

MAREES TERRESTRES

BULLETIN d'INFORMATIONS

N° 34

30 novembre 1963

Association Internationale de Géodésie

Commission Permanente des Marées Terrestres

Editeur : Dr. Paul M E L C H I O R
Observatoire Royal de Belgique
3, Avenue Circulaire
Bruxelles, 18.

Pour raisons de santé, le Professeur Rudolf TOMASCHEK a demandé à l'Association Internationale de Géodésie à être déchargé de son mandat de Président de la Commission Permanente des Marées Terrestres.

Le Président de l'Association a exprimé au Professeur Tomashek les regrets que tous éprouvent à cette nouvelle et l'Association a voté à Berkeley une résolution exprimant ces sentiments (p. 1035 du présent Bulletin). Le Professeur Tomashek avait été élu Président de la Commission lors du Symposium International de Munich en juillet 1958.

Au cours de l'Assemblée Générale de Berkeley, l'Association Internationale de Géodésie a élu le Professeur Robert LECOLAZET en tant que Président de la Commission Permanente des Marées Terrestres.

Le Professeur Lecolazet est Professeur à l'Université de Strasbourg (Institut de Physique du Globe).

RESOLUTIONS PRISES A L'ASSEMBLEE DE BERKELEY - (août 1963)

1. L'Association Internationale de Géodésie regrette vivement la décision prise par le Prof. Tomaschek d'abandonner la présidence de la commission permanente des marées terrestres et lui témoigne sa gratitude pour la manière efficace et éclairée avec laquelle il a présidé pendant cinq ans à son activité.

L'AIG le prie d'accepter le titre de Président Honoraire de cette commission et forme des voeux pour son complet rétablissement.

2. L'AIG décide de tenir la prochaine réunion triennale de la commission permanente des marées terrestres à Bruxelles au début de juin 1964.
 3. L'AIG recommande que des stations équipées pour l'observation des trois composantes soient installées dans la zone équatoriale (Afrique et Amérique du Sud) et dans les zones de haute latitude (Canada, Finlande, Antarctique).
L'AIG recommande également que le réseau de stations soit développé aux USA, en Asie, Australie et Nouvelle Zélande.
 4. L'AIG se félicite de l'intérêt porté par le Grand-Duché de Luxembourg aux recherches sur les marées terrestres.
 5. L'AIG recommande que les méthodes d'étalonnage utilisées couramment pour les pendules horizontaux soient confrontées grâce à l'utilisation de crapaudines dilatables étalonnées au Centre International.
 6. L'AIG recommande que toutes les données disponibles soient transmises sans tarder au Centre International qui les tiendra à la disposition des chercheurs intéressés ainsi que cela est prévu par le Guide pour l'échange international de données par le canal des Centres Mondiaux de Données (période 1960 et au delà).
-

RAPPORT SUR L'ACTIVITE DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS DANS LE DOMAINE DES MAREES TERRESTRES

par

G. Jobert

(Institut de Physique du Globe, Paris)

I. Instruments et stations. a) Pendules horizontaux.

P.A.Blum a mis au point (juillet 1963) un nouveau type d'appareil dans lequel la partie mobile est enfermée dans une enceinte en silice fondue sous vide. Le réglage s'effectue partiellement par déformation du support. La longueur réduite est de l'ordre de 5 mm. Cet appareil est très aisé à installer et semble devoir apporter une solution au problème de l'élimination des perturbations dues à la convection. Une comparaison avec des appareils classiques est en cours.

b) Extensomètres.

Des extensomètres courts (longueur de l'ordre de 1,5 m), en silice fondue, ont été mis en fonctionnement en 1962. L'amplification par leviers en silice permet d'obtenir des amplitudes de l'ordre de 5 cm pour les marées sur l'enregistreur photographique. Le système d'enregistrement avec cellule photoélectrique et asservissement, mis au point par R.Gaulon et J.Jolivet, a été installé sur deux de ces appareils.

c) Stations

A la station de Paris deux pendules perpendiculaires et un extensomètre sont en fonctionnement continu. Mais l'effort essentiel a porté sur la mise en route de la nouvelle station de Villiers-Adam (Oise) à 30 km au NO de Paris. La cave a été creusée, il y a environ un siècle, dans un calcaire très compact, à une profondeur de l'ordre de 40 m. Plusieurs paires de pendules y fonctionnent, ainsi que 4 extensomètres (dont un vertical).

II. Méthodes d'analyse.

Ces méthodes ont été décrites dans des notes du B.I.M. (p. 740, 829, (sous presse)), L'analyse spectrale est effectuée sur toutes les séries de longueur suffisante. Mais la présence de perturbations importantes rend parfois difficile la constitution de longues séries. Des filtrages avec filtre numérique passe-bande ont été effectués sur des séries courtes. Une étude statistique montre que des coefficients globaux (diurnes ou semi-diurnes) corrects peuvent être obtenus de la sorte.

III. Résultats.

Le tableau donne les résultats fournis par l'analyse de quatre séries. Le coefficient $\gamma(M_2)$ fourni par les pendules reste mal défini à cause de l'importance des phénomènes perturbateurs. Le calcul des effets indirects dûs aux marées de la Manche a été effectué pour la station de Paris et une qui sera installée dans une carrière à Caen. On projette une étude de cet effet indirect en fonction de la distance à la mer.

1 : Pendule E, composante EW, 9263 valeurs, heure centrale : 0 h le 10 Février 1961
 2 : Pendule A, composante EW, 4859 valeurs, heure-centrale : 18 h le 19 Janvier 1959
 3 : Gravimètre LaCoste-Romberg N° 5, 5389 valeurs, heure centrale : 19 h le 12 Avril 1961
 4 : id. 9753 valeurs, heure centrale : 17 h le 14 Avril 1962.

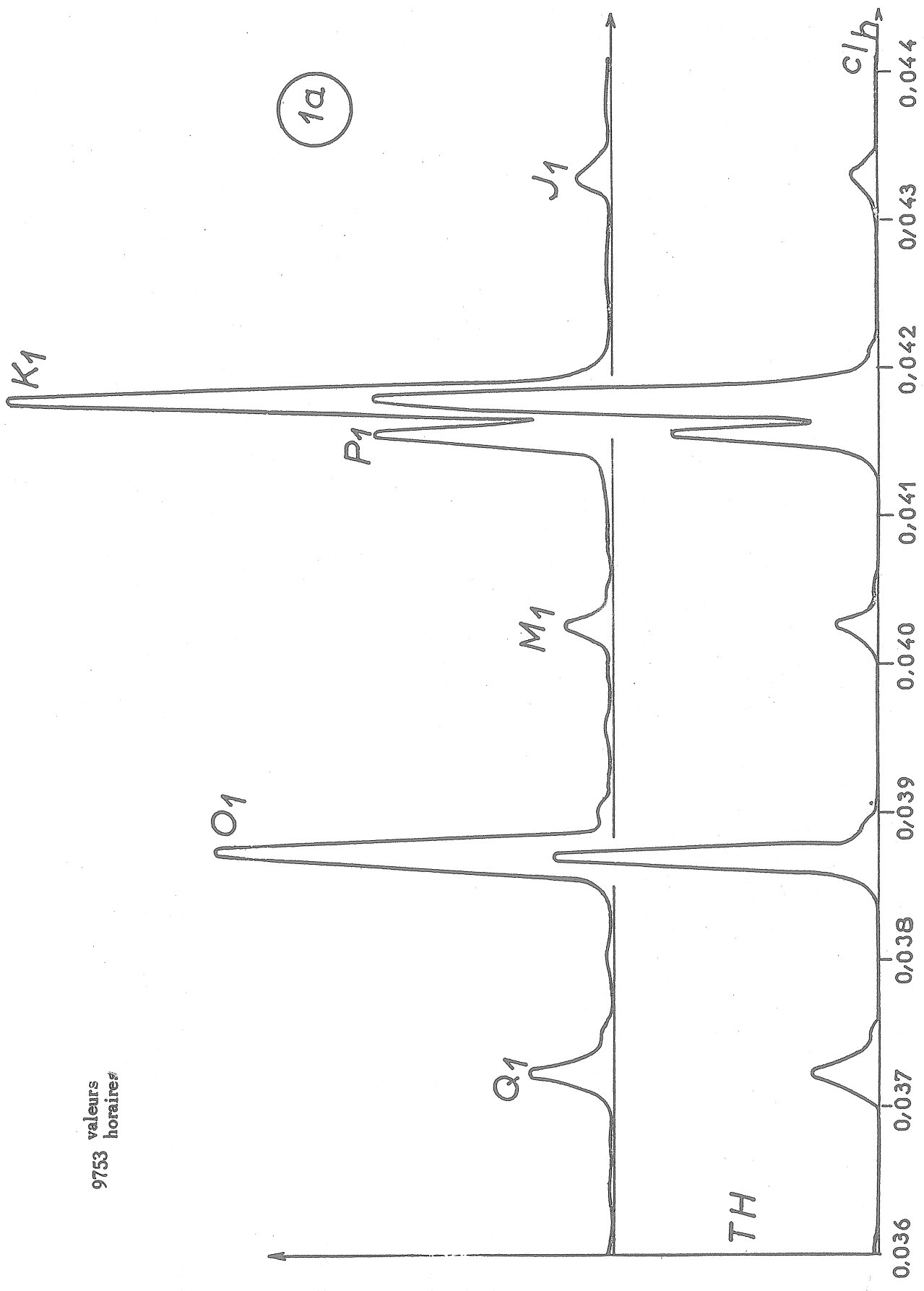
Légende des figures : Figure 1 : Analyse spectrale pour le gravimètre LaCoste-Romberg (L.C.) et pour les marées théoriques ;
la. domaine des ondes diurnes ; lb. domaine des ondes semi-diurnes.

Figure 2 : Analyse spectrale pour l'extensomètre XPI ;
a, série du 23/2/63, 1104 heures ; b, série du 13/4/63, 1772 heures.

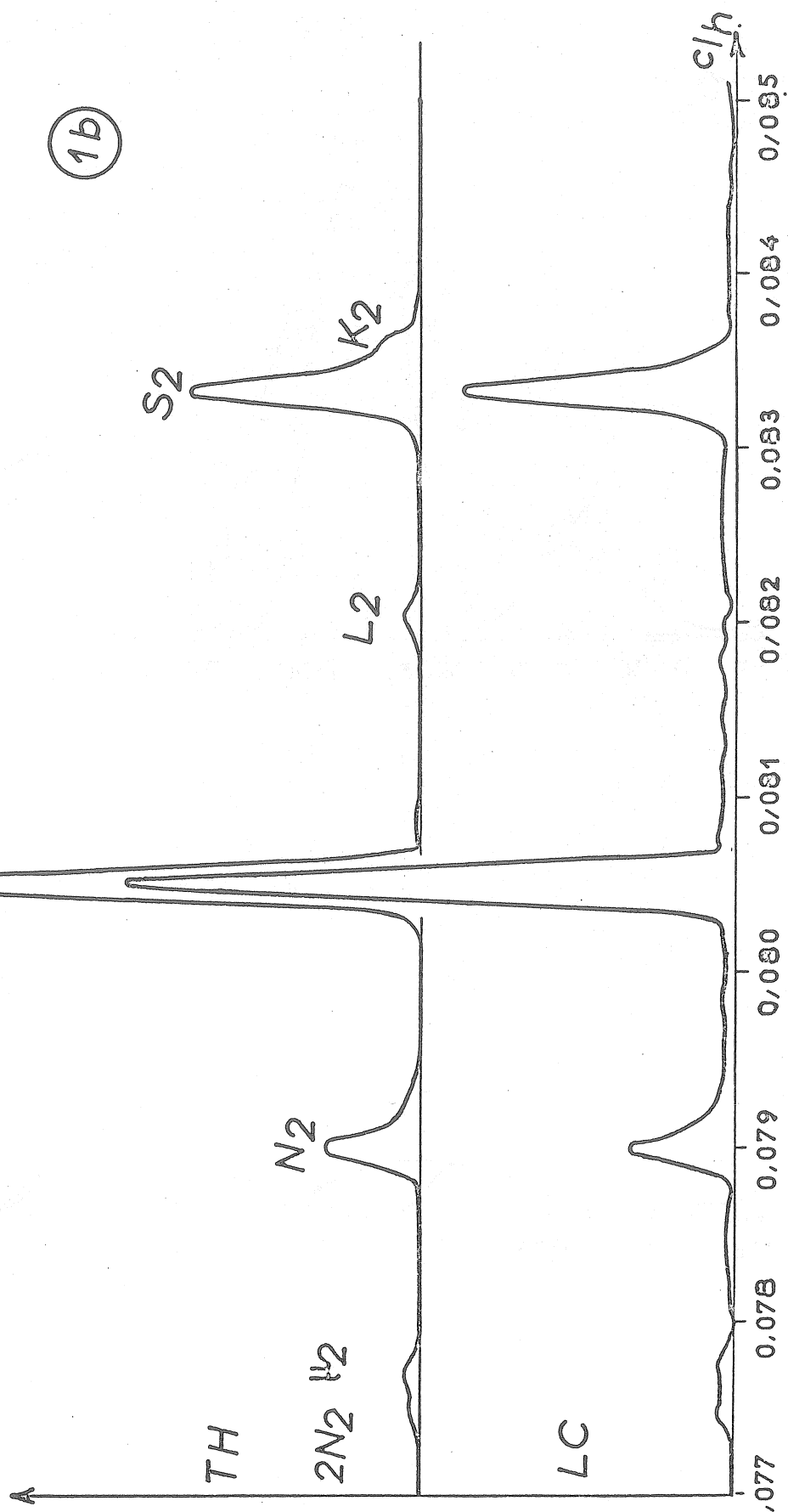
Références : 1 - P. A. Blum et G. Jobert, Comptes rendus, 255, 1962, p. 341.
2 - R. Licolazet, Bull. Inf. Marées terrestres, 10, 1958, p. 153.

