

$$P = -\lambda_1 \Delta = -\lambda_1 \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2}{r} u_r \right\}$$

where, in accordance with equation (1)  $\frac{\partial \Delta}{\partial r} = 0$ . The required solution of the equation which leads to a finite pressure at  $r = 0$  is

$$(14) \quad u_r = C_{1,0} r, \quad r < r_1$$

$$(14a) \quad P = -3\lambda_1 C_{1,0}$$

In the mantle, the corresponding solution is

$$(15) \quad u_r = A_{1,0} r + A_{4,0} r^{-2}, \quad r_1 \leq r \leq r_2$$

The boundary conditions

$$(16) \quad \begin{aligned} \lambda_2 \Delta + 2\mu_2 \frac{\partial u_r}{\partial r} &= -P_0 (1 - \cos \omega), & r = r_2 \\ \lambda_2 \Delta + 2\mu_2 \frac{\partial u_r}{\partial r} &= \lambda_1 \Delta, & r = r_1 \end{aligned}$$

$$\left[ \begin{matrix} u \\ r \end{matrix} \right]_2 = \left[ \begin{matrix} u \\ r \end{matrix} \right]_1, \quad r = r_1$$

determine the coefficients  $A_{1,0}$ ,  $A_{4,0}$ ,  $C_{1,0}$ , and lead to the following expression for the constant term  $\bar{U}_r$  in the surface displacement

$$(17) \quad \bar{U}_r(r_2) = -r_2^2 u_2^{-1} P_0 (1 - \cos \omega) \left[ 3\gamma_1 + 4 + \alpha^3 \{ 2 + 3(\gamma_2 - \gamma_1) \} \right] \left[ (3\gamma_2 + 2)(3\gamma_1 + 4) - 4\alpha^3 \{ 3(\gamma_2 + 2) - (3\gamma_1 + 4) \} \right]^{-1}$$

where

$$\gamma_2 = \lambda_2 u_2^{-1}, \quad \gamma_1 = \lambda_1 u_2^{-1}, \quad \alpha = r_1 r_2^{-1}$$

Let  $S(n, \omega) = -u_2^{-1} r_2 P_0 \{ P_{n-1}(\cos \omega) - P_{n+1}(\cos \omega) \}$  for  $n > 0$ ,  $n$  even :

$S(n, \omega) = 0$  for  $n$  odd. Then in accordance with equation (6), equation (12), and the four boundary conditions equations 13a - 13d, the coefficients  $A_{i,n}$  are determined in general (i.e. for  $n$  either odd or even), by the four conditions --

$$(18) \quad H_1 r_2^{n+1} A_{1,n} + H_2 r_2^n A_{2,n} + H_3 r_2^{n-1} A_{3,n} + H_4 r_2^{n-2} A_{4,n} = S(n, \omega)$$

$$(nK_1 - 1)r_2^{n+1} A_{1,n} - (1 + (n+1)K_2)r_2^n A_{2,n} - \frac{2}{n} r_2^{n-1} A_{3,n} + \frac{2}{n+1} A_{4,n} = 0$$

$$H_1 r_1^{n+1} A_{1,n} + H_2 r_1^n A_{2,n} + H_3 r_1^{n-1} A_{3,n} + H_4 r_1^{n-2} A_{4,n} = 0$$

$$(n\bar{K}_1 - 1)r_1^{n+1} A_{1,n} - (1 + (n+1)\bar{K}_2)r_1^n A_{2,n} - \frac{2}{n} r_1^{n-1} A_{3,n} + \frac{2}{n+1} r_1^{n-2} A_{4,n} = 0$$

Here (see equation (7)) a change in sign has been introduced, so

$$(19) \quad \tilde{K}_1 = -K_1 (\lambda_2 u_2), \quad (\text{i.e. } -u_0 = R_2 \frac{\partial P_n}{\partial \theta})$$

$$H_1 = (\gamma_2 + 2)(n + 1) + \gamma_2 \{ 2 + n(n + 1) \tilde{K}_1 \}$$

$$H_2 = -n(\gamma_2 + 2) + \gamma_2 \{ 2 + n(n + 1) \tilde{K}_2 \}$$

$$H_3 = 2(n - 1), \quad H_4 = -2(n + 2)$$

With values of  $A_{i,2n}$  determined from equation (18) the displacements  $u_r(r_2, \theta)$  and  $u_\theta(r_2, \theta)$  on the outer surface of the sphere are, in accordance with equation (6)

$$(20) \quad u_r(r_2, \theta) = \bar{u}_r + \sum_{n=1}^{\infty} P_{2n} (\cos \theta) [R_1(r_2, 2n)]$$

$$-u_\theta(r_2, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial P_{2n}}{\partial \theta} (\cos \theta) [R_2(r_2, 2n)]$$

These displacements depend upon the compressibility of the core only through the constant term  $\bar{u}_r$ . Values of the displacement components computed for four values of the diameter of the pressure cap are presented in Part II.

#### Computation of Displacements Part II

Michele Caputo

The surface displacements  $u_r$  and  $u_\theta$  were evaluated with the aid of the IBM 709 computer of the Western Data Processing Center, for the model specified in the Summary. The coefficients  $A_{i,n}$  in equation (18) have the following values, --

$$(21) \quad A_{1,n} = r_1^{n-1} D^{-1} C_{22}, \quad A_{2,n} = -r_1^{n-1} C_{21}$$

$$A_{3,n} = r_1^{n+1} D^{-1} n \left[ (n\bar{K}_1 - 1)(\alpha^{-2n-3} - 1)C_{22} + [(n+1)\bar{K}_2 + 1](\alpha^{-2} - 1)C_{21} \right] \{2(n-1)(\alpha^{-2n-1} - 1)\}^{-1}$$

$$A_{4,n} = r_1^{n+2} D^{-1} (n+1) \left[ (n\bar{K}_1 - 1)(1 - \frac{2}{\alpha})C_{22} + [(n+1)\bar{K}_2 + 1](1 - \frac{2n-1}{\alpha})C_{21} \right] \{2(n+2)(1 - \alpha^{2n+1})\}^{-1}$$

$$D = (C_{11}C_{22} - C_{12}C_{21}) \bar{S}^1 (n, \omega), \quad \alpha = r_1 \frac{r_1}{r_2}$$

$$\begin{aligned}
 c_{11} &= \left[ (\gamma_2 + 2)(n+1) + 2\gamma_2 + \gamma_2^n (n+1) \bar{K}_1 \right] \alpha^{-n-1} + (n\bar{K}_1 - 1) \left[ n(\alpha^{-2n-3} - \alpha^{-n}) + (n+1)(\alpha^{-n-1} - \alpha^{-2}) \right] \left\{ \alpha^{-n+1} - \alpha^{n+2} \right\}^{-1} \\
 (22) \quad c_{12} &= \left[ -n(\gamma_2 + 2) + 2\gamma_2 + \gamma_2^n (n+1) \bar{K}_2 \right] \alpha^n + \left[ (n+1)\bar{K}_2 + 1 \right] \left[ n(\alpha^{-n+1} - \alpha^{-n-1}) + (n+1)(\alpha^{-n+1} - \alpha^n) \right] \left\{ \alpha^{-2n-1} - 1 \right\}^{-1} \\
 c_{21} &= (\gamma_2 + 2)(n+1) + 2\gamma_2 + \gamma_2^n (n+1) \bar{K}_1 - (n\bar{K}_1 - 1) \left[ n+1 - (2n+1)(\alpha^{-2n-3} - 1) \right] \left\{ \alpha^{-2n-1} - 1 \right\}^{-1} \\
 c_{22} &= -(\gamma_2 + 2)n + 2\gamma_2 + \gamma_2^n (n+1) \bar{K}_2 + \left[ (n+1)\bar{K}_2 + 1 \right] \left[ n+1 - (2n+1)(\alpha^{-2n-2} - 1) \right] \left\{ \alpha^{-2n-1} - 1 \right\}^{-1}
 \end{aligned}$$

Here, as noted, only the even coefficients, of type  $A_{i,2n}$  will enter.