9753 valeurs
horaires

1a



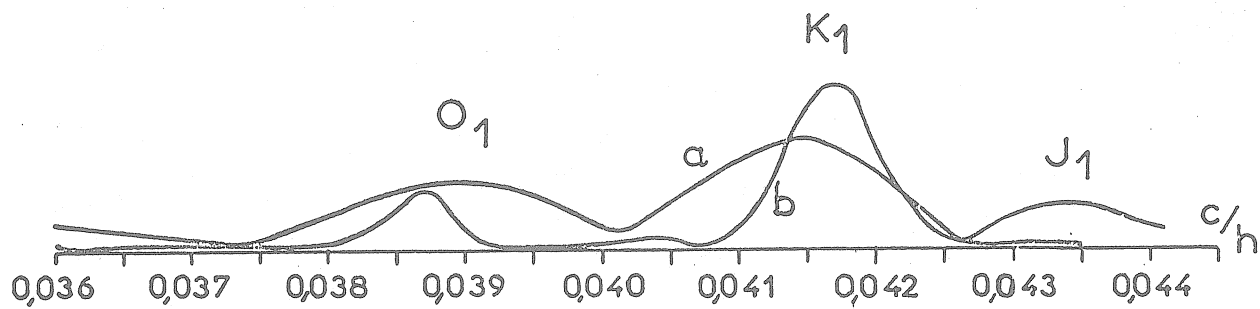
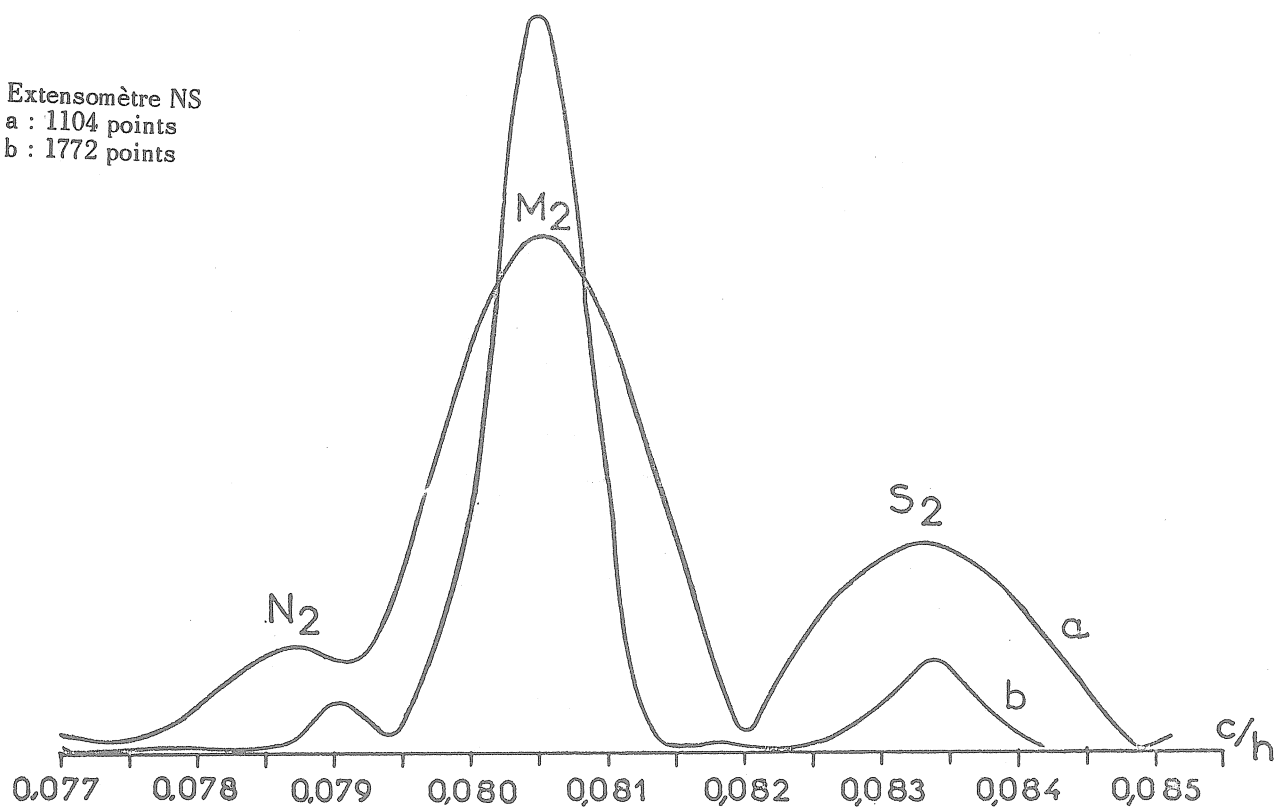
9753 valeurs
horaires



(1b)

- 1040 -

Extensomètre NS
a : 1104 points
b : 1772 points



ERSTER BERICHT ÜBER DIE ERDGEZEITENSTATION IM GRAZER SCHLOSSBERG (Österreich)

durch

K. Rinner

(Universität Graz)

In Graz wurde in diesem Jahr eine Erdgezeitenstation eingerichtet, welche wegen ihrer besonderen Lage bemerkenswert sein dürfte. Die Stadt Graz (250 000 Einwohner) liegt am südöstlichen Rand der Alpen am Beginn einer weiten Ebene, des Grazer Feldes, welche nach Osten in die ungarische Tiefebene übergeht. Inmitten der Stadt ragt ein Dolomitmfels etwa 100 Meter aus der Umgebung, der Grazer Schlossberg, das bekannte Wahrzeichen der Stadt. Dieser Berg hat eine reiche Geschichte. In seinem Schutz hat sich Graz entwickelt, die auf ihm errichteten Festungen waren Gegenstand harter Kämpfe. Heute führen von allen Seiten Wege auf den Berg, an seiner felsigen südöstlichen Flanke steile Felsensteige, sowie eine Zahnradbahn, auf den übrigen bewaldeten abfallenden Hänge Fahrwege und Fusspfade.

Geologisch ist der Schlossberg der sichtbare Teil eines Dolomitpfropfens, der sich in die Tiefe fortsetzt und nach allen Seiten hin verbreitert. Seine unteren Flanken und der Sockel sind mit Schotter bedeckt, der zum Teil vom Gebirgsfluss Mur herangeschleppt wurde. Die Stadt Graz hat sich auf diesem Schotterbett ausgebreitet, liegt also auf demselben Gebirge zu dem der Schlossberg gehört.

Im Laufe des letzten Krieges wurde im Schlossberg ein System von Luftschutzstollen errichtet, die nun zum grossen Teil wieder verfallen sind. Einer dieser Stollen konnte für die Einrichtung einer Erdgezeitenstation verwendet werden.

Die Station ist mit belgischen Quarzpendeln ausgestattet, ausserdem ist beabsichtigt, mit Gravimetern (North-American und Askania GS 12) zu registrieren. Die Station hat den Vorzug inmitten einer Stadt zu liegen und kann von dem sie betreuenden Universitätsinstitut in 15 Minuten erreicht werden. Sie befindet sich ca. 80 Meter unter dem Schlossbergplateau in Richtung gegen die nordöstlich bewaldete Seite des Berges. Der Dolomit des Schlossberges besteht aus nicht einheitlich festem Gestein. Er ist von schmierigen Mylonitschichten durchzogen, welche so weich sind, dass sie mit dem Finger angekratzt werden können, der dazwischen liegende Fels ist hingegen hart. Nach Ansicht der Geologen haben sich diese Schichten schon vor vielen tausenden Jahren gebildet, Bewegungen des Gebirges entlang dieser Schichten werden nicht erwartet. Die Temperatur im Registrierstollen ist konstant um 10° C, die Luftfeuchtigkeit beträgt etwa 97 %.

Nach den üblichen Anfangsschwierigkeiten wurde im Frühjahr dieses Jahres mit den Registrierungen begonnen. In den ersten Wochen ergaben die beiden (genau in NS und EW) eingerichteten Pendel gute Registrierkurven, fast ohne Gang. Dies kann als Beweis dafür angesehen werden, dass der Stadtverkehr, sowie die Zahnradbahn und der Verkehr auf den Schlossberg keine ungünstigen Einflüsse ausüben. Mit fortschreitender Jahreszeit nahm der Gang des EW Pendels zu, die Registrierkurven des NS Pendels zeigten erhebliche Sprünge und unregelmässigkeiten, welche eine Auswertung nicht ratsam erscheinen liessen. Da diese nicht auf das Pendel zurückgeführt werden können, muss ihre Ursache in thermischen Bewegungen des Schlossberges gesucht

werden. Die südwestliche steile Flanke des Schlosberges wird bei zunehmender Sonneneinstrahlung während des Tages aufgeheizt und strahlt während der kühleren Nächte Wärme ab. Als Folge der Wärmezufuhr und Abgabe dürften Bewegungen des Gebirges entlang der Mylonitschichten auftreten, welche sich in der Registrierkurve des NS Pendels auswirken. Es ist zu erwarten, dass mit abnehmender Sonnenstrahlung, also im Herbst und Winter wieder Beruhigung eintritt. Die in Uccle erfolgte Auswertung der ersten Registrierung nach Lecolazet der Periode 29.5 - 29.6. ergeben die nachstehenden Werte. Diese Werte müssen noch durch folgende Registrierungen erhärtet werden.

	Amplitude		Phasen		γ	Phasen- differenz
	theor.	beob.	theor.	beob.		
M ₂	108,9587	7,6429	251,7776	258,2515	0,701	6,4739
S ₂	38,4969	3,2171	39,4475	41,7649	0,835	2,3174
N ₂	22,0835	2,0572	332,7841	335,2601	0,931	2,4760
L ₂	3,6791	1,1871	352,6812	43,4154	3,226	-309,2658
2N ₂	4,3052	0,3660	82,8795	113,3916	0,850	30,5121
K ₁	82,1256	6,9785	318,2445	336,2117	0,849	17,9672
O ₁	46,5350	3,1119	212,5690	231,4435	0,668	18,8745
Q ₁	9,4385	0,5712	296,7083	207,5728	0,605	-89,1355
M ₁	7,1772	1,6507	350,8217	1,1654	2,299	-349,6563
J ₁	5,1431	0,8888	198,6750	154,6180	1,728	-44,0570

Bemerkenswert sind die grossen Phasenverzögerungen, welche wie in Berchtesgaden allenfalls durch eine Schollenstruktur des Alpenmassives eine Erklärung finden könnten.

Das EW Pendel hat einen linearen Gang von etwa 0,15 °° je Tag. Für das NS Pendel ist der Gang linear, und dem Betrage nach wesentlich geringer als der des EW Pendels, doch treten starke sprunghafte Verschiebungen der Kurve auf ; aus diesem Grunde wurden die Registrierungen dieses Pendels noch nicht ausgewertet.

Daten der Station : $\phi = 47^{\circ}04'37''$
 $\lambda = -1^{\text{h}}01^{\text{m}}45^{\text{s}}$
H = 360 m.

Graz, August 1963.

EARTH-TIDES STUDIES IN THE U.S.S.R. IN 1960-1963

by

N.N. Pariisky

(Institute of Terrestrial Physics, Moscow)

The Earth-Tides studies were conducted by 7 scientific groups in Moscow, Poltava, Dushanbe, Tbilisi, Ashkhabad, Novosibirsk and Kasan and coordinated by the Earth Physics Institute Academy of Sciences of the USSR.

Observations were carried out with 6 Askania gravimeters GS II and 15 tiltmeters pairs of different A.E.Ostrovsky types and horizontal pendulums of Repsold-Levitsky system. The observations with two quartz horizontal deformographs were begun. (Tbilisi and Talgar).

A. Theoretical studies.

M.S.Molodensky developed a unified dynamical theory of diurnal Earth Tides and nutational motions for the Earth having an oblate liquid core. As distinct from H.Jeffreys' and R.Vicente's variational method a direct solution is received for new equations using a coordinate system fixed in the nutation only moving Earth mantle. Two Earth core models are treated, using more contemporary data than previously used.

By a high precision numerical integration (by using the smoothed functions for density and elastic properties distributions) a set of independent particular solutions is found and their linear combination gives a solution satisfying all boundary conditions. The first model (MI) has a liquid core with a density distribution changing according to adiabatic compressibility law. The second (MII) - has inside the main liquid core a small rigid core according to Gutenberg.

For both models the periods T_0 of the free diurnal Sludsky-Hough nutation were computed. For the first model T_0 is $3^m 4^s$ shorter, and for the second - $3^m 6^s$ shorter than a sidereal day.

A resonance effect between diurnal Earth-Tides and this diurnal nutation has been computed. The effect of this resonance upon Love numbers for diurnal waves of different periods gives *

$$\text{for model MI : } \Delta = \delta(O_1) - \delta(K_1) = 0,023$$

$$\text{for model MII : } \Delta = \delta(O_1) - \delta(K_1) = 0,022$$

This effect is confirmed by observations (See below).

* The translation in English of M.S.Molodensky paper, printed in Communications de l'Observatoire Royal de Belgique N° 188, p. 52 table 3 contains substantial misprints (the values of k , h , δ , γ for models of Molodensky and Jeffreys are mixed). The correct numbers are given in the Russian edition : "Earth-Tides and nutation of the Earth " M.S.Molodensky, M.V.Kramer, Academy of Sciences USSR, Moscow, 1961 (in Russian).

N.A.Popov, analysing his 23-years observations with a zenith-telescope in Poltava of two bright zenith stars found the amplitude of diurnal nutation : $\alpha = 0^{\circ}020 \pm 0^{\circ}004$ (taking T_0 as computed by M.S.Molodensky).

B.P.Pertsev elaborated two new harmonic analysis methods. One - 50 day scheme-especially precise for semidiurnal waves, and the second - 2 day approximate method for tilt analysis giving γ value for a combined semidiurnal wave.

P.S.Matvéev worked out an analysis method for the waves O_1 , K_1 , Q_1 , M_1 , M_2 , S_2 , N_2 and μ_2 using 29 and 28 days combinations and the least square rule.

V.G.Balenko has compared different analysis methods (Doodson, Doodson-Lennon, Lecolazet, Pertsev (2 methods), Matvéev, Venedikov) in respect to influence on the results of chance errors, small waves not taken into account and zero drift. All methods give nearly the same precision with small variations, excluding the first one giving greater errors.

Ju.S.Dobrokhotoev improved the 49-hours B.Pertsev method for determining the registration scale by introducing a small correction for the non-linearity of the zero drift.

M.V.Kramer prepared the tables of theoretical gravity tide for each hour during a year with a precision higher than $0.01 \mu\text{gl}$ for comparison of different methods of analysis and other investigations.

In Dushanbe, Novosibirsk and Moscow many thousands of analysis by Pertsev and Lecolazet methods were made with a shift of the central moment of analysis, every one hour or one day.

Observed series of gravity and tilt tides variations, the theoretical much more precise data, and the series of purely chance numbers with a known dispersion were analysed.

Periodic changes of amplitudes and phases of determined waves were revealed due to observational and measuring errors and the influence of many small waves not taken into account in existing methods. For increasing the precision of analysis from 1 % to 0.2 % - 0.3 % new methods are needed. And for increasing it to 0.1 % the ellipticity of the Earth must be also accounted for.

B. The observations of tidal gravity variations.

During the period under discussion the tidal gravity changes were measured at 7 stations (Frunze, Talgar, Kiev, Moscow, Krasnaja Pakhra, Tbilisi, Poltava) which with previously observed (Pulkovo, Tashkent, Alma-Ata and Langchow) makes 11 points.

The Tashkent data were treated anew taking into account the Dobrokhotoev correction for calibrating coefficients for drift changes. New observations were also made at K.Pakhra.

The analysed part of observations shows the presence of a systematic difference between tidal deformations in Central Asia and the European Part of the USSR.

δ values for three European stations (Pulkovo, K.Pakhra, Kiev) as a mean for the waves M_2 , S_2 , O_1 is :

$$\delta = 1.191 \pm 0.008$$

four stations in Central Asia (Alma Ata, Frunze, Tashkent, Langchow) give :

$$\delta = 1.141 \pm 0.002$$

This difference in accordance with other observations collected by Melchior in his general catalogue. More details are given in N.Pariisky report for the upper mantle section.

The most precise and long observations in Tashkent and Frunze carried out with two gravimeters simultaneously during half a year on each station show the resonance effect between diurnal tides and the new diurnal nutation in accordance with M.S.Molodensky theory.

Thus in Tashkent 64 analysis by Pertsev and Lecolazet methods gave as a mean for two gravimeters.

$$\Delta = \delta (O_1) - \delta (K_1) = \pm 0,027 \pm 0,003,$$

and at Frunze 39 analysis by Pertsev method gives also for both gravimeters :

$$\Delta = \delta (O_1) - \delta (K_1) = + 0.025 \pm 0,003.$$

A small increase in precision we hope will permit to make more precise our knowledge of the oblateness of the Earth's core and density distribution inside the Earth. More details are presented in N.Pariisky report for Earth-Tides commission.

C. Observations of tidal tilts changes.

Tidal changes of tilts during the reported period were carried out in 11 districts (19 stations) [Talgar near Alma Ata, Podolsk near Moscow, Kandara near Dushanbe, Askhabad, Poltava, Shmakovo (Krivoi Rog), Inguletz and Chistjakovo (Donbass), Kalush (Karpadian highland), Kasan, Prjibram near Prague]. New results together with the old ones analysed anew are given in table I.

T a b l e I
Tidal Tilts observations results for M₂ wave

Year	Station	N - S $\gamma \quad s\phi$	O - W $\gamma \quad s\phi$	Number Month series	Instru- ment	Analysis method
1959	Talgar I Alma Ata 2	0,716 - 0,5	0,725 + 9,4	12	OI	Pertsev
1959	Kondara 3	0,798 - 3,2	0,639 - 3.0	6	OI	"
1957 1959	Ashkhabad I	0,571 - 6.1	0.722 - 7.2	10	OI	"
1958 1959	Poltava I	0,681 - 7.5	0.697 + 0,5	6	RL	Matvéev
1958	Shmakovo	0.589 - 7.5	0.718 + 2.1	6	RL	"
1960	Prjibram	0.664 - 5.8	0.702 - 10.9	4	OII	Pertsev
	OI - tiltmeters A.E.Ostrovsky I-model OII " " 2-model RL - horizontal pendulums Repsold-Levitsky system.					

Divergences of γ factors between different stations are much larger (some times they are different even inside the same gallery) as for δ factors. Tidal changes of tilts are very sensitive to local properties of Earth's crust and faults.

According to P.S. Matvéev's analysis of tilts observations carried out at three stations in Ukraine (Poltava, Shmakovo, Inguletz) the anomalous tilt ellipses have the great axes orientated nearly in N-S direction and increase in dimensions to the south stations.

The question of the scale unhomogeneities of the crust influencing the tidal tilts is to be solved.

RESONANCE BETWEEN EARTH-TIDES AND THE NEW DIURNAL NUTATION OF THE EARTH

by

N.N. Piriisky

(Institute of Terrestrial Physics, Moscow)

The possibility of the existence of a free diurnal nutation for the Earth with a liquid oblate core was discovered theoretically nearly simultaneously and independently by F.A.Sludsky and S.S.Hough as early as 1895. Both papers were printed in 1896. A more detailed investigation of this phenomena for an Earth model consisting of rigid envelope and a liquid oblate core (the motions inside it being a little schematised) was performed by H.Poincare.

Diurnal nutation for the more real Earth models with compressible heterogeneous mantle and two simplified core models were discussed by H.Jeffreys and R.Vicente in 1957.

In 1961 M.S.Molodensky worked out a new unified theory of nutational motions of the Earth and the diurnal tides for a heterogeneous Earth with a complex liquid core. Unlike the theory of H.Jeffreys and R.Vicente the problem was solved using a coordinate system fastened to the nutationally moving envelope and not by a variational method, but by a direct one. M.S.Molodensky found a set of independent solutions of differential equations by numerical integration on an electronic computer machine and using their linear combinations received a solution fitting to all boundary conditions on the external surface and all the internal division surfaces and at the centre. This method is practically strict as a special attention was taken for the precision of numerical integration.

Two models with sloghly different envelopes and extremely different cores were designed. First model (MI) had a liquid core with density changing according to the adiabatic compressibility law. The second (MII) contained inside the liquid core a little central rigid core according to Guttenberg with a density near 23 g/cm^3 .

The computed frequency of diurnal nutation for both models turned to be almost the same. The nutational period for the first model was $7^{\text{m}}00^{\text{s}}$ shorter than a solar day, and $7^{\text{m}}02^{\text{s}}$ for the second one. The same investigation contains the computations of a resonance effect between the diurnal nutation and diurnal Earth-Tides. The Love numbers h and k , determining the radial deformations and indirect potential changes on Earth Surface turned out to be dependent upon the frequency of the wave, and the more strongly the nearer the frequency of the wave is to the frequency of free nutation (period T). The combination of Love numbers :

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

received from observations should be smaller for waves having periods near, but greater than T_0 , and vice versa.

This "resonance" effect takes place only if the Earth has a liquid core not participating in the nutational motions. If liquid, but taking part in nutations the δ values would be nearly constant for all waves and in accordance with statical Tides-theory.

In the tidal potential there are only two big diurnal waves convenient for testing this resonance theory. First one, - K_1 wave (principal luni-solar declinational wave) with a period nearly a sidereal day, only 3^m06^s longer than T_0 . For this wave the resonance effect is appreciable. The second wave - O_1 (of principal lunar diurnal tide) has a period of 25^h49^m far longer than T_0 , and the resonance effect for this wave is nearly negligible.

The difference of δ values for the waves O_1 and K_1 , as computed by M.S.Molodensky for his two models is :

$$\text{Model MI : } \Lambda = \delta(O_1) - \delta(K_1) = + 0,023$$

$$\text{Model MII : } \Lambda = \delta(O_1) - \delta(K_1) = + 0,022$$

A comparison with observations can be made, but extremely elaborate and long observations with the best gravimeters are required.

We have received this difference Λ carrying out half-year continuous observations with two Askania gravimeters simultaneously at each of two stations : the Tashkent Astronomical Observatory from XI 1959 till V 1960 and in Frunze at the seismological station of our Earth-Physics Institute from X 1960 till VI 1961 both in Central Asia. Harmonic analysis was carried out by B.Pertsev's method, with 10-day interval between successive analysed series. Tashkent observations were analysed also by Lecolazet's method. Electronic computing machine was used. The results are given in table 1.

T a b l e 1
 $\Lambda = \delta(O_1) - \delta(K_1)$

Station	Gravi- meter GS 11	Analysis number	Analysis method	Λ	p.e.
Tashkent	134	16	Pertsev	+ 0,026	$\pm 0,003_8$
	134	16	Lecolazet	+ 0.021	$\pm 0.004_7$
	134	32	P + L	+ 0.024	$\pm 0.003_0$
	126	16	Pertsev	+ 0.029	$\pm 0.003_9$
	126	16	Lecolazet	+ 0.032	$\pm 0.004_9$
	126	32	P + L	+ 0.030	$\pm 0.003_1$
Tashkent	134 + 126	64	P + L	<u>+ 0.027</u>	± 0.003
Frunze	134	21	Pertsev	+ 0.025	$\pm 0.003_3$
	126	18	Pertsev	+ 0.024	$\pm 0.005_4$
Frunze	126 + 134	39	P	<u>+ 0.025</u>	± 0.003
Tashkent + Frunze	126 + 134	103	Mean	<u>+ 0.026</u>	± 0.002

A small difference of δ values for P_1 and K_1 waves was not taken into account when wave P_1 was excluded to receive $\delta(K_1)$.

This does not matter as in the mean for half a year the influence of this difference is eliminated. The influence of the errors in the recording scale is partly eliminated in Δ values, as the amplitudes of O_1 and K_1 waves are not very different : $A(O_1) = 31 \mu\text{gl}$, $A(K_1) = 43 \mu\text{gl}$.

In the mean for both stations we received :

$$\Delta = \delta(O_1) - \delta(K_1) = 0.026 \pm 0.002$$

in accordance with M.S.Molodensky's theory within the observational errors.

The probable error of Δ corresponds to the precision of $\pm 0.1 \mu\text{gl}$ or 1.10^{-10} g .

Our observations confirm the presence of resonance between diurnal tides and diurnal Earth's nutation in accordance with the theoretical investigations of M.S.Molodensky, H.Jeffreys and R.Vicente. A small augmentation of accuracy of Earth-Tides observations gives hope to make more precise the models of internal constitution of the Earth, receiving some information on oblateness and inertia moment of the Earth's core.

N.A.Popov at Poltava analysing his 23-years zenith-telescope observations of two bright zenith stars received the amplitude for diurnal nutation equal to $0''020 \pm 0''004$ assuming its period T_0 according to M.S.Molodensky's computations.

The observations and analysis giving the results here reported are due to the members of Earth Physics Institute Staff : B.P.Pertsev, D.G.Gridnev, V.A.Volkov, M.V.Kramer, S.N.Barsenkov and the reporter. V.V.Jarkov, M.V.Ivanova and P.A.Skuinsh helped in calculations and observations. The Analysis of Tashkent observations by Lecolazet method was carried out by Ju.K.Saricheva, member of Geological and Geophysical Institute of Siberian section of Academy of Sciences of the USSR.

THE REGIONAL HETEROGENEITY OF THE MANTLE AS REVEALED BY EARTH TIDES OBSERVATIONS

by

N.N. Pariisky

(Institute of Terrestrial Physics, Moscow)

The Earth-Tides method gives a new information for studying the Earth's interior. The most accurate information about the tidal deformations is received measuring the corresponding gravity changes on the Earth's surface.

Modern highly sensitive gravimeters, working for a long time in stationary conditions at present permit to receive the amplitudes of the main waves of tidal gravity changes with an accuracy of about 0.5 %.

Tidal forces are composed of a great number of periodical waves. Each of them had a corresponding periodical gravity change wave.

The main waves not disturbed according to M.S. Molodensky by a resonance effect with a recently discovered diurnal nutation are : the semi-diurnal waves M_2 and S_2 and a diurnal wave O_1 (with a period of $25^h 49^m$).