In table I these displacements (in mm) are listed at  $1^\circ$  intervals in  $\theta$  for a pressure of  $10^6$  dyne/cm<sup>2</sup> over caps of half cone-angles at the sphere's center of  $4^\circ$ ,  $8^\circ$ ,  $16^\circ$ ,  $25^\circ$  respectively. In table II, the displacements are listed for additional intermediate values of  $\theta$  in the neighborhood of the discontinuity at  $\theta = \omega$ . The figure shows the radial displacements (solid line) and the tangential displacements (dotted line) on the surface of the sphere for  $\omega = 4^\circ$ ,  $8^\circ$ ,  $16^\circ$  respectively. The series in equation (20) were truncated after the Legendre polynomial of order 140. The difference between the step function and its approximation so obtained is less than  $0.03 A$ , (where  $A$  is the amplitude of the step) except within the interval of width  $\pm 1^\circ$  around  $\theta = \omega$ , where the step function decreases from  $A$  to zero.

The tabulated values of  $u_r$  correspond to the value  $\gamma_1 = 8$ . For other values  $\gamma_1 = \gamma_1'$ , (with  $\gamma_2$  fixed,  $= 14/11$ ), add to each tabulated value of  $u_r$  the constant

$$(23) \quad \Delta \bar{u}_r = P_o r_2 \bar{u}_2^1 (\gamma_1' - 8) (.0137) (1 + .9932 \gamma_1')^{-1} (1 - \cos \omega)$$

The value  $u_\theta$  of course remains unchanged.

References.

- (1) Almansi, E. (1897) Roma, Acc. Linc. Ren. (Ser. 5) t. 6.
- (2) Bullen, K.E. (1947) An Introduction to the Theory of Seismology, Cambridge University Press.
- (3) Heskins, L.M. (1920) Trans. Amer. Math. Soc. 21, 1-43.
- (4) Kelvin, Lord (1863) Phil. Trans. Roy. Soc. A 153. Also Kelvin and Tait, Natural Philosophy, Part II.
- (5) Lamé, G. Leçons sur la théorie mathématique de l'élasticité des corps solides, Paris, 1852. Also J. du Math. (Liouville) t.19 (1854).
- (6) Slichter, L.B. (1954) Seismic Interpretations Theory for an Elastic Earth, Proceedings of the Royal Society, 224, 43-63.

Table I.

	$\omega = 4^\circ$	$\omega = 8^\circ$	$\omega = 16^\circ$	$\omega = 25^\circ$
0	$-u_x$	$u_\theta$	$-u_x$	$u_\theta$
0°	354	0	751	0
	342	-10	743	-6
	327	-17	732	-11
	298	-29	722	-16
	230	-35	701	-22
5°	168	-28	671	-29
	139	-20	639	-35
	122	-15	588	-44
	107	-11	503	-48
	97	-8	421	-39
10°	89	-6	374	-27
	82	-4	342	-19
	76	-2	313	-12
	71	-1	290	-6
	67	0	272	-1
15°	63	1	254	4
	59	2	239	7
	56	3	226	11
	53	4	213	14
	50	4	202	16
20°	48	5	192	19
	45	5	181	21
	43	6	172	23
	41	6	163	25
	39	7	154	27
25°	37	7	146	28
	35	8	138	30
	33	8	131	31
	31	8	123	32
	29	9	116	33

Table I (continued)

	$\omega = 4^\circ$	$\omega = 8^\circ$	$\omega = 16^\circ$	$\omega = 25^\circ$
	$-u_\chi$	$u_\theta$	$-u_\chi$	$u_\theta$
30°	27	9	109	34
	26	9	103	35
	24	9	96	36
	23	9	90	37
	21	10	84	38
35°	19	10	78	38
	18	10	72	39
	16	10	66	40
	15	10	61	40
	14	10	55	41
40°	12	10	50	41
	11	10	45	41
	10	10	40	41
	9	11	35	42
	7	11	30	42
45°	6	11	25	42
	5	11	21	42
	4	11	16	42
	3	11	12	41
	2	10	8	41
50°	1	10	4	41
	0	10	-1	41
	-1	10	-4	41
	-2	10	-8	40
	-3	10	-12	40
55°	-4	10	-15	39
	-5	10	-19	39
	-6	10	-22	38
	-6	9	-25	37
	-7	9	-28	37

Table I (continued)

	$\omega = 4^\circ$	$\omega = 8^\circ$	$\omega = 16^\circ$	$\omega = 25^\circ$
0	$-u_x$	$u_\theta$	$-u_x$	$u_\theta$
60°	-8	9	-31	36
	-9	9	-34	35
	-9	9	-37	35
	-10	9	-40	34
	-11	8	-42	33
65°	-11	8	-45	32
	-12	8	-47	31
	-12	8	-49	30
	-13	7	-52	29
	-14	7	-54	28
70°	-14	7	-56	27
	-15	6	-57	26
	-15	6	-59	24
	-15	6	-61	23
	-16	6	-62	22
75°	-16	5	-64	21
	-16	5	-65	19
	-17	5	-67	18
	-17	4	68	17
	-17	4	69	16
80°	-18	4	-70	14
	-18	3	71	13
	-18	3	72	11
	-18	3	72	10
	-18	2	73	9
85°	-19	2	-73	7
	-19	1	74	6
	-19	1	74	4
	-19	1	74	3
	-19	0	75	1
90°	-19	0	-75	0
			-288	0
			-655	0

Table II

DISPLACEMENTS NEAR RIM OF DISK

1.  $\omega = 4^\circ$

$\theta$	$-u_r$	$u_\theta$
1.5°	334	-13
2.5	317	-23
3.5	268	-33
4.5	195	-32
5.5	150	-23
6.5	131	-17

2.  $\omega = 8^\circ$

$\theta$	$-u_r$	$u_\theta$
5.5	655	-32
6.5	618	-39
7.5	550	-47
8.5	458	-45
9.5	394	-32
10.5	358	-23

3.  $\omega = 16^\circ$

$\theta$	$-u_r$	$u_\theta$
13.5	1296	12
14.5	1233	9
15.5	1139	4
16.5	1021	10
17.5	930	27
18.5	868	41

4.  $\omega = 25^\circ$

$\theta$	$-u_r$	$u_\theta$
22.5	1844	184
23.5	1752	184
24.5	1631	183
25.5	1485	192
26.5	1365	211
27.5	1274	229

# SUMMARY OF EARTH TIDE ( $M_2$ ) AMPLITUDE RATIOS $\delta$

RANGE INDICATES ERROR DUE  
TO NOISE IN OBSERVATIONS

(5)