If the distribution of density and elastic properties inside the Earth were spherically or spheroidally symmetrical, as is usually accepted, the amplitudes of every gravity wave on the same latitude would be equal.

Moreover, the relative amplitudes δ of each wave (the ratio of the observed amplitude A_B of gravity changes to the theoretical amplitude A_T on the surface of rigid Earth for the same wave) would be constant at every point of the Earth's surface irrespective of latitude or longitude

$$\delta = \frac{A_B}{A_T} = 1 + h - \frac{3}{2}k \approx 1 + \frac{1}{4}h = \text{const.}$$

where h and k are the Love numbers.

h - is a ratio of the real tidal displacement of the Earth surface to the displacement of the equipotential surface of the direct tidal potential or to the displacement of an ideal ocean surface covering the whole Earth considered as rigid.

During the last 5 years the members of Internal constitution of the Earth Section of O. Schmidt Earth-Physics Institute Academy of Sciences of the USSR (J.S. Dobrokhotov, B.P. Pertsev, M.V. Kramer, D.G. Grodnev, V.A. Volkov, S.N. Barsenkov, M.V. Ivanova, A.B. Rileeva and the present author in collaboration with local research workers - J.K. Saricheva, P.A. Skuinge, V.J. Lisenko, B.D. Belikov) carried out long series of tidal gravity observations at 9 stations of Central Asia and European part of the USSR. For 7 stations the mathematical treatment of observations has been concluded.

All the observations were carried out with the same type of gravimeters (Askania GS11 Nrs 124, 126, 134, 135) and with uniform methods of observations and treatment. On each station two gravimeters were working simultaneously.

Special attention was paid to the scale calibration of the gravimeters. For the control of Askania calibrating coefficients two special gravimetrical bases were made. A vertical one in Moscow University building with a range equal to 40 mgl and the second, a horizontal one near Leningrad with gravity differences up to 34 mgl. Measurements showed good agreement (inside 0,5 %) with Askania coefficients, received by the method of bead displacements. The comparison of two gravimeters with a Worden gravimeter (in USA calibrating system) on a base near Alma Ata with a range of 115 mgl gave the discrepancy of 0.12 % for one gravimeter and 0.26 % for the second. So during the following observations only the bead method was used giving the control of the constancy of calibrating coefficients higher than 0.1 %.

We can judge about the stability of gravimeters sensibility and the precision of its control by the data in table 1, giving the values of one scale division of the measuring spring (spindel) in mgl, as determined by bead displacement method.

Table 1

Values of one spindel division in mgl.

Station	GS 11, N° 134	GS 11, N° 126
Krasnaja Pakhra (near Moscow)	7.077 + 002	7.250 + 002
Alma Ata	7.064 + 005	7.258 + 004
Tashkent	7.069 + 001	7.254 + 001
Frunze	7.068 + 004	7.250 + 001

As a result of these observations we discovered a systematic difference between δ values received in the European part of the USSR (Pulkovo, Krasnaja Pakhra near Moscow, Astronomical Observatory of the Academy of Sciences of Ukraine at Goloseevo near Kiev) and in Central Asia (Alma Ata, Tashkent, Frunze and Langchow in Central China) reaching up to 4 %.

The mean results for δ values with its probable errors are given in table 2 (after removing a correction for inertional term).

T a b l e 2

$$\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k \text{ for different stations}$$

Station	M ₂	S ₂	O ₁	(M ₂ , S ₂ , O ₁)
Pulkovo	1.234 ±11	1.213 ±31	1.179 ± 5	1.209 ±11
K.Pakhra	1.184 ±11	1.180 ±16	1.143 ±11	1.169 ± 9
Kiev	1.191 ±11	1.235 ±10	1.163 ±12	1.196 ±10
Mean for European part USSR	1.203 ±10	1.209 ±10	1.162 ± 7	1.191 ± 8
Alma Ata	1.135 ± 3	1.133 ± 5	1.143 ± 8	1.137 ± 2
Tashkent	1.144 ± 2	1.137 ± 3	1.157 ± 3	1.146 ± 5
Frunze	1.154 ± 3	1.121 ± 5	1.156 ± 4	1.144 ± 8
Langchow	1.144 ± 8	1.130 ± 8	1.137 ± 8	1.137 ± 3
Mean for Cent. Asia	1.144 ± 3	1.130 ± 3	1.148 ± 3	1.141 ± 2

As it is seen from this table the mean δ values in the European part are systematically higher than the δ values for Central Asia. The difference is equal to 0.050 ± 0.008 or 4.3 %.

The mean values in table 2 are computed without weights. Giving the δ values of waves S₂ a weight of $\frac{1}{2}$, according to its smaller amplitude, we receive the difference for δ value in two regions equal to 0.045 or 3.8 %.

Such a difference greatly exceeds the calibration errors. As was mentioned the errors of spindel calibration are smaller than 0.1 %, and the probable errors of recording scale are smaller than 1 %, as many scale calibrations are made during long observation series on each station.

The difference of up 4 % in δ values in two regions correspond to much greater relative difference of amplitudes of the tidal deformations and rigidity modulus.

Such a difference of δ values can not be explained by the properties of crust structure or the depth of Moho surface as in 4 studied regions of Central Asia the crust structure is quite different but the δ values are nearly equal. The same can be said about the European stations.

It should be noted that (contrary tidal gravity changes) the tidal tilts of the Earth's surface relative to plumb line defined by γ value show a striking difference in Central Asia as well as in Europe, as is seen in table 3.

Table 3

$$\gamma = 1 + k - h \approx 1 - \frac{h}{2} \text{ for } M_2 \text{ wave}$$

Station	$\gamma(N - S)$	$\gamma(E - W)$
Alma-Ata 2 / Talgar 1 /	0.716	0.725
Kandara 3 / Dushanbe /	0.798	0.639
Ashkhabad	0.571	0.722
Shmakovo / Ukraine /	0.589	0.718
Poltava	0.681	0.697

It seems that tidal tilts depend upon more shallow and more small scale heterogeneities of Earth surface layers. Elucidation of this question is a current problem.

A regular global tidal wave traversing through different regions change its amplitude smoother but undergoes smaller local changes manifested by differences of tilt amplitudes.

If we choose the stations where $\gamma(N - S)$ is nearly equal to $\gamma(E - W)$, as Alma Ata and Poltava, we can see, that tidal tilt measurements also indicate on the smaller relative radial tidal deformation in Central Asia as compared with Poltava.

Distinction between tidal deformations in Europe and Asia is confirmed, as shown by P.Melchior, by many European and Asiatic observations.

In table 4 we show some results for wave M_2 from P.Melchior's general Earth tide catalogue, extracting only the results for long series of observation, without taking into account of inertional term.

Table 4

$$\delta = 1 + h - \frac{3}{2} k \text{ for the wave } M_2$$

Asia	Tashkent	1.148	Europa	Strasbourg	1.196
	Alma Ata	1.139		Uccle	1.188
	Frunze	1.158		Paris	1.196
	Langchow	1.148		Genova	1.200
	Téhéran	1.141		Borovichi	1.227
	Chiba	1.145		Pulkovo	1.238
	Delhi	1.153		Kr. Pakhra	1.188
	Kyoto	1.140		Kiev	1.195
Mean		1.147			1.204
		± 2			± 4

It is important to carry out long series of tidal gravity observations on other continents, far from oceanic shores to reveal more details about the elastic heterogeneity of the mantle.

L'ETUDE DES ANOMALIES DES INCLINAISONS DE MAREE DE LA SURFACE TERRESTRE EN UKRAINE

par

P.S. Matvéev

(Observatoire Gravimétrique de l'Académie des Sciences de la R.S.S. d'Ukraine, Poltava).

Les inclinaisons de marée de la surface terrestre enregistrées dans les stations situées loin des bords des continents ne sont pas perturbées ou ne sont guère perturbées par les effets indirects des marées océaniques. Grâce à cela, les valeurs du coefficient de réduction γ et du retard de phase κ obtenues dans ces stations présentent un grand intérêt scientifique pour l'étude de la structure interne du globe et pour la résolution d'autres problèmes géophysiques.

Avant tout, l'accumulation de telles données ouvre la voie pour la précision de la valeur globale du coefficient γ qui caractérise la déformation de marée du globe pris dans son ensemble. Une autre question importante qui pourra probablement être sous peu résolue sur la base de telles données est l'éclaircissement du mécanisme des influences tectoniques sur la déformation de marée de la surface terrestre et l'élaboration d'une nouvelle méthode d'étude de quelques particularités de la structure profonde de la croûte terrestre et des couches supérieures du manteau.

En tenant compte de ces deux applications éventuelles des résultats obtenus, nous avons procédé dès la fin de 1957 à la réalisation d'observations clinométriques le long du profil traversant Poltava et Krivoï Rog vers Kherson. Les stations clinométriques de Poltava, Chmakovo et Ingoulets installées au cours de ces dernières années sur le territoire de l'Ukraine sont les premières stations de ce profil choisi perpendiculairement à la ceinture du plissement alpin. Dans le présent rapport nous donnons pour chacune de trois stations les résultats préliminaires pour les valeurs γ et κ (à partir de l'onde M_2) obtenus d'après notre méthode [1] et nous examinons les anomalies des inclinaisons de marée de la surface terrestre calculées sur la base de ces résultats.

A Poltava, la nouvelle série d'observations clinométriques a commencé en juillet 1958. On a réalisé ici les observations à l'aide des clinomètres photoélectriques construits par A.E. Ostrovski. Les appareils sont installés dans une des caves de l'Observatoire Gravimétrique à la profondeur de 4 mètres.

Les pendules horizontaux Repsold-Lévitski installés dans une mine à la profondeur de 237 mètres ont été utilisés à Chmakovo. Les observations clinométriques régulières ont été commencées là en janvier 1958 et ont été terminées en février 1960.

A Ingoulets on utilise les appareils retirés de la station de Chmakovo. La profondeur de la première chambre où on a mené les observations en 1961-1962 est 260 mètres. On se propose de poursuivre les observations dans cette station dans une deuxième chambre située dans la même mine à la profondeur 129 mètres.

Les valeurs préliminaires de γ et de κ obtenues par l'analyse harmonique sont données dans le tableau. Les erreurs quadratiques moyennes de ces valeurs, les époques moyennes et le nombre n des séries mensuelles des données d'observation analysées sont données dans le même tableau.

La valeur positive de κ correspond au retard de la marée terrestre observée par rapport à la marée théorique.

La confrontation des résultats obtenus montre clairement l'inégalité des valeurs de γ . Dans chacune des trois stations, les valeurs de ce coefficient dans la direction du méridien sont sensiblement moindres que dans la direction du premier vertical. On ne peut pas expliquer une telle inégalité des valeurs γ par les erreurs d'observation. De même, on ne peut attribuer cette inégalité à l'influence des marées océaniques parce que les stations considérées sont situées loin des rives océaniques. C'est pourquoi il nous reste à supposer que l'influence de quelques particularités de la structure de l'écorce terrestre est, probablement, le facteur principal perturbant la déformation de marée de la surface terrestre dans chacune des trois stations.

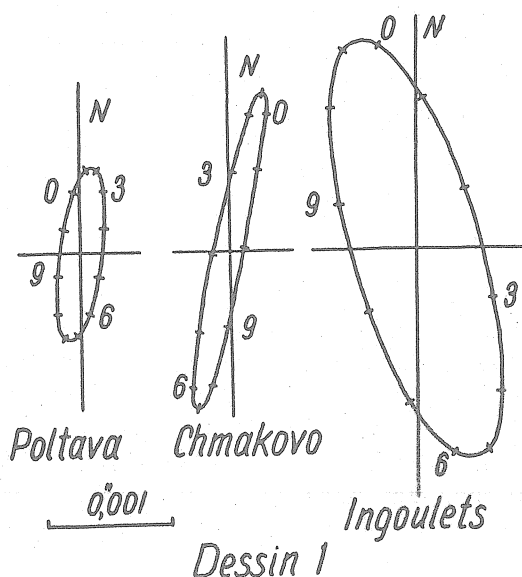
Station	Epoque	n	Composante	γ	κ (+ = retard)
Poltava	1958-1959	9	NS	$0,659 \pm 0,021$	$- 5,57 \pm 2,08$
			EW	$0,702 \pm 0,018$	$- 0,49 \pm 2,37$
Chmakovo	1958	6	NS	$0,589 \pm 0,007$	$- 7,54 \pm 1,19$
			EW	$0,718 \pm 0,008$	$+ 2,12 \pm 0,60$
Ingoulets	1961	3	NS	$0,515 \pm 0,007$	$+ 5,27 \pm 1,23$
			EW	$0,662 \pm 0,011$	$- 2,43 \pm 0,12$

Pour mieux saisir la liaison entre les inclinaisons de caractère perturbant de la surface terrestre et les particularités supposées de la structure tectonique des régions voisines nous avons calculé sous la forme vectorielle et pour chaque station les anomalies des inclinaisons de marée $\Delta\eta$ d'après la formule :

$$\Delta\eta = \eta_H - \gamma_0 \cdot \eta_T,$$

où η_H et η_T sont respectivement les inclinaisons de la surface terrestre observée et théorique, et où γ_0 est la valeur la plus probable (globale) du coefficient de réduction que nous avons posé égal à 0,72.

Les graphiques des anomalies sont présentés sur le dessin I.