EQUILIBRIUM  
THEORY

12 HOUR  
DYNAMIC  
THEORY

HONOLULU

GLENDORA

WAKE ISLAND

MANILA

SAIGON

NEW DELHI

BUNIA

TRIESTE

BIDSTON

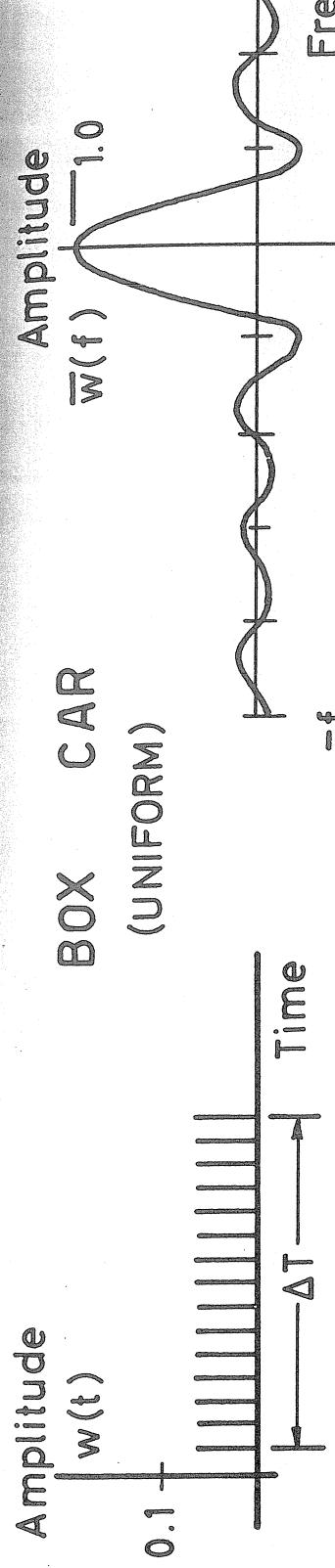
BERMUDA

BUKAVU

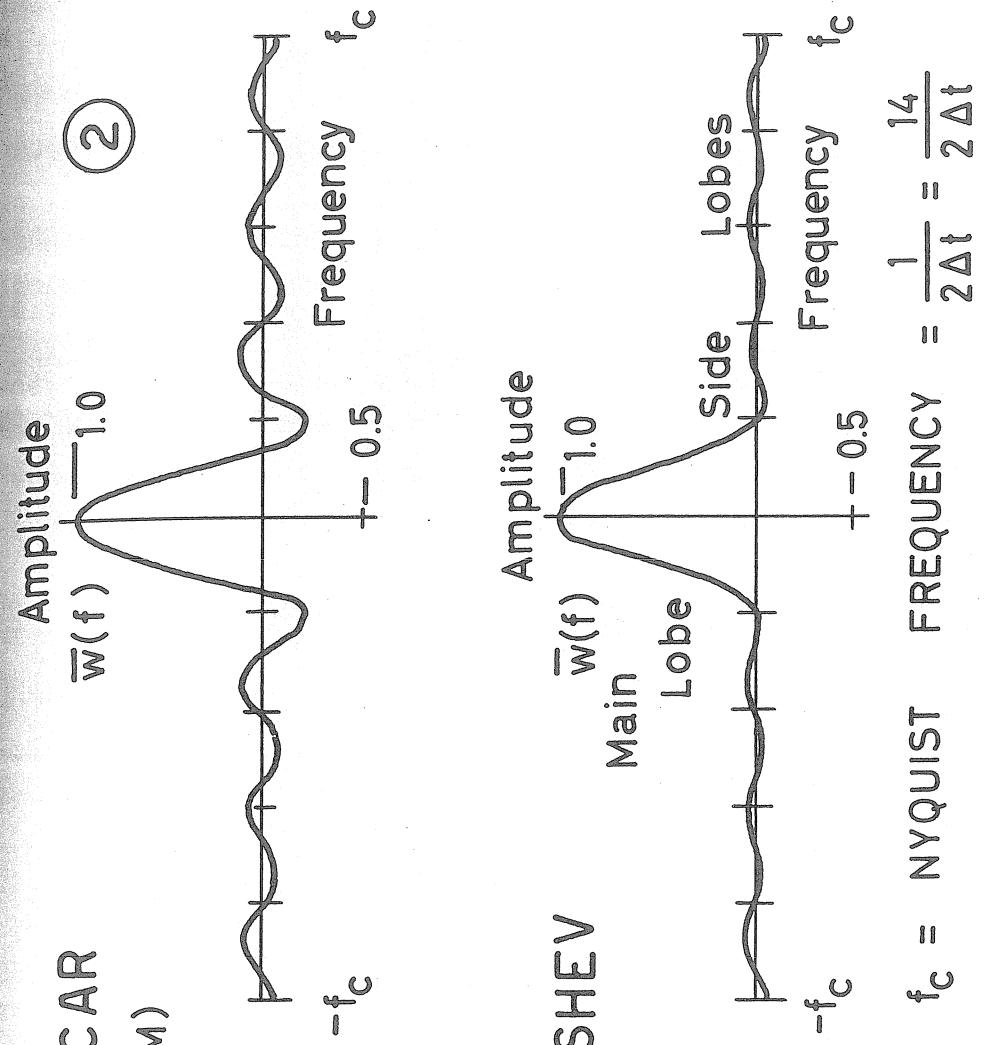
WINSFORD

STATIONS

## TIME WINDOWS



## FREQUENCY WINDOWS



## 15 DATA POINT EXAMPLES

$$f_c = \text{NYQUIST FREQUENCY} = \frac{1}{2\Delta t} = \frac{14}{2\Delta t}$$

$\bar{g}(f) = \text{real frequency spectrum}$

Observed time series =  $w(t) \times g(t)$

Multiplication

$$\text{Estimated Frequency } (f) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{g}(\xi) \bar{w}(f - \xi) d\xi$$

Convolution

ENERGY

$(\mu \text{gal})^2$

CPH

POWER SPECTRUM  
HONOLULU GRAVITY

①

$10^4$

$10^3$

$10^2$

$10^1$

0

1/24

1/12

1/8

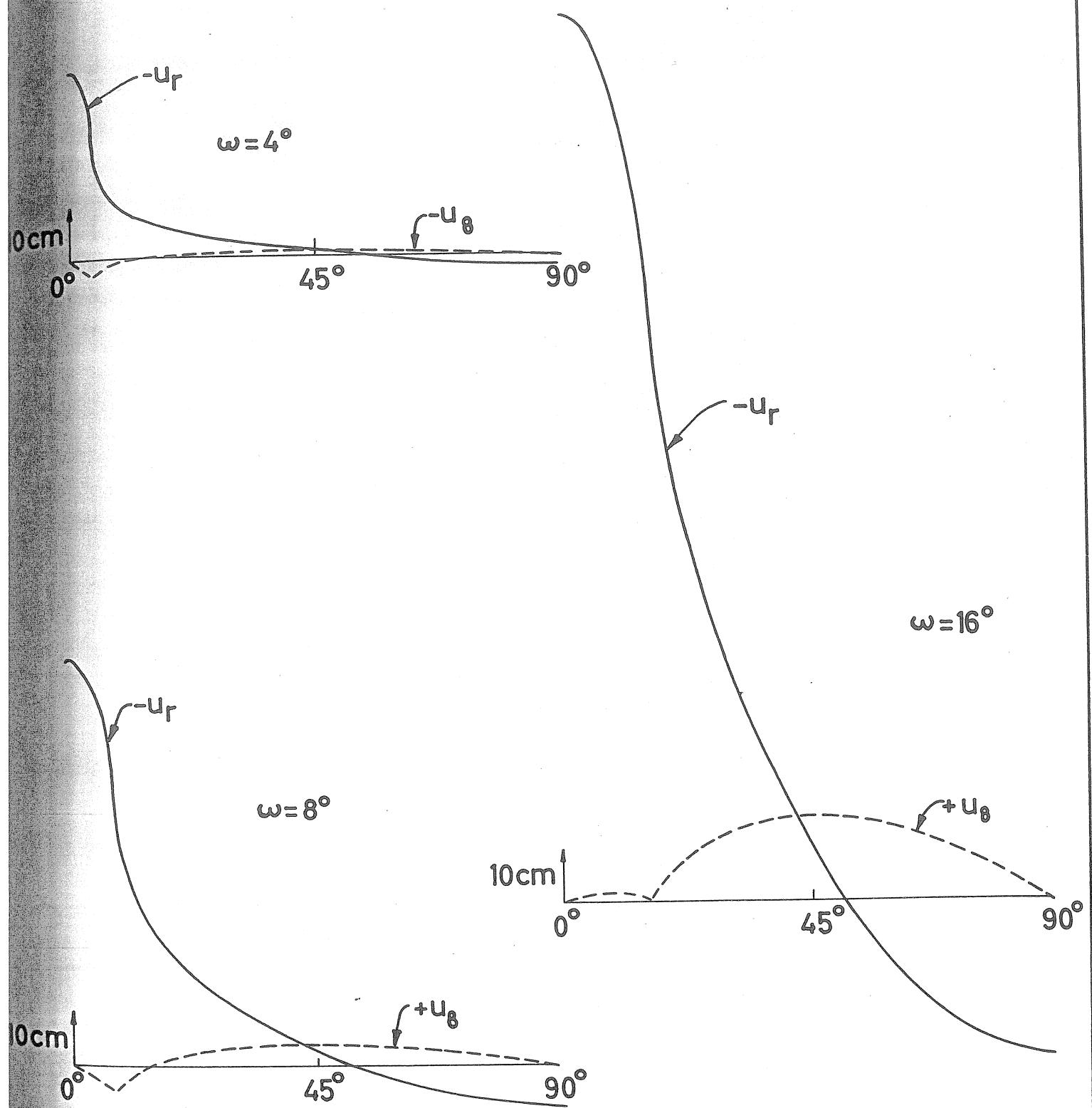
FREQUENCY

CPH

NOISE  
LEVEL

95%

Confidence  
Limits



### Bemerkung

über die Auswirkung des geotektonischen Elbelineamentes auf die  
Erdzeiten.

Von W. Buchheim.

R.Tomaschek gab in einer an verschiedenen Stellen wiedergegebenen Karte <sup>x)</sup> die sog. "Residualellipsen" einer Reihe europäischer klinometrischer Erdzeitenstationen an. Die Residualellipse ergibt sich durch Differenzbildung der empirischen  $M_2$  - Lotschwankung und der mit dem Faktor 0.72 multiplizierten theoretischen.