Les particularités importantes des anomalies décélérées doivent être spécialement notées :

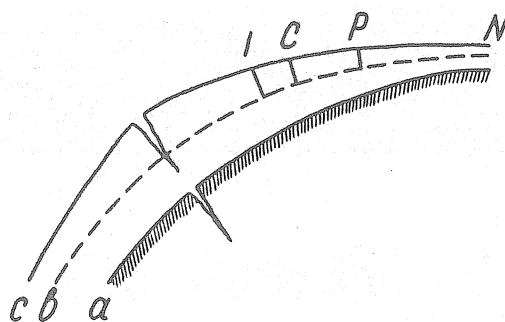
- 1) similitude d'orientation des grands axes des ellipses d'anomalie ;
- 2) accroissement des anomalies de station en station avec le déplacement vers le Sud ;
- 3) simultanéité des inclinaisons anormales de la surface terrestre vers le Nord qui ont lieu peu de temps (approximativement une heure) après la culmination de la Lune aux méridiens des stations correspondantes.

Toutes les particularités des anomalies mentionnées montrent que la perturbation provoquant l'apparition des anomalies présente un caractère régional. En outre, la deuxième particularité des anomalies donne l'indication supplémentaire que quelques traits de la structure de l'écorce terrestre et du manteau supérieur à l'influence desquels nous sommes fondés d'attribuer l'apparition des anomalies sont propres aux régions situées vers le Sud des stations d'observation.

Certains auteurs [2] expliquent l'apparition des anomalies analogues sur d'autres stations par l'influence de différentes structures géologiques. Nous avons parlé aussi de l'influence de la ceinture du plissement alpin quand nous avons entrepris la tentative d'interpréter l'anomalie des inclinaisons à Chmakovo [3]. A présent, après avoir utilisé de nouvelles données expérimentales nous pouvons répéter avec plus d'assurance l'hypothèse que nous avons émise plus tôt.

A notre avis, les anomalies des inclinaisons de marée décélérées à Poltava, à Chmakovo et à Ingoulets sont déterminées par l'influence de la partie connexe de la ceinture Transasiatique-Méditerranéenne et, en particulier, de la zone de cette ceinture qui comprend Kopet-Dag, Caucase, la dépression de la mer Noire, les Balkans, les Carpathes etc. La présence dans cette zone du réseau fort développé de discontinuités profondes doit augmenter la flexibilité de l'écorce terrestre et des couches plus profondes sous l'action des forces génératrices de marées dans la direction perpendiculaire à l'étendue de la zone. Dans ce cas, au cours de la déformation de marée, la surface terrestre doit subir les courbures le long de l'axe coïncidant avec l'étendue de la zone.

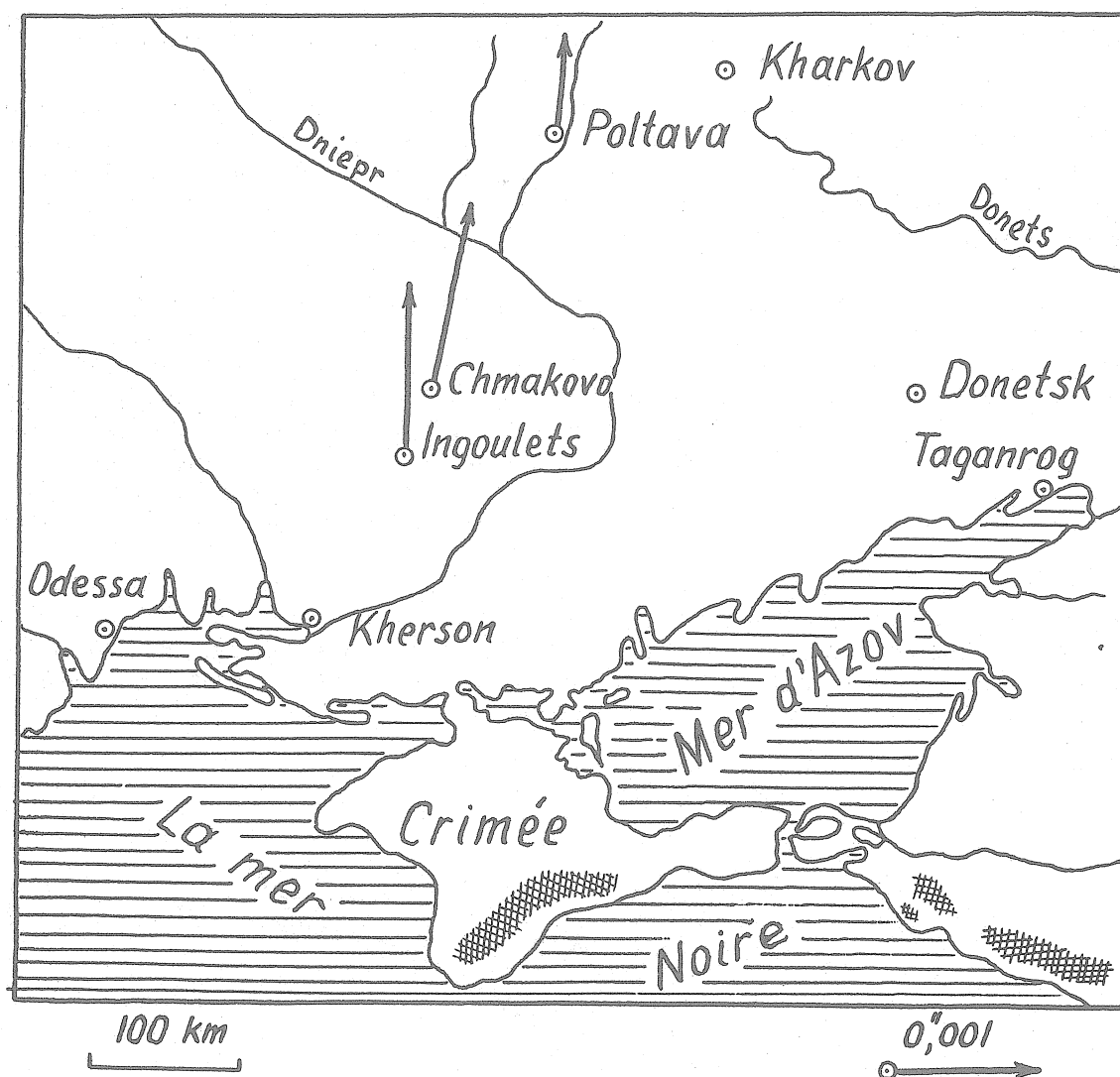
Ce mécanisme de l'influence tectonique régionale pour la situation des stations d'observation par rapport à la zone du plissement alpin est représenté dans le dessin 2, où a est la surface de la Terre non déformée, b est la surface de la déformation correspondant à la marée terrestre normale et c est la surface de la Terre déformée par la marée terrestre réelle. La zone des cassures allongée en latitude est représentée par la crevasse.



Dessin 2

Après l'examen de cette notion schématique sur le mécanisme éventuel de l'influence tectonique régionale on peut déduire que dans chacune des trois stations l'anomalie doit être orientée dans le voisinage du méridien et doit augmenter avec le déplacement vers le Sud. La plus grande inclinaison vers le Nord doit se révéler au moment proche de la culmination de la Lune quand le territoire situé vers le Sud des stations d'observation considérées monte sur la protubérance de la marée terrestre.

Ces effets s'accordent bien avec les particularités des anomalies mentionnées. La représentation vectorielle des déclinaisons anormales pour 1 h. heure locale lunaire, illustre de la manière la plus évidente le dernier de ces effets (dessin 3). Tout cela parle en faveur du mécanisme éventuel de l'influence tectonique tel qu'il est décrit ci-dessus.



Dessin 3

Il ne faut pas attacher actuellement d'importance spéciale à une certaine discordance en orientation du grand axe d'ellipse de l'anomalie à Ingoulets (dessin 1). En premier lieu, les données initiales pour cette station sont encore peu sûres. Deuxièmement, si à l'avenir avec la précision des données initiales la direction du grand axe d'ellipse de cette anomalie ne s'améliore pas en concordance, cela montrera que de faibles influences locales sont observées dans chaque station en plus de l'influence tectonique prédominante qui constitue une sorte de fond.

On peut espérer que l'étude méticuleuse ultérieure des anomalies des inclinaisons de marée le long du profil tracé et dans une série d'autres stations, permettra de préciser le mécanisme de l'influence tectonique sur la déformation de marée de la surface terrestre. Cela jettera les bases pour l'élaboration d'une nouvelle méthode d'examen de quelques particularités de la structure profonde de l'écorce terrestre et des couches encore plus profondes. La nouvelle méthode peut se révéler fort utile pour déterminer la profondeur effective de la cassure dans la continuité des roches le long de telle ou telle ligne tectonique et aussi pour le décèlement des zones des cassures profondes recouvertes de masses sédimentaires.

BIBLIOGRAPHIE.

1. P.S.MATVEEV
L'analyse harmonique de la série de 29 jours de marées terrestres.
Bull. d'Inform. Marées Terrestres, N° 31, 773-800, 15 février 1963.
 2. R.TOMASCHEK
The tides of the solid Earth and their geophysical and geological significance.
Nature, v. 173, N° 4395, pp. 143 - 145, 1954.
 3. P.S.MATVEEV
Résultats préliminaires des observations clinométriques de marées de la surface de terre à Tsmakovo.
Bull. d'Inform. Marées Terrestres, N° 27, pp. 629 - 640, 1 mars 1962.
-

THE SUPPOSED SCREENING EFFECT TO GRAVITY AND THE OBSERVATIONS IN KIEV DURING THE SOLAR ECLIPSE FEBRUARY 15th 1961

by

J.S. Dobrokhotoy

(Institute of Terrestrial Physics, Moscow.)

Assumptions that a screening effect to gravitational forces exists are frequently advanced. A simple method of examine this hypothesis is the direct observations of the gravitational forces during solar eclipses. Bottlinger [1] who studied influence of the lunar eclipses to the lunar orbit concluded that the screening effect had to be very minute. Therefore direct observations to reveal the supposed alterations of gravity during the eclipses could be only recently realized after designing very sensitive instruments.

The observations were performed by Brein [1] and Tomaschek [2] in 1954, Nakagawa [3] in 1958, Caputo [4], Sigl and Eberhard [5] in 1961. All except Brein came to the conclusion that screening effect, if it exists, is less than the disturbance level.

Brein with certain caution supposed that the small divergences in readings of his gravimeter during the eclipse could be explained by a screening effect. He estimated the screening factor to be $3 \cdot 10^{-5}$ cgs, i. e. the same value which had been proposed by Bottlinger. The contradiction in the conclusions made it desirable for further observations. From August 1960 a long period observations of the Earth tide was carried out in Kiev with two gravimeters (Askania) [6]. The observations involved a day of the partial Sun eclipse February 15th 1961 (in Kiev max. phase is 0.94, zenith distance is 67°). The disturbances were not very high and the observation conditions could be estimated as satisfactory ones.

The instrument records of the eclipse day presented in Fig. 1 and 2. It can reveal no particularities in these records which could be referred to the screening action. The particularities have to be better seen against a background of casual deviations from a curve which is a sum of the Earth tide and the instrumental drift. This curve expresses, consequently, the systematic part of readings.

The diurnal period of readings was used for calculations and it was symmetrical regarding the central moment of the eclipse. First, the drift was calculated by Pertzov's method [7] and smoothed. Afterwards the ordinates divided by ten-minutes intervals were corrected due to the drift. The Earth tide was then calculated using the zenith distances of the Moon and the Sun. Corrected ordinates were compared with the tide ones and as a result the probable values for the factor δ and the lag phases were obtained. The residuals were used as a base for the second approximation. It was further assumed that the systematic influence, which was not completely excluded from the first approximation, could be expressed as a sum of two waves having periods close to semi-diurnal and diurnal. The terms of the sum were developed into the linear form and coefficients were found by the method of the least squares. For each instrument 145 equations for 8 unknown quantities were compiled and solved with the help of the electronic computer. The values of the first approximation were corrected and the new series of casual residuals was determined. However the correction was not so detailed as to remove the sought effect. The residuals of the gravimeter readings are estimated as follows: the mean square value for N124 is ± 1.6 mgal and for N135 is ± 2.5 mgal; the last instrument is not so stable as the first one.

Fig. 3 shows the mean arithmetical values of residuals for both gravimeters. The graph of residuals is drawn for whole diurnal interval, but in Fig. 3 is shown only part of it in order to use a suitable scale ; the other parts of this graph have the same appearance. The mean square value of this series is $+ 1.8$ mgal.

The residuals of the eclipse interval are not distinguished from ones for other parts of Fig. 3. The screening effect consequently, cannot be more than the mean disturbances level that can be probably estimated as $+ 1.5 -- + 1.7$ mgal.

In order to establish the possible upper limit for the screening factor we built a model of the Sun divided into eight layers and used the density distribution by Schwarzschild. The model of the Moon was composed of five coaxial cylinders of different height. One orthogonal projection of both models was superposed on another ; overlapped areas were measured by planimeter. As a result, the form of the possible screening effect curve was found as well as the quantity that links vertical component of the hypothetical change in gravitational field and the screening factor. From this it was not difficult to find the meaning of the screening factor under condition that the screening effect would not be higher than 1.5 mgal. This quantity is $5-6 \cdot 10^{-15}$ cgs.

So if the existence of the screening effect is not denied the value $5 \cdot 10^{-15}$ cgs is to be taken as the upper limit for the screening factor. This assertion, in our point of view, is undoubted since conclusions of the authors named above do not contradict with it.