Durch die beiden klinometrischen Stationen in der Deutschen Demokratischen Republik, Berggiesshübel und Tiefenort, konnte das mitteleuropäische Netz weiter verdichtet werden und ein Effekt noch schärfer herausgearbeitet werden, auf den schon Tomaschek hingewiesen hat. Es ist dieses der deutliche Unterschied zwischen der Residualellipse, die sich aus den klassischen Messungen von W.Schweydar für Freiberg i.Sa., auf der erzgebirgischen Gneiskuppel gelegen, ergibt, und derjenigen für die Station Pillnitz unweit Dresden, auf der von Tomaschek und Gnass registriert wurde und die in der sog. Elbtalstörung (Elbelineament) liegt. Die Entfernung in der Luftlinie zwischen beiden Orten beträgt 40 km. Während die Residualellipse für Freiberg in Orientierung und Umlaufssinn mit Marburg übereinstimmt, zeigt Pillnitz sowohl eine Umkehrung des Umlaufssinnes als auch eine Verschwenkung der grossen Achse um fast 90°.

Während des Internationalen Geophysikalischen Jahres wurde vom Institut für Theoretische Physik und Geophysik der Bergakademie Freiberg die Station Berggiesshübel gegründet, die nur 16,5 km von Pillnitz entfernt auf der anderen Elbseite und etwas ausserhalb des Elbelineamentes liegt. Mit den gleichen Pendelapparaten, die bereits Tomaschek in Pillnitz benutzt hatte, ergab sich die

x) Vgl. etwa R.Tomaschek, "Probleme der Erdzeitenforschung". Veröffentlichungen der Deutschen Geodätischen Kommission, Heft 23 (1956).

Residualellipse für Berggiesshübel von gleicher Orientierung und von gleichem Umlaufssinn wie die für Freiberg (vgl. die anliegende Karte). Die an die Ellipse geschriebenen Zahlen geben die Mondstunden des Zentraltages an. Die Eliminierung des Ganges wurde für Berggiesshübel nach Perczev vorgenommen). Damit wurde wahrscheinlich gemacht, dass grössere Unterschiede im  $M_2$ -Gliede bereits auf Entfernungen von 10 - 20 km auftreten können, wenn tiefgreifende geotektonische Störungen zwischen den Stationspunkten hindurchlaufen. Allerdings darf nicht übersehen werden, dass beide Stationen - Berggiesshübel wie Pillnitz - sehr flach gelegen sind (weniger als 50 m unter der Oberfläche) und dass unter diesen Umständen die Verfälschung des  $M_2$ -Gliedes durch die thermoelastisch bedingte halbsonnentägige Neigungsschwankung noch einer genaueren Untersuchung bedarf. Eine solche Untersuchung, die für alle flach gelegenen Stationen vorgenommen werden sollte, hätte überdies eine gewisse grundsätzliche Bedeutung für derartige Stationen überhaupt (vgl. hierzu den Artikel von M. Schneider: "Der Einfluss der Lufttemperatur auf die Beobachtung der Lotschwankungen in Berggiesshübel (Sa.)"). Die Ungenauigkeit der Residualellipse von Pillnitz beträgt übrigens nach den Angaben von Gnass etwa 25 - 40 %. Die Ungenauigkeit der Residualellipse von Berggiesshübel ist dagegen geringer, nämlich 10 - 20 %. Das Ergebnis von Pillnitz bedürfte mithin einer nochmaligen Überprüfung mit einem der heute üblichen Analysenverfahren.

Es wäre wünschenswert, dass die in der oben angegebenen Weise definierten Residualellipsen im Gliede  $M_2$  für jede der seit dem Beginn des Internationalen Geophysikalischen Jahres gegründeten klinometrischen Erdzeitenstationen mit Angabe der Genauigkeit veröffentlicht würden, damit zunächst die von Tomaschek vorgelegte regionale Karte der Residualellipsen für Europa vervollständigt werden könnte.

M.Schneider (Freiberg/Sa.)

Der Einfluss der Lufttemperatur auf die Beobachtung der  
Lotschwankungen in Berggiesshübel (Sa.)

In den Untertageräumen der geophysikalischen Station Berggiesshübel ( $\varphi = 50^{\circ}52' \text{ N}$ ,  $\lambda = 13^{\circ}57' \text{ E}$ ,  $h = 295 \text{ m üb. NN}$ ) des Institutes für Theoretische Physik und Geophysik der Bergakademie Freiberg werden seit 1957 Messungen der Lotschwankungen mit Zöllnerschen Horizontalpendeln durchgeführt. Die Station liegt westlich von der tektonischen Elbtalstörung an der Grenze des Elbtalschiefersystems gegen die osterzgebirgische Gneiskuppel in metamorphem Hornblendeschiefer. Die Messkammern befinden sich im Bereich des sogen. Hildebrandt-Stollens, der zum Abbau von Magneteisenerz im 19. Jahrhundert aufgefahren worden ist. Der Stollen dringt von der Talsohle aus etwa 50 m tief in den unter  $35^{\circ}$  ansteigenden Westhang des Gottleuba-Tales ein. Die Untertageanlage trägt etwa 40 m Überdeckung; der geringste Abstand zur Erdoberfläche beträgt 30 m.

Als Messraum diente bis zum Mai 1959 eine Kammer, deren Temperatur durch eine Klimaanlage konstant auf  $8,5^{\circ}\text{C}$  und deren relative Luftfeuchtigkeit bei 65 ... 85 % gehalten wird. Der störende Einfluss der Luftturbulenzen infolge der Klimatisierung ist durch geeignete Drosselung und Lenkung des Luftstromes praktisch beseitigt worden. Zur Messung der Lotschwankungen dienten zwei Horizontalpendel, die parallel und senkrecht zum Meridian orientiert waren. Die Lotschwankungen wurden mit Hilfe eines 285 cm langen Lichtzeigers photographisch registriert. Die Skalenwerte wurden durch Schwingungsmessungen ermittelt und betrugen für die WE-Komponente  $E_1 = 0,0130 \text{ "/mm}$  und für die SN-Komponente  $E_2 = 0,0201 \text{ "/mm}$ . Ihr relativer Fehler betrug 1,1 % bzw. 5,9 %. Der grosse relative Fehler für  $E_2$  wurde

durch ausserordentlich grosse Streuung der Schwingungszeiten in der Arbeitsstellung verursacht. Während der gesamten Registrierung wurde ein starker Nullpunktsgang in der WE- Komponente festgestellt. Er wurde, ebenso wie die Streuung der Schwingungszeiten des zweiten Pendels, durch Hohlraumbildung in der Betonunterlage des Aufstellungsortes verursacht.

Für April 1959 liegt eine Beobachtungsreihe vor, die nach dem von Doodson angegebenen Verfahren der harmonischen Analyse die Ermittlung von Partialtiden der Edgezeiten erlaubt. Für die beiden halbtägigen Tiden  $M_2^{\text{SN}}$  und  $S_2^{\text{SN}}$  lauten die Ergebnisse, bezogen auf den 15. April 1959,  $0^{\circ}$  GMT :

$$M_2^{\text{SN}} : \text{SN-Komponente } M_2^{\text{SN}} = 4''13 \cdot 10^{-3} \cos(2\tau + 10^\circ 2) \quad (1a)$$

$$\text{WE- } " \quad M_2^{\text{WE}} = 7''06 \cdot 10^{-3} \cos(2\tau - 54^\circ 4) \quad (1b)$$

$$S_2^{\text{SN}} : \text{SN } " \quad S_2^{\text{SN}} = 2''09 \cdot 10^{-3} \cos(2t + 13^\circ 2) \quad (2a)$$

$$\text{WE } " \quad S_2^{\text{WE}} = 2''84 \cdot 10^{-3} \cos(2t - 53^\circ 5) \quad (2b)$$

Die Verminderungsfaktoren betragen für  $M_2$

$$D^{\text{SN}} = 0,536 \quad \text{und} \quad D^{\text{WE}} = 0,711 \quad (3)$$

Die Unterschiedlichkeit der Amplitudenverhältnisse  $M_2^{\text{WE}} / M_2^{\text{SN}} = 1,71$  und  $S_2^{\text{WE}} / S_2^{\text{SN}} = 1,36$  legte nahe, ihre Ursache im sonnentägigen Gang der Luft- bzw. Gesteinstemperatur zu sehen, weil durch lokale Einflüsse eine temperaturbedingte Neigung des Erdbodens vorzugsweise etwa in der E-W-Richtung zu vermuten ist.

Aus messtechnischen Gründen waren die Änderungen des Gesteinstemperatur nicht mit genügender Sicherheit zu erfassen. Im folgenden wird daher der Einfluss von Änderungen der Lufttemperatur über dem Erdboden auf die Bodenneigung abgeschätzt. Es ist zu erwarten, dass der Bedeckungsgrad des Himmels die näherungsweise anzunehmende Proportionalität zwischen Luft und

Gesteinstemperatur stört und dass bei direkter Sonneneinstrahlung thermoelastische Spannungen im Gebirge entstehen, deren Wirkung in der folgenden Betrachtung nicht gesondert erfasst worden sind. Der Einfluss von Luftdruckänderungen und von Schwankungen der Niederschlagsmenge auf den beobachteten Neigungsverlauf bleibt wegen ihres kleinen tagesperiodischen Anteiles unberücksichtigt.

Die beobachtete Lotschwankung ist identisch mit der Abweichung der Lotrichtung von einer als Bezug dienenden mittleren Richtung, die durch die Aufstellung des Horizontalpendels definiert ist. Bei einer Deformation des Erdbodens infolge thermischer Effekte fällt diese Bezugsrichtung nicht mit der mittleren Lotrichtung zusammen. Die scheinbare, beobachtete Lotschwankung  $\nu$ , d.h. der Winkel zwischen momentaner Schwererichtung und instrumentenfester Bezugsrichtung, ist gleich der Differenz der wahren gezeitenbedingten Lotschwankung  $\varphi$ , bezogen auf die mittlere Lotrichtung, und der thermisch bedingten Bodenneigung  $\psi$

$$\nu = \varphi - \psi \quad (4)$$

(Abb.1)

Abb.1 Zerlegung der beobachteten Lotschwankung in gezeitenbedingten und thermisch verursachten Anteil.

$f(t)$  = instrumentenfeste Bezugsrichtung  
zur Zeit,  $T(t) \neq 0$

$v_f^o$  = mittlere Lotrichtung,  $v_f^o = f \quad T = 0$   
 $v_f(t)$  = Lotrichtung zur Zeit  $t$

Thermisch verursachte Bodenneigungen sind mit grösster Amplitude im Gefolge der ganztägigen Temperaturwelle zu erwarten; ein kleinerer Effekt tritt auf Grund der halbtägigen Temperaturwelle auf. Die thermische Bodenneigung  $\psi = \frac{T}{S}$  ist für die einzelnen Komponenten und Tiden aus (4) zu berechnen.

Der beobachtete halbsonnentägige Gang der Lotschwankungen ist für den Monat April durch (2a,b) gegeben. Die theoretisch zu erwartende wahre gezeitenbedingte Lotschwankung kann aus (1a,b) gewonnen werden, wenn man annimmt, dass die  $M_2$ -Tide nicht durch Temperaturschwankungen an der Erdober-

fläche verfälscht wird. Setzt man voraus, dass sekundäre grossräumige Einflüsse in gleicher Weise auf alle Partialtiden der gezeitenbedingten Lotschwankungen einwirken, lassen sich nach der Gezeitentheorie die wahren gezeitenbedingten Lotschwankungen symbolisch angenähert angeben :

$${}^w S_2 = S_2^{\text{theor}} \cdot D_{M_2} = \frac{S_2^{\text{theor}}}{M_2^{\text{theor}}} \cdot M_2 = 0,4657 \cdot M_2 \quad (5)$$

Es ergeben sich mit (la,b)

$${}^w S_2^{\text{SN}} = 1''92 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t + 10^\circ) \quad (6a)$$

und

$${}^w S_2^{\text{WE}} = 3''29 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t - 54,5^\circ) \quad (6b)$$

wenn auch die Phasenlage der  $S_2^{\text{WE}}$ -Tide gleich der der  $M_2$ -Tide angenommen wird.

Für die thermisch verursachten Bodenneigungen lassen sich weitere Angaben aus dem mittleren täglichen Gang der beobachteten Lotschwankungswerte gewinnen. Bei der Mittelbildung über ein gewisses Intervall bleiben jedoch Anteile von Partialtiden erhalten, deren Perioden der halb- bzw. ganzsonnentägigen benachbart sind. Diese Anteile sind bei der Berechnung der wahren gezeitenbedingten Lotschwankungen mit zu erfassen und mit diesen aus den gemittelten Beobachtungswerten zu eliminieren. (Die Annahme eines für den zentralen Tag des Mittelungsintervales theoretisch aus dem Tagesgang der Summe aller ganz- bzw. halbsonnentägigen Glieder gewonnenen  $\bar{S}_1$  - bzw.  $\bar{S}_2$  - Wertes <sup>+</sup>) anstelle des entsprechenden Mittelwertes für das gesamte Intervall ist nicht statthaft). Es wurden daher die Mittelwerte der beobachteten Lotschwankungen und der gezeitenbedingten wahren Lotschwankungen in beiden Komponenten für die zweite Aprildekade und für den gesamten Monat April 1959 bestimmt und harmonisch analysiert.

<sup>+</sup>) unter  $S_1$  und  $S_2$  werden die bei der Fourieranalyse resultierenden Glieder der beobachteten oder rechnerisch ermittelten Gänge mit ganz- bzw. halb- sonnentägiger Periode verstanden.

Für den mittleren Tagesgang der beobachteten Lotschwankungen ergaben sich für die Dekade bzw. den Monat die ganztägigen Anteile

$$\bar{s}_1^{\text{SN}} = 0''90 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t - 28^\circ) \text{ bzw. } \bar{s}_1^{\text{SN}} = 0''81 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t - 43^\circ 5) \quad (7a, a')$$

und

$$\bar{s}_1^{\text{WE}} = 3''88 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t + 25^\circ) \text{ bzw. } \bar{s}_1^{\text{WE}} = 3''78 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t + 29^\circ) \quad (7b, b')$$

sowie die halbtägigen Anteile

$$\bar{s}_2^{\text{SN}} = 1''26 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t - 21^\circ 5) \text{ bzw. } \bar{s}_2^{\text{SN}} = 1''83 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t + 17^\circ 5) \quad (8a, a')$$

und

$$\bar{s}_2^{\text{WE}} = 0''80 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t - 126^\circ 5) \text{ bzw. } \bar{s}_2^{\text{WE}} = 2''56 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t - 40^\circ) \quad (8b, b')$$

Zur Bestimmung der gezeitenbedingten wahren Lotschwankungen wurde der mittlere Tagesgang für das betreffende Intervall unter Berücksichtigung aller diurnen und semidiurnen Tiden mit einem Koeffizienten  $K > 0,024$  berechnet. Analog (5) wurde mit (3) gesetzt

$$w_s^{\text{SN}} = 0,536 \cdot S^{\text{theor.SN}} \text{ und } w_s^{\text{WE}} = 0,711 \cdot S^{\text{theor.WE}} \quad (10)$$

Von den so für die zweite Aprildekade bzw. für den Monat April 1959 resultierenden mittleren Tagesgängen wurden durch harmonische Analyse die ganztägigen und die halbtägigen Anteile bestimmt. Die Phasenverschiebung der zu erwartenden wahren gegenüber den theoretischen gezeitenbedingten Lotschwankungen wurde auf folgende Weise erschlossen.

Die für die  $M_2$ -Tide aus (1a,b) ersichtliche Phasenlage der beobachteten Lotschwankungen  $\Delta \varphi_2 = \varphi_2^{\text{beob}} - \varphi_2^{\text{theor.}}$  wird für die halbtägigen Tiden als verbindlich betrachtet. Für die SN-Komponente ergibt sich  $\Delta \varphi_2^{\text{SN}} \approx +10^\circ$ , für die WE-Komponente  $\Delta \varphi_2^{\text{WE}} \approx +35^\circ 5$ . Beachtet man die durch die Transformation von  $f(t) = \sum_u a_u \cos(u t + \varphi_u)$  mit  $t = t' + t_0$  und  $\varphi_u' = \varphi_u + u t_0$  gegebene Beziehung  $\Delta \varphi_u = \varphi_u' - \varphi_u = u t_0$ , so folgt für die Phasendifferenz der ganztägigen Tiden angenähert  $\Delta \varphi_1 = \frac{1}{2} \Delta \varphi_2$ , d.h.  $\Delta \varphi_1^{\text{SN}} = +5^\circ$  und  $\Delta \varphi_1^{\text{WE}} = +18^\circ$ .