The further progress in such measurements might be possible, if instruments will have better sensitivity and the disturbances level will be considerably reduced. For gravimeter measurements it is important to have the zenith distance of the Sun as short as possible.

REFERENCES.

1. R. BREIN , Deutsche Geod. Kom. H. 34, 1957
2. R. TOMASCHEK, Nature, 175, 1955.
3. I. NAKAGAWA , Bul. Dis. Prev. Res. Inst. N 57, 1962.
4. M. CAPUTO , Communication de l'Obs. Roy. de Belgique, N° 188, 1961.
5. R. SIGL, O. EBERHARD , Ibid.
6. J. DOBROKHOTOV, N. PARIISKY, V. LISENKO, Ibid.
7. B. PERTZEV, Marées Terrestres Bul. d'Inform. N° 5, 1957.

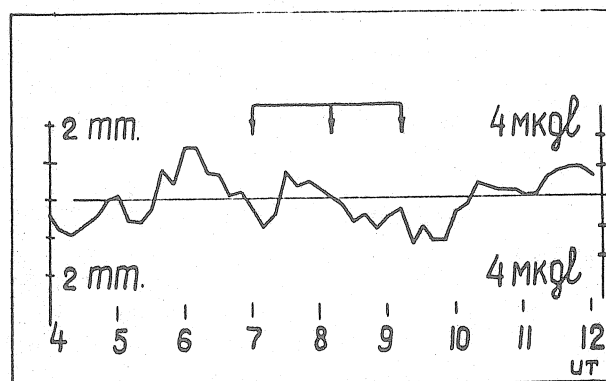


Fig 3

LA DETERMINATION DE LA NUTATION DIURNE A PARTIR DES OBSERVATIONS DES ETOILES BRILLANTES A POLTAVA

par

N.A. Popov

(Observatoire Gravimétrique de l'Académie des Sciences de l'URSS)

La valeur exacte de la période de l'oscillation de nutation du manteau de la Terre au noyau liquide a été obtenue théoriquement par le membre correspondant de l'Académie des Sciences de l'URSS : M.S.Molodenski. Grâce à cela, nous avons pu mettre quelques mesures pratiques à exécution pour déterminer immédiatement la valeur de l'amplitude de la nutation diurne à partir des observations astronomiques. Le prof. N.N.Pariiski a montré qu'on peut utiliser dans ce but les résultats des séries d'observations à longue durée de variations de latitude.

Dans cet article nous attirons l'attention sur quelques particularités des observations de latitude effectuées à Poltava qui nous ont servi de base pour nos recherches. Nous donnons la description en abrégé des calculs et les résultats conclus c'est-à-dire les valeurs numériques de l'amplitude et de la phase initiale de la nutation diurne ainsi que les erreurs moyennes sur ces valeurs. Outre cela, nous avons étudié la stabilité de l'amplitude dans le temps et nous avons obtenu, à notre avis, les données d'un certain intérêt.

Nous avons utilisé en tant que données initiales les résultats des observations de deux étoiles zénithales brillantes :

α Persei ($m = 1.9$, $\alpha = 3^h 22^m$, $\delta = 49^\circ 43' 40''$) et
 η Ursae Maj. ($m = 1.9$, $\alpha = 13^h 46^m$, $\delta = 49^\circ 30' 09''$).

L'auteur a commencé les observations de ces étoiles à l'aide de la lunette zénithale Zeiss (ouverture 135 mm, distance focale 1760 mm) à partir de 1939; elles continuent jusqu'à présent. Ainsi, nous avons analysé les résultats des observations de latitude qui ont été obtenus pendant 23 ans avec une interruption pendant la guerre.

Toutefois, la valeur de ces résultats ne réside pas seulement dans la grande durée d'observations. L'essentiel est qu'ils conviennent surtout pour la détermination des termes à courte période dans les variations de latitude. C'est sous ce rapport que les observations des étoiles brillantes ont certains avantages sur les observations habituelles de latitude d'après le programme en chaîne et cela en vertu des particularités suivantes :

1. On procède aux observations des étoiles brillantes pendant les heures différentes non seulement au cours de la nuit, mais dans la journée.
2. On peut poursuivre continuellement toute l'année les observations des mêmes étoiles grâce à quoi il n'y a nul besoin de lier les valeurs isolées de latitude à l'aide de la méthode en chaîne et d'introduire des corrections suscitées par l'imprécision des déclinaisons, tandis qu'en observant selon le programme habituel on ne peut pas s'en affranchir, puisque au fur et à mesure que les étoiles à observer se présentent à la lumière du jour on leur substitue de nouvelles étoiles dont les coordonnées contiennent leurs propres erreurs.

3. Les étoiles sont fort heureusement réparties en ascension droite : η Ursae Maj. culmine 10h24m après α Persei, c'est-à-dire à peu près dans un intervalle semi-diurne. Par conséquent, la variation ayant une période voisine de la période diurne doit se manifester dans les différences des latitudes obtenues au moyen de l'une ou de l'autre étoile séparément, avec une amplitude presque double. L'influence des mouvements principaux périodiques du pôle (annuel et chandlérien) est éliminée des différences.

La période de la nutation diurne libre T_0 obtenue par M.S. Molodenski pour le 2^{me} modèle du noyau de la Terre est égale à 23h56m54s (temps sidéral), Il s'ensuit que la vitesse de l'onde en un jour sidéral sera :

$$\theta = 360.77664$$

ou, en omettant la valeur d'une circonférence entière, nous aurons

$$\theta = 0.77664$$

Cela signifie que l'onde de nutation devance chaque jour sidéral de $0^\circ 77664$.

Si les oscillations de nutation du manteau terrestre ont effectivement lieu ainsi, une onde correspondante du type suivant doit se manifester dans les latitudes observées :

$$\Delta\phi = a \cos(\theta t - \alpha - \nu) \quad (1)$$

où ν est la phase initiale rapportée à une époque déterminée, t est le temps en jours sidéraux, c'est-à-dire le nombre de jours sidéraux qui se sont écoulés après l'époque initiale, α est l'ascension droite de l'étoile. Nous voyons donc, que selon les observations d'une même étoile au cours d'un long intervalle les variations diurnes de période T_0 se définiront sous forme d'une onde ayant une période près de 464 jours sidéraux, puisque en ce délai l'argument θt termine son cycle entier de variations.

Désignons la valeur instantanée de latitude obtenue d'après η Ursae Maj. par ϕ_1 , et d'après les observations de α Persei par ϕ_2 . Admettons que ces latitudes instantanées comportent, outre les termes périodiques principaux, encore le terme de nutation diurne (1). On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \psi_1 + f_1 + a \cos(\theta t - \alpha_1 + \nu) \\ \phi_2 &= \psi_2 + f_2 + a \cos(\theta t - \alpha_2 + \nu) \end{aligned} \quad (2)$$

où ψ_1 et ψ_2 sont les latitudes initiales (les valeurs constantes pour chaque cycle d'observations), f est la somme des termes périodiques (les composantes annuelle et chandlérienne).

La différence des expressions (2) donne :

$$\Delta\phi = \Delta\psi - 2a \sin \frac{1}{2}(\alpha_2 - \alpha_1) \cdot \sin(\theta t - \alpha_m + \nu)$$

où $\sin \frac{1}{2}(\alpha_2 - \alpha_1) = -0.9786$; $\alpha_m = \frac{1}{2}(\alpha_2 + \alpha_1)$

En ce qui concerne les différences $f_1 - f_2$ on peut les négliger ici puisque pendant l'intervalle entre les culminations des étoiles la valeur f change de moins de 0,001. Ainsi, on peut effectuer les calculs de la nutation diurne directement à partir des résultats des observations mêmes sans l'utilisation des autres données.

En désignant $\Delta \phi - \Delta \psi$ par l , nous avons finalement :

$$l = 1.957 a \sin (\theta t - a_m + \nu)$$

Ensuite nous obtenons l'équation qui peut être résolue par moindres carrés :

$$l = X \sin (\theta t - a_m) + Y \cos (\theta t - a_m) \quad (3)$$

Nous avons pu obtenir le terme libre l pour poser des équations de condition du type (3) seulement dans les cas où les observations des deux étoiles tombent à la même date ou à la date voisine. Nous n'avons pas utilisé dans ce but les observations isolées.

Pendant la période de juin 1939 à décembre 1962, nous avons obtenu 2427 différences de latitudes.

A partir du 1 juin 1939 ($t = 0$) nous avons calculé les valeurs des phases pour chaque date consécutive des observations en multipliant le nombre constant 0.77664 par $t_1, t_2, \dots, t_n$, c'est-à-dire par la quantité des jours sidéraux écoulés depuis l'époque initiale. Ensuite toutes les différences l ayant même phase, ont été réunies dans des groupes séparés et les moyennes ont été prises à une distance de 15° . En profitant de ces différences moyennes l_m nous avons posé 24 équations de condition du type (3) dont la résolution nous donne l'expression suivante de la nutation diurne

$$\begin{aligned} \Delta \phi &= 0.020 \cos (\theta t - \alpha + 99^\circ) \\ &\pm 0.004 \qquad \qquad \pm 10 \end{aligned}$$

Sur le graphique ci-dessous, les valeurs de la partie variable de la phase θt sont marquées sur l'axe des abscisses, tandis que sur l'axe des ordonnées sont indiquées les valeurs observées des différences moyennes. Il montre avec évidence que la dispersion des points n'est pas considérable. La sinusoïde lissée est tracée avec assez d'assurance. Mentionnons que la nutation diurne se manifeste avec une amplitude presque double dans les différences l comme il a été dit ci-dessus.

La valeur trouvée pour la nutation diurne (4) peut être considérée, à notre avis, comme tout à fait réelle puisque l'erreur moyenne de sa définition est assez petite. De plus la phase initiale de l'onde ayant une amplitude si petite est définie avec une précision suffisante. Toutefois, pour nous assurer de ce que l'onde décelée n'est pas un effet de la combinaison aléatoire des erreurs, nous avons appliqué encore une méthode d'appréciation.

La bonne réitération de l'effet dans toutes les séries ultérieures d'observations peut servir pour juger la sûreté du résultat obtenu. Ayant cela en vue, nous avons divisé toutes les données d'observations en deux intervalles à peu près égaux en durée, en tenant compte de l'admissibilité de ce procédé du point de vue de la précision. Après les calculs analogues, nous avons obtenu :

$$\begin{aligned} \text{1er intervalle (1939 - 1949)} \quad \Delta \phi &= 0.023 \cos (\theta t - \alpha - 89^\circ) \\ \text{2ème intervalle (1950 - 1962)} \quad \Delta \phi &= 0.018 \cos (\theta t - \alpha - 102^\circ) \end{aligned}$$

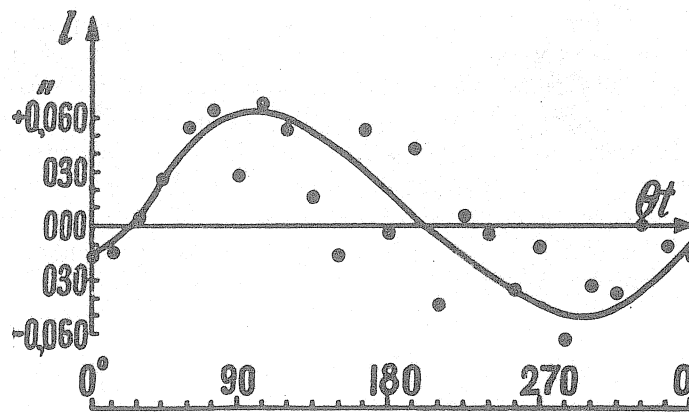
La similitude des amplitudes et des phases initiales reportées à la même époque initiale est tout à fait suffisante. Cela témoigne aussi en faveur de la réalité de ce phénomène.

Puisque le 2^{me} intervalle comporte un nombre d'observations deux fois plus grand que le 1^{er}, il a paru profitable de diviser le 2^{me} en deux nouvelles séries égales en nombre d'observations. Les résultats obtenus sont donnés ci-dessous :

L'intervalle des observations	L'amplitude	La phase initiale à 1. VI. 1939
1939 - 1949	0.023	89°
1950 - 1956	0.009	128
1956 - 1962	0.033	93
En moyenne	0.020	99

L'analyse des résultats présentés dans ce tableau nous montre que même après la division des données d'observations en trois parties, l'onde décelée existe dans chacune d'elles. A partir des observations en 1939 - 1949 et en 1956 - 1962 nous obtenons une bonne similitude des amplitudes et surtout des phases initiales.

En ce qui concerne les observations en 1950 - 1956, nous avons obtenu une amplitude très petite et par conséquent peu précise. Ainsi, il est difficile de se prononcer avec sûreté sur cette série d'observations. Il est probable que ces observations sont affectées par l'influence des erreurs systématiques dans une plus grande mesure que les autres. Certes, il n'est pas exclu que l'amplitude de la nutation diurne varie probablement avec le temps et qu'en ces années elle serait précisément minimum. Tout cela exige des recherches supplémentaires, des vérifications et des confirmations.



TIDAL OBSERVATIONS AT AUSTIN, TEXAS IN 1960 and 1961

by

H.N. Clarkson

(LaCoste and Romberg Gravity Meters, Austin Texas).

LaCoste and Romberg have built five earth tide gravity meters for studies of the tides in the solid earth. The first of these was built in 1953.¹ A second instrument built in 1956 had a number of very important improvements.² These instruments are self reading with continuous strip chart recording. In comparison test the accuracy proved to be better than one microgal.