Damit ergeben sich für den mittleren Tagesgang der wahren gezeitenbedingten Lotschwankungen für die zweite Aprildekade bzw. den gesamten Monat April 1959 die ganztägigen Anteile

$$w_{S_1}^{SN} = 0''28 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t-227^\circ) \text{ bzw. } w_{S_1}^{WE} = 1''74 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t+103^\circ,5) \quad (11a, a')$$

und

$$w_{S_1}^{WE} = 1''74 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t+103^\circ,5) \text{ bzw. } w_{S_1}^{WE} = 3''61 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(t+77^\circ,5) \quad (11b, b')$$

sowie die halbtägigen Anteile

$$w_{S_2}^{SN} = 0''83 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t+96^\circ) \text{ bzw. } w_{S_2}^{SN} = 2''11 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t+40^\circ,5) \quad (12a, a')$$

und

$$w_{S_2}^{WE} = 1''43 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t-9^\circ) \text{ bzw. } w_{S_2}^{WE} = 3''64 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2t-23'',5) \quad (12b, b')$$

Die aus Beobachtungen der Lotschwankungen an verschiedenen Orten durch harmonische Analyse gewonnenen und in der Literatur veröffentlichten Angaben über die Phasenlage der ganztägigen Tiden streuen untereinander und im Vergleich zu denen der halbtägigen Tiden stark. Der Wert der in (11a,b) angebrachten Phasenkorrektur ist daher fraglich.

Stellt man die thermisch verursachten Bodenneigungen  $T_S = w_{S-S}$  in der Form,  $T_S = A \cdot \cos(nt + \delta)$  dar, so erhält man für die gegebenen Möglichkeiten der Differenzbildung die in Tab 1 zusammengestellten Werte der Konstanten A und  $\delta$ .

Tab. 1

	n	Ausgangswerte	$A \cdot 10^3$	$\zeta$
1	1	Mittelwerte für die 2.April-dekade 1959	SN 1,17 WE 3,92	147°5 179°
2	2	dto.	SN 1,80 WE 1,93	134°5 13°5
3	1	Mittelwerte für Monat April 1959	SN 1,52 WE 3,04	145° 146°
4	2	dto	SN 0,83 WE 1,34	99°5 8°
5	2	$S_2$ und $M_2$ aus Werten des Monats April 1959 durch harmonische Analyse gewonnen	SN 0,20 WE 0,45	223° 299°

Um die Partialwellen der thermisch verursachten Bodenneigungen mit den entsprechenden Temperaturwellen zu vergleichen, wurde der mittlere Tagesgang der Lufttemperatur für die entsprechenden Intervalle harmonisch analysiert. Beschreibt man den mittleren täglichen Verlauf der Lufttemperatur in °C in der Form

$$T = \sum_{u=0}^{\infty} T_u = T_0 + \sum_{u=1}^{\infty} T^{(u)} \cdot \cos (ut + \varphi_u) \quad (13)$$

wobei die Zeit in GMT angegeben ist, dann ergeben sich für die mittlere Dekade des Monats April 1959

$$T_1 = 3,14 \cdot \cos (t + 157^\circ) \quad \text{und} \quad T_2 = 0,63 \cdot \cos (2t - 1^\circ) \quad (14)$$

und für den gesamten Monat April

$$T_1' = 2,52 \cdot \cos (t + 158,5^\circ) \quad \text{und} \quad T_2' = 0,72 \cdot \cos (2t - 19^\circ) \quad (14')$$

Da die Temperaturveränderungen den Neigungsänderungen vorangehen, ergeben sich die in Tab. 2 zusammengestellten Phasendifferenzen  $\Delta$

Tab. 2

$$\text{Phasendifferenzen } \Delta = \pi c_n - \delta$$

Komponente	ganztäg. Partialwelle		halbtäg. Partialwelle		
	Dekade	Monat	Dekade	Monat	$S_2 - M_2$ -Kombination
SN	11°	12°	216°,5	259°,5	136°
WE	339°	11°	327°	351°	60°

Die Phasendifferenzen der ganztägigen thermischen Bodenneigungen stimmen für die beiden Komponenten hinlänglich überein, um zu schliessen, dass mit ganztägiger Periode keine Drehbewegungen des Erdbodens durch Änderungen der Lufttemperatur, sondern eine einfache Kippung erfolgt, die der ganztägigen Temperaturwelle um etwa eine dreiviertel Stunde nacheilt. Der Unterschied der Werte für das ganztägige Dekaden- und Monatsmittel kann evtl. durch den Einfluss direkter Sonneneinstrahlung zu erklären sein. In der mittleren Aprildekade waren mehrere Tage mit sehr geringer Bewölkung und die grössten täglichen Temperaturschwankungen des Monats April zu verzeichnen.

Für die halbtägigen thermisch verursachten Bodenneigungen streuen die berechneten Phasenverschiebungen gegen die entsprechenden Änderungen der Lufttemperatur stark. In der SN-Komponente könnte ein gegenphasiges Verhalten angedeutet sein, das aber möglicherweise durch den grossen Fehler im Skalenwert vorgetäuscht sein kann, während die WE-Komponente eine geringe Phasenverschiebung zum halbtägigen Temperaturverlauf aufzuweisen hat. Die Streuung der Phasendifferenzen zwischen den halbtägigen Partialwellen der Lufttemperatur und den thermisch verursachten Bodenneigungen ist zum Teil auf Unzulänglichkeiten des Beobachtungsmaterials zurückzuführen. Ermal konnten die halbtägigen Temperaturlgänge bei der Fourieranalyse nur mit geringerer Genauigkeit erfasst werden als die ganztägigen, zum anderen sind sie relativ starken Veränderungen unterworfen. Aus diesen Gründen sind auch Grösse und Lage der halbtägigen

thermischen Neigungsellipsen für die betrachteten Fälle unterschiedlich (s. Tab. 3), während die entsprechenden Werte für die ganztägigen Änderungen besser übereinstimmen.

Zieht man nur die Lage der grossen Halbachse der thermischen Neigungsellipsen für alle angeführten Fälle in Erwägung, ohne die Phasenlage zu berücksichtigen, so ergibt sich eine brauchbare Übereinstimmung der Ergebnisse für die Richtung der thermischen Bodenneigung. Die thermisch verursachte Kippung des Erdbodens erfolgt angenähert um eine NNW-SSE gerichtete Achse. Der resultierende mittlere thermische Neigungskoeffizient (in Richtung der grossen Halbachse der Neigungsellipse) beträgt für die ganztägige Temperaturwelle etwa  $K = 1,0 \cdot 10^{-3} " / ^\circ C$  (aus Berechnungsbeispiel 3 für den Monatsmittelwert). Die für die halbtägige Temperaturwelle im gleichen Mittelungsintervall berechneten Neigungskoeffizienten (Berechnungsbeispiele 4 und 5) streuen um diesen Wert und stimmen größenordnungsmässig mit ihm überein. Die entsprechenden Koeffizienten für den Dekadenmittelwert (Berechnungsbeispiele 1 und 2) nehmen, wie oben angegeben, infolge verhältnismässig starker direkter Sonneneinstrahlung höhere Werte an.

Tab. 3            n = 1 : ganztägiger Anteil            n = 2 : halbtägiger Anteil

	n	grosses Halbachse	Verhältnis <u>kleine</u> <u>grosses</u> Halbachse	Azimut der grossen Halb- achse	K $[10^{-3} " / ^\circ C]$
1	1	4,22	0,14	S 75°5' W	1,67
2	2	2,30	0,56	131°	3,19
3	1	3,19	0,01	63°5'	1,02
4	2	1,34	0,62	91°5'	2,13
5	2	0,45	0,42	82°5'	0,71

Das Ergebnis der Untersuchung ist pausibel. Bei der Erwärmung des Talhangs über der Station infolge einer Erhöhung der Lufttemperatur dehnen sich die oberen Erdschichten aus und heben die Auflagefläche der Instrumente auf der Talseite an, während die Massen im Berg praktisch nahezu unbeeinflusst bleiben. Die Bezugsfläche für die Neigungsmessungen wird annähernd um eine Achse gekippt, die parallel zum Streichen des Hanges über der Station liegt. Aus der topographischen Lage der Station lässt sich darüberhinaus folgern, dass die westlich von ihr gelegene Anhöhe, die nach Norden von einem Taleinschnitt begrenzt wird, als Ganzes zu betrachten ist ; die thermische Verkipfung erfolgt um eine im Berg liegende Achse parallel zur Verbindungsline der höchsten Erhebung (s.Abb.2). Das Ergebnis ist qualitativ das gleiche wie bei der Annäherung einer Wärmequelle an ein Horizontalpendel, das bekanntlich von dieser, z.B. von der Person des Beobachters, weggekippt wird.

Abb.2

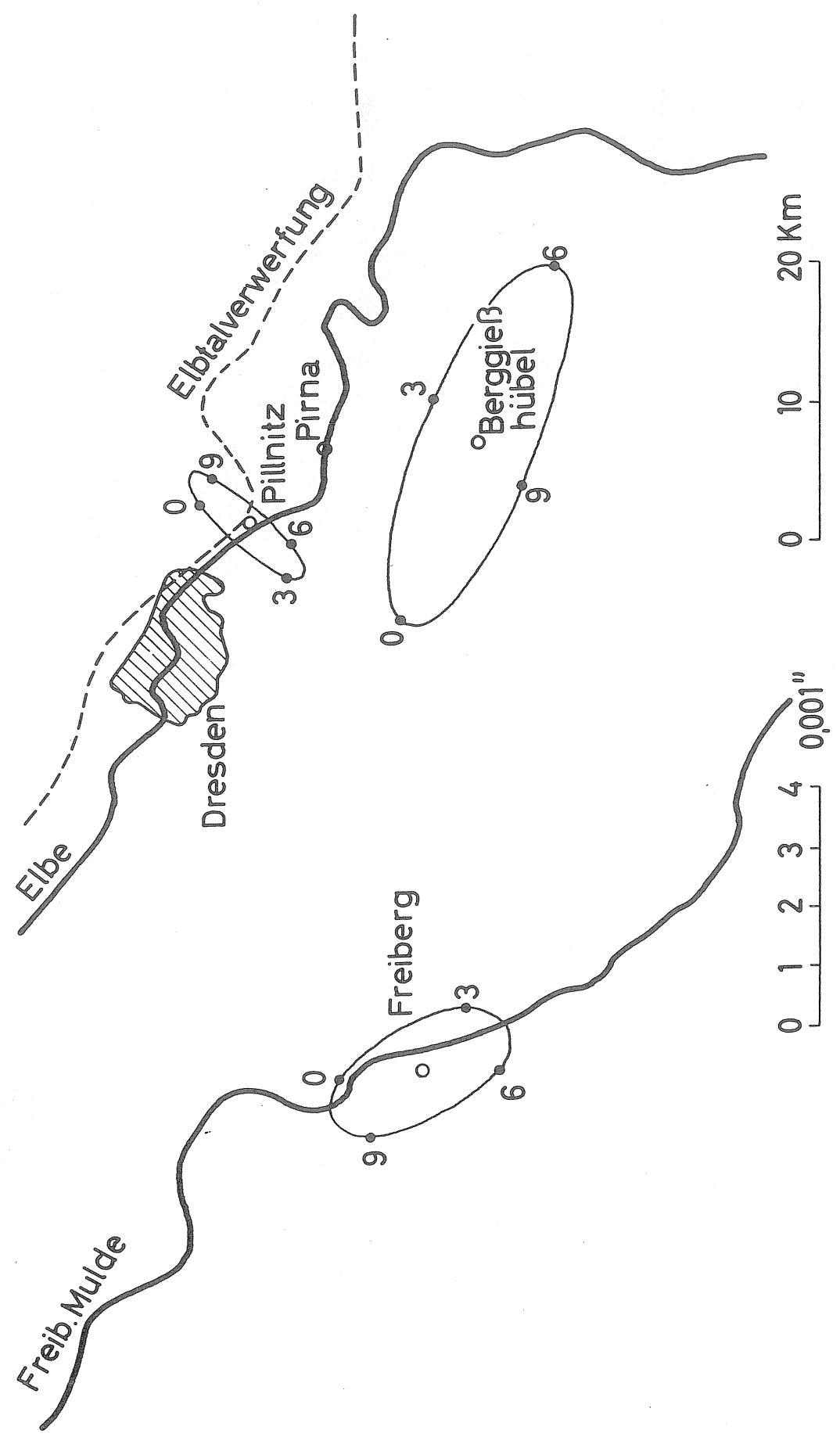
Abb.2 Topographische Übersichtskarte über die nähere Umgebung der geophysikalischen Station Berggiesshübel.

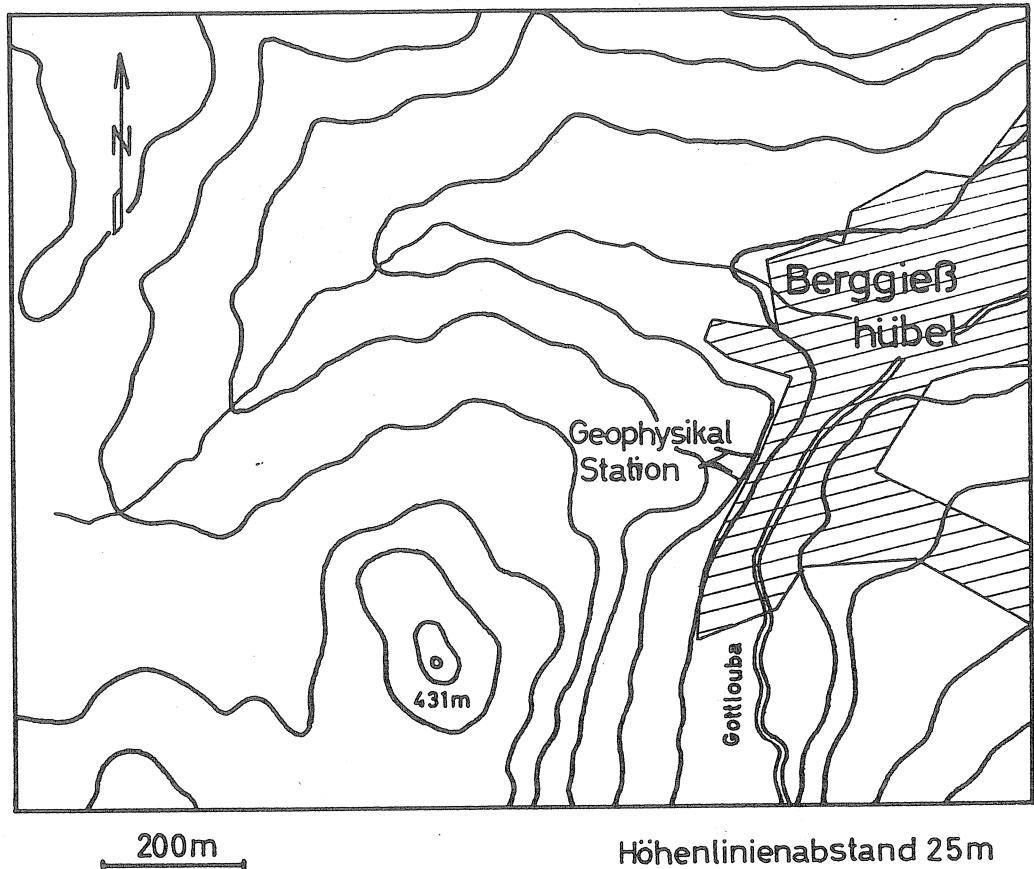
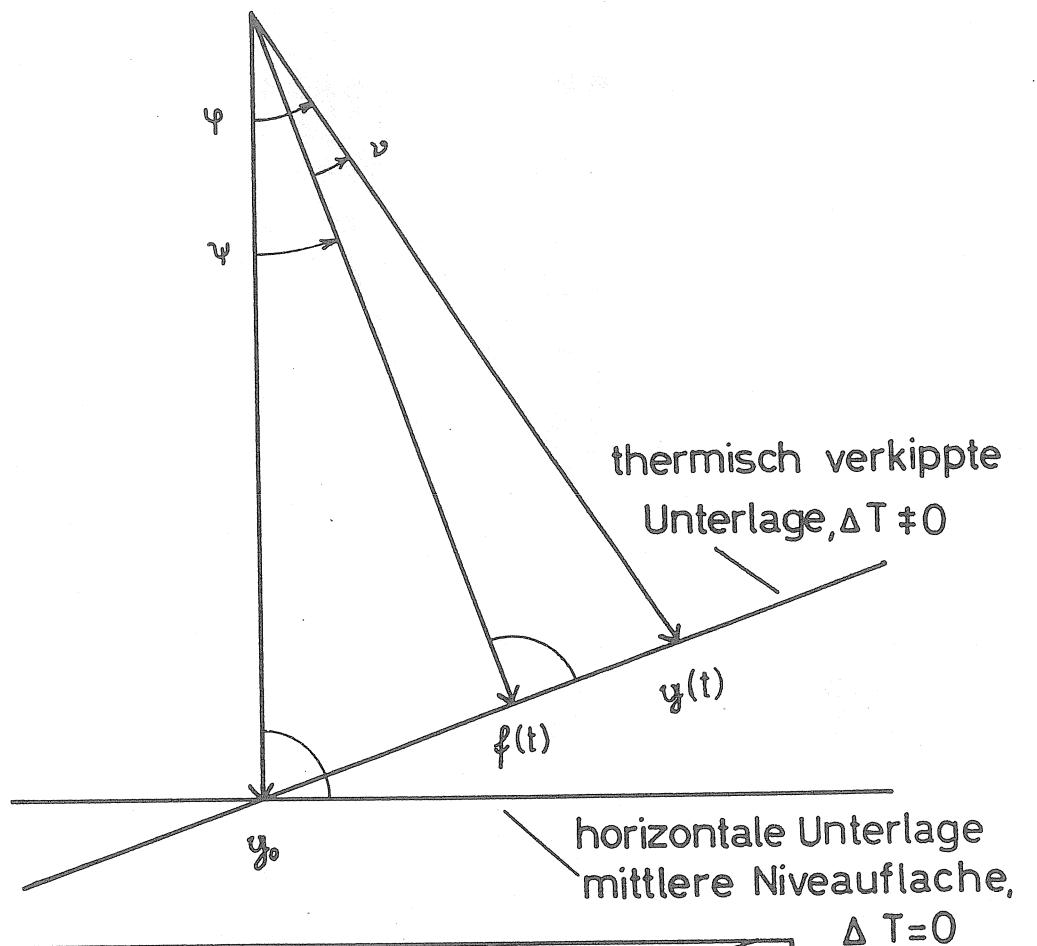
Trotz der nach dem bearbeiteten Material angedeuteten Verschiedenheiten ist anzunehmen, dass die ganztägigen und halbtägigen Gänge der Lufttemperatur in gleicher Weise auf die Anzeige der Neigungsmesser einwirken, die in den Untertage-Messräumen der geophysikalischen Station Berggiesshübel zur Beobachtung der Lotschwankungen aufgestellt sind. Diese Annahme ist durch den unmittelbaren Vergleich der theoretischen gezeitenbedingten Lotschwankungen und der beobachteten scheinbaren Neigungswerte zu bestätigen. Dieser Vergleich war am vorliegenden Beobachtungsmaterial wegen mangelnder Mess- und Ablesegenauigkeit nicht möglich und bleibt weiteren Untersuchungen vorbehalten. Dabei sind anstelle der Lufttemperaturen die Gesteinstemperaturen zu berücksichtigen, da, wie ersichtlich war, durch direkte Sonneneinstrahlung merkliche thermoelastische Effekte auftreten können. Es ist zu erwarten, dass sich die thermisch verursachten Bodenneigungen bei der Messung der gezeitenbedingten Lotschwankungen an anderen oberflächennahen Erdgezeitenstationen