Three very much improved instruments have been put into operation since 1957. One of these instruments is owned by the Institute of Geophysics in Paris. The work being conducted with this meter is under the supervision of Dr. G. Jobert.³ The remaining two instruments are owned by the Institute of Geophysics at U.C.L.A. Under the direction of Dr. Louis Slichter a number of important studies of earth tides have been made with the data obtained from these two instruments and the older No. 2 instrument. Using two of these instruments the U.C.L.A. group undertook a world wide study of the earth tides during the IGY⁴. The most ambitious undertaking that has been attempted with an earth tide gravity meter was made in 1961 by Mr. C.L. Hager of the U.C.L.A. group. Measurements were made during a total eclipse with earth tide meter No 6. The accuracy obtained in these measurements was of the order of 1/40 of a microgal. Probably the most interesting and original results obtained from earth tide observations were obtained following the large Chilean earthquake in May 1960 by Dr. J.C. Harrison^{5,6} who was associated with the U.C.L.A. institute at that time. By employing a special type of analysis to the data an accuracy of .006 microgals was obtained.

The data used in the present study was obtained from earth tide gravity meter undergoing test in the laboratory at LaCoste and Romberg. The No. 2 earth tide meter had suffered an accident in the process of being shipped back to LaCoste and Romberg. Prior to February 1, 1962 the data is bad because of errors that were found in the calibration of the No. 2 instrument which had been used in obtaining most of the data in 1961.

In January 1962 meter No. 1 was put back into service at LaCoste and Romberg. The new type electronic circuits were used with it and measurements made after that date should have a high degree of accuracy in amplitude. However due to failure in the second servo loop a time lag of about 8 to 10 minutes occurred in the data in the summer of 1962. This was corrected in the early part of September. On the average most of the data that has been obtained since the 15th of September 1962 should be accurate to within one microgal and should not show a time lag greater than two minutes. Errors that occur in the data can in general be accounted for by the methods employed in the laboratory in obtaining the data and operating the instrument. In general the time scale is not checked more often than once a day. The levels are not checked more often than every two or

three days. The meter is not kept on heat during a power failure which results in poor data for several hours after such a failure. No attempt is made to read the instrument any closer than the nearest microgal.

The LaCoste and Romberg earth tide gravity meter is a selfreading selfnulling continuous recording gravity meter. The optical system which is described in 1956² is drift-free and independent of small changes in line voltage or power supply voltages. By means of this optical system a deflection of the beam of (5×10^{-7} in.) can be detected. The self-nulling part of the instrument incorporates two tachometer controlled servo systems. The usual servo loop will either produce hunting or a time lag depending on the parameters of the circuit. In the LaCoste and Romberg instrument the main servo is adjusted to operate with a time lag of about 6 to 8 minutes, this produces a very stable response. This time lag is removed by means of a second servo system operating as an integral servo. The error signal occurring due to the time lag in the main servo operates the integral servo. The integral servo in turn causes the main servo to correct the time lag which has been introduced in the operation of the main servo loop. The only time lag that can occur in the system results from the electric filtering and the time constant of the gravity meter. This total lag amounts to about 40 sec.

Since the LaCoste and Romberg meters is continuously nulled, the length of the spring is maintained constant to less than (10^{-6} inches), whereas, if the instrument were used to measure the earth tide by observing the deflection of the beam, the spring would have to change length by approximately (.003 in.) This change in length would produce considerable hysteresis in the spring. The error resulting from this hysteresis would be mainly an amplitude dependent time lag.

Each spring used in a LaCoste and Romberg meter has a thermo elastic coefficient which is zero at some temperature above room temperature (usually about 50° C). This temperature is referred to as the best operating temperature for the meter. This optimum temperature is accurately determined in the laboratory for each instrument and the instrument is then thermostated near this temperature. In the case of earth tide meters this temperature is kept constant to better than $.01^{\circ}$ C by means of a mercury thermostat with an auxiliary heater winding. This auxiliary heater is wound around the thermostat itself and is supplied with heat energy each time the heat is applied to the main heater which is wound around the heater box. The amount of energy supplied to the auxiliary winding is adjusted to produce a short but very stable heat cycle. In addition the surroundings are thermostated by means of a second thermostated box. Measurements indicate that any errors that might result from thermal changes are below the best obtained accuracy. (.006 microgal).

B I B L I O G R A P H Y

1. CLARKSON, H.N. and L.J.B. LACOSTE
An Improved Instrument for Measurement of Tidal Variations in Gravity.
Trans. Amer. Geophys Union 37, 266-272, 1956.
 2. CLARKSON, H.N. and L.J.B. LACOSTE
An Improved Instrument for Measurement of Tidal Variations in Gravity,
Trans. Amer. Geophys., Union 38, 8-16, 1957.
 3. JOBERT G.
Résultats Obtenus à l'aide du Gravimètre LaCoste-Romberg N°. 5 à Paris en 1958-59.
IIIème Symposium Marées Terrestres, Trieste 1959.
 4. LONGMAN I.M.
The Interpolation of Earth Tide Records.
Trans. Am. Geophysical Union 65, 3801-3803, 1960.
 5. H.BENIOFF, J.C.HARRISON, L.LACOSTE, H.H.MUNK and L.B.SLICHTER
Searching for the Earth's Free Oscillation.
Trans. Am. Geophys. Union 64, 1334-1337, 1959.
 6. N.F.NESS, J.C.HARRISON and L.B.SLICHTER
Observation of the Free Oscillation of the Earth
Trans. Am. Geophys. Union, 66, 621-629, 1961.
-

DAS VERTIKALPENDEL ANSTELLE DES HORIZONTALPENDELS FÜR DIE REGISTRIERUNG DER GEZEITEN U. V. KLEINSTEN NEIGUNGEN

durch

Prof. Dr. Ing. Anton Graf.

(München)

Auf dem 2. Int. Symposium f. Erdgezeiten in München 1958 hat der Verfasser vorgeschlagen, anstelle von Horizontalpendeln vertikale zu benutzen und nachgewiesen, dass sich die erforderliche Empfindlichkeit unschwer auf elektrischem Wege erreichen lässt. Bei linearen Gezeitengravimetern sind nämlich die Anforderungen an die Verstärkung noch über 10x höher und werden dort erfüllt.

Ein 2m langes Pendel macht bei einer Neigung von 1" einen Ausschlag von 10 Mikron. Es gibt heute Verlagerungsmesser (differential transformer) die bei einer Kernverschiebung von ± 1 mm eine Spannung von ± 2 V und mehr abgeben, also für $0,1'' = 1$ Mikron den Betrag von 2 mV. Auf einem 5mV-Schreiber würde also der gesamte Messbereich = 100 pars $0,25''$ darstellen und die maximalen Gezeitenamplituden von $0,04''$ (peak to peak) 16 Skalenteile (40 mm) überstreichen. Eine solche Verstärkung stellt aber noch keineswegs das Optimum dar. Es gibt stabile 1 mV-Schreiber (der Mikrograf von Kipp u. Zonen kann sogar schon mit 10 Mikrovolt voll angesteuert werden) und noch 4 mal empfindlichere Aufnehmer, sodass man noch weit über 10 mal so grosse Ausschläge erzielen könnte, falls dies erwünscht wäre.

Die Vorteile des Vertikalpendels gegenüber dem horizontalen sind folgende :

1. Das V-Pendel ist seiner Natur nach langgestreckt und kann daher unschwer so konstruiert werden, dass es in einem Bohrloch registrieren kann.
2. Nach den bisherigen Registrierungen in einem 6m-tiefen Bohrloch darf man erwarten, dass Bohrlochtliefen von 30m für einen ungestörten Betrieb ausreichen. Das Abteufen von wasserdicht verrohrten Bohrlöchern erlaubt erstmalig das profilmässige Messen von Schollenneigungen im Gegensatz zu den mehr stichprobenartigen Messungen in Bergwerksstollen. 10 Bohrungen in 50 km Abstand quer durch die Alpen beispielsweise müssten die Neigungen der oberen Erdkruste (upper mantle) in einem Bereich von 500 km Ausdehnung erkennen lassen. (Preis für eine 30m-Bohrung incl. Verrohrung 8-11.000 DM).
3. Das Vertikalpendel hat eine 10 mal so grosse Auflagebasis als das horizontale (200 cm gegen 20 cm = Abstand der Fusschrauben). Daher haben lokale Änderungen der Auflage (Einsinken der Fusschrauben, Brüchigkeit des Gesteins, Abbinden von Zementauflagen usw.) einen 10 mal geringeren Störeinfluss.
4. Die elektrische Registrierung kann in mehreren Hundert Meter Abstand vom Messort erfolgen. Bei der optischen Schreibweise kann man nicht über wenige Meter hinausgehen.
5. Das vertikale Bohrloch ist ein idealerer Aufstellungsort für Feinst-Neigungsmessungen als ein Stollen oder eine Kammer in einem Bergwerk, da der stationäre Druck symmetrisch von und nach allen Seiten wirkt, also keine horizontale Richtung bevorzugt wird. Bei Bergwerken stellt ein Stollen oder eine rechteckige Kammer hinsichtlich der stationären Druckverteilung eine Asymmetrie dar. Messungen in Berchtesgaden haben gezeigt, dass in einer rechteckigen Kammer schon innerhalb weniger Meter beträchtliche Differenzen bezüglich der Gänge vorhanden sind.

(Auswirkungen des Gebirgsdruckes, der auf den Längsseiten einer rechteckigen Kammer stärkere Verformungen hervorruft als auf den Querseiten).

6. Das V-Pendel benötigt keine Dämpfung. Die mikroseismische Bodenbewegung kann durch eine hohe elektrische Zeitkonstante unwirksam gemacht werden, da die Verlagerungssysteme in dem kleinen erforderlichen Bereich recht gut linear arbeiten. Die optische Registriermethode erlaubt eine solche Massnahme nicht.
7. Eichung und Nachjustierung der Pendel können durch Fernsteuerung getätigt werden.

Der Verfasser hat ein Vertikalpendel der geschilderten Art gebaut, das in Abb. 1 schematisch und in Abb. 2 in der konstruktiven Ausführung ersichtlich ist. Die beiden Pendel für die zwei Komponenten sind mit genügendem Abstand so in einander gesteckt, dass sie auf gleichem Niveau unabhängig voneinander registrieren können. Sowohl die Federgelenke wie die Massenschwerpunkte haben dieselbe Höhenlage. Am Kopfteil des Pendelgehäuses sind zwei Servomotore angebracht, die das Pendelgehäuse in zwei zueinander senkrechten Richtungen gegen die Bohrlochwandung verschieben können. Abb. 4 zeigt den Servomechanismus.

Bohrungen sind meist nicht genau senkrecht. Zur genauen Feststellung der Schiefelage des Pendelgehäuses in der Bohrung wurden zwei Sucherlibellen entwickelt, die eine ähnliche Funktion haben wie die Sucherfernrohre bei astron. Refraktoren. Sie bestehen in zwei kurzen, ebenfalls induktiv-elektrisch abgegriffenen Federpendeln mit einem grossen Messbereich. ($\pm 30^\circ$ bei einer Auflösung von besser als $10''$). Ist das V-Pendel in das Bohrloch hinabgelassen, so zeigen die Sucherlibellen an, in welcher Richtung die Servomotoren laufen müssen, um das Pendel in die exakte Messlage zu bringen. Der ganze Einstellvorgang kann also an den Anzeigegeräten der Sucherpendel überwacht werden, wenn vorher im Labor notiert wurde, bei welcher Stellung der Sucherpendel das V-Pendel freischwingt. In Anbetracht der hohen Empfindlichkeit der Messanordnung müssen die Motore natürlich stark untersetzt sein.

Abb. 3 zeigt schematisch das Sucherpendel für eine Richtung und Abb. 5 den unteren Teil des Pendelgehäuses mit den Abnehmersystemen.

Bei der Gezeiten- und Schollenneigungsmessung handelt es sich um die Registrierung sehr langsam veränderlicher Messwerte. Daher erfolgt die Aufzeichnung am besten auf einem Mehrfach-Punktendrucker. Man kann dann auch noch weitere interessierende Messwerte simultan mitaufzeichnen, wie Temperatur und Druck der Luft. Abb. 6 und 7 zeigen Originalregistrierungen in einem 6m-Bohrloch, die natürlich noch durch thermische und barometrisch bedingte Oberflächenverformungen gestört sind. Der Störpegel ist aber kleiner als die Gezeitenamplituden und man darf daher erwarten, dass bereits in 30 m Tiefe ein nahezu störungsfreier Betrieb möglich ist.

Es ist geplant, in unmittelbarer Nähe der 6m-Bohrung eine solche von 30m abzuteufen und Simultanregistrierungen in den beiden Niveaus vorzunehmen. Die Eichung und laufende Überwachung der Pendel hinsichtlich der Konstanz der elektrischen Verstärkung wird durch ein elektrisch getätigtes kleines Drehmoment durchgeführt. Bei einem Pendelgewicht von 5 kp ist die notwendige horizontale Kraft am Pendelschwerpunkt $P = G \cdot \tan \alpha = 2,5 \text{ Millipond}$ für $0,1^\circ$ Pendelausschlag.

Summary : The advantages of a recording vertical pendulum for measuring of tides and small inclinations in comparison with horizontal pendulums are discussed. A vertical pendulum with two components has been build by the author. It can be lowered in a borehole and adjusted by servomotors. A record in a 18-feet borehole shows, that the disturbances by temperature and air pressurechanges are of smaller size as the tides-amplitudes. The author therefore believes, that a borehole of 100-feet in depth should be sufficient for undisturbed measurements.