ebenfalls störend bemerkbar machen. Sie sollten vor der Bearbeitung des Beobachtungsmateriales durch geeignete Korrekturen weitgehend eliminiert werden.

Zusammenfassung.

Die Differenz der beobachteten Bodenneigungen und der theoretisch zu erwartenden gezeitenbedingten Lotschwankungen für die Erdgezeitenstation Berggiesshübel wird durch thermische Neigungseffekte erklärt, die durch Änderungen der Lufttemperatur über der Untertageanlage hervorgerufen werden. Eine Erhöhung der Lufttemperatur bewirkt die Neigung einer Bezugsfläche um ca.  $1,0 \cdot 10^{-3}^{\text{m}}/\text{°C}$  in Richtung des Berges um eine Achse parallel zum Streichen des Hanges über der Station. Bei direkter Sonneneinstrahlung erhöht sich dieser Betrag mit der Gesteinstemperatur.





Application de la méthode graphique pour l'examen  
des enregistrements de marée terrestre  
par  
J.BROUET (Centre International, Bruxelles)

1. Le Centre International des Marées Terrestres s'étant proposé d'appliquer les différentes méthodes d'analyse harmonique, nous avons utilisé la méthode semi-graphique de l'Amirauté Britannique.
2. Les enregistrements utilisés sont ceux du gravimètre Askania n° 145, de l'Observatoire Royal de Belgique à Uccle. Les mesures sont celles des mois d'août, septembre et octobre 1958. Les cotes portées sont corrigées de la dérive. Les résultats, pour les ondes principales, publiés dans le "Bulletin d'Information" n° 18, concordent bien avec ceux obtenus par les méthodes Doodson-Lennon et Lecolazet, sauf pour la phase de l'onde  $M_2$ , où il y a quelques degrés de désaccord. Il faudra un plus grand nombre d'analyses pour expliquer cette différence.
3. L'examen des courbes tracées montre qu'un phénomène anormal a dû se présenter le 14 octobre 1958.

Suivant les conseils du Dr. L.Dufour, météorologue à l'Institut Royal Météorologique de Belgique, nous avons recherché l'éventualité d'avoir une relation avec la situation atmosphérique. Dans l'étude de ce problème, nous n'avons pas considéré la pression au niveau de la mer à cause de la complexité du champ barique au sol, nous avons tracé les cartes d'altitude ou les isohypsies qui représentent mieux l'aspect général de la situation et nous avons pris 500 mb. pour des raisons pratiques. Nous avons constaté ainsi que la situation atmosphérique, pendant la période s'étendant du 8 au 14 octobre 1958, est très caractéristique (circulation zonale marquée). Nous avons suivi le déplacement du creux séparant la circulation cyclonique de anticyclonique.

Ces recherches ne sont pas encore concluantes, mais leur intérêt ne semble pas douteux.

4. Cette méthode graphique nous a permis de faire quelques remarques concernant les enregistrements des pendules horizontaux O.R.B.

Nous avons tracé les graphiques se rapportant aux enregistrements des pendules horizontaux E.W. et N.S., n°<sup>os</sup> 4 et 1, de la station de Sclaigneaux. Les courbes tracées sont plus régulières que celles provenant des enregistrements du gravimètre Askania de fait le tracé est beaucoup plus facile. Cela semble indiquer que les pendules subissent moins de perturbations que les gravimètres.

5. En cas de perte d'enregistrement l'interpolation est beaucoup facilitée par ce type de tracé graphique, surtout dans le cas des pendules horizontaux.

#### Discussion.

Prof. LECOLAZET : propose que la représentation graphique soit utilisée pour la recherche du phénomène de juillet 1959, car le graphique est plus représentatif, plus parlant qu'une suite de nombres représentés en lignes et colonnes.

Prof. TOMASCHEK : la représentation graphique a toujours été pour lui d'un très grand intérêt.

Recommandations votées à l'Assemblée  
Générale de l'U G G I à Helsinki  
(Août 1960)

La Commission Permanente des Marées Terrestres

recommande que des stations permanentes de marées terrestres soient installées en Nouvelle-Zélande et en Australie, c'est-à-dire aux antipodes du groupe de stations européennes

recommande que la station de Buenos-Aires soit constituée en station permanente aussitôt que possible

recommande que des stations permanentes de marées terrestres soient installées dans la zone équatoriale.

Bibliographie.

J.Verbaandert et P.Melchior consacrent un ouvrage détaillé aux pendules horizontaux. Ce travail est publié chapitre par chapitre dans la revue "Ciel et Terre" de la Société Belge d'Astronomie, de Météorologie et de Physique du Globe (3, Avenue Circulaire Bruxelles 18) à partir du numéro de septembre-octobre 1960.

Etant donné l'ampleur de la publication et le nombre de clichés, il n'est pas possible d'en envisager la publication dans le BIM. D'autre part les tirés à part ne seront disponibles qu'à la fin de la publication, c'est à dire au moment même du Symposium de mai 1961. Nous reproduisons la Table des matières de cet ouvrage :

- Introduction
- I. Construction du pendule horizontal
- II. Etalonnage et étude du pendule
- III. Installation des stations souterraines de Sclaigneaux et de Warmifontaine; appareillages auxiliaires
- IV. Résultats généraux donnés par les pendules  
(sensibilité, erreurs quadratiques moyennes  
stabilité et dérives  
oscillations caractéristiques)
- V. Résultats des analyses harmoniques des courbes
- VI. Conclusions.