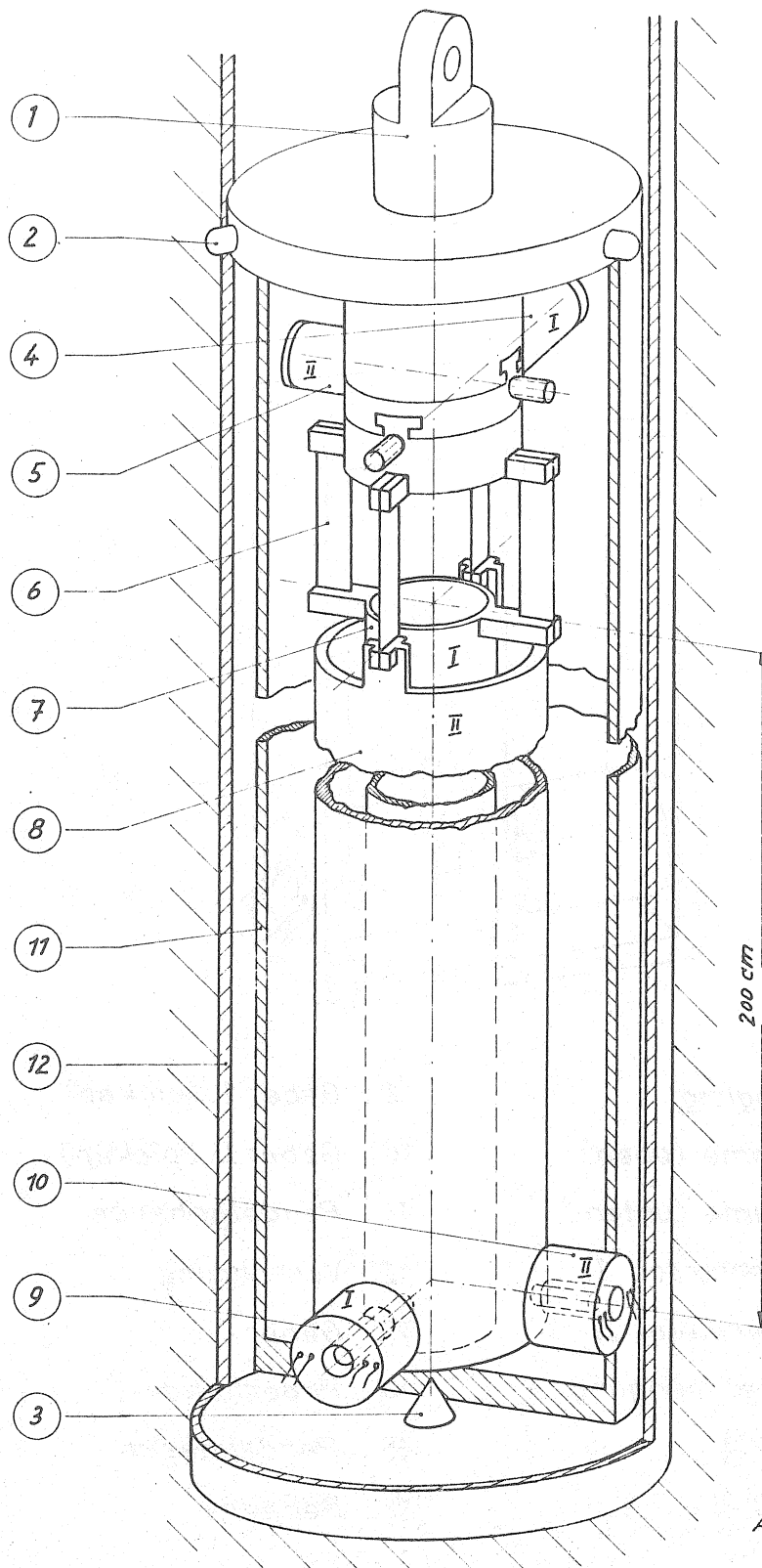
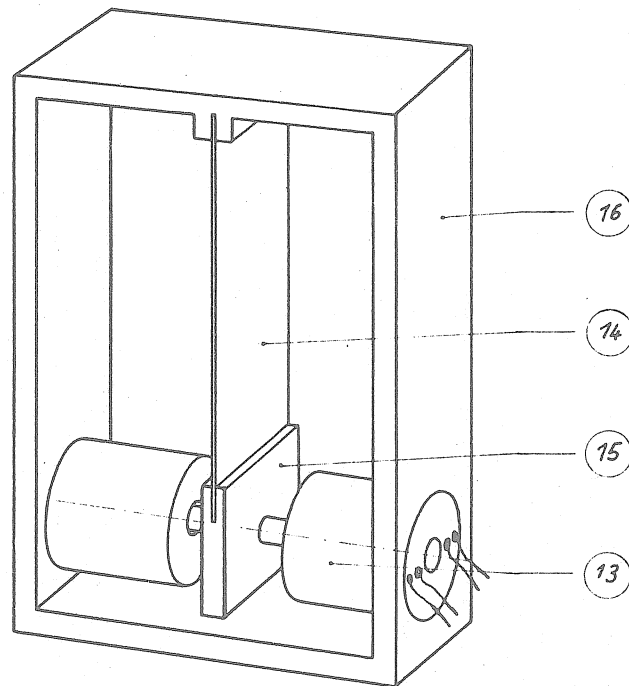
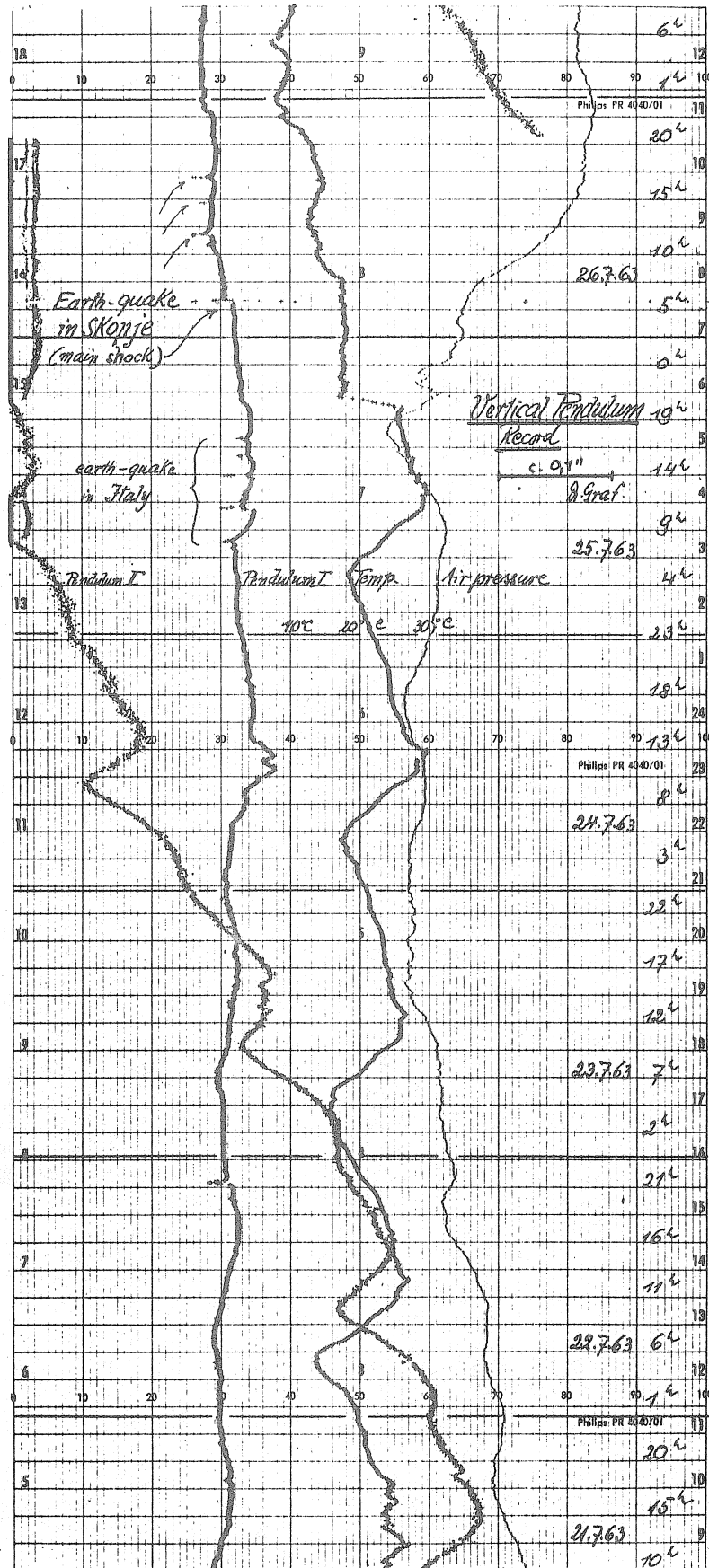


Abb. 1

Abb. 3



- | | |
|--------------------|----------------------|
| 1 Aufhängung | 9 Geber I (pickap) |
| 2 Aufnahme (oben) | 10 Geber II (pickap) |
| 3 Aufnahme (unten) | 11 Pendelgehäuse |
| 4 Zentriermotor I | 12 Verrohrung |
| 5 Zentriermotor II | 13 Geber |
| 6 Pendelaufhängung | 14 Federpendel |
| 7 Pendel I | 15 Pendelmasse |
| 8 Pendel II | 16 Gehäuse |

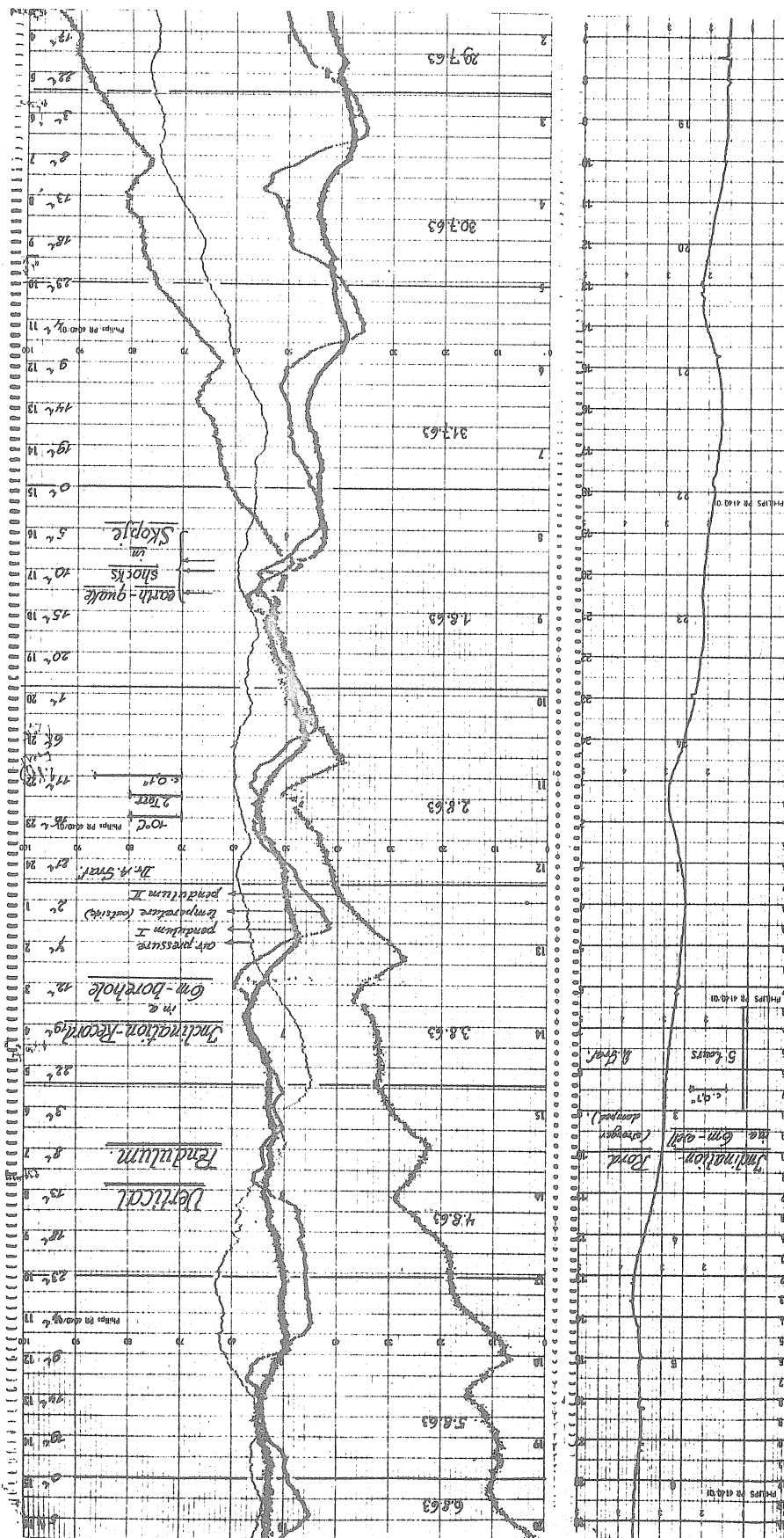


- 1073 -

Fig. 3

Fig. 4

- 1074 -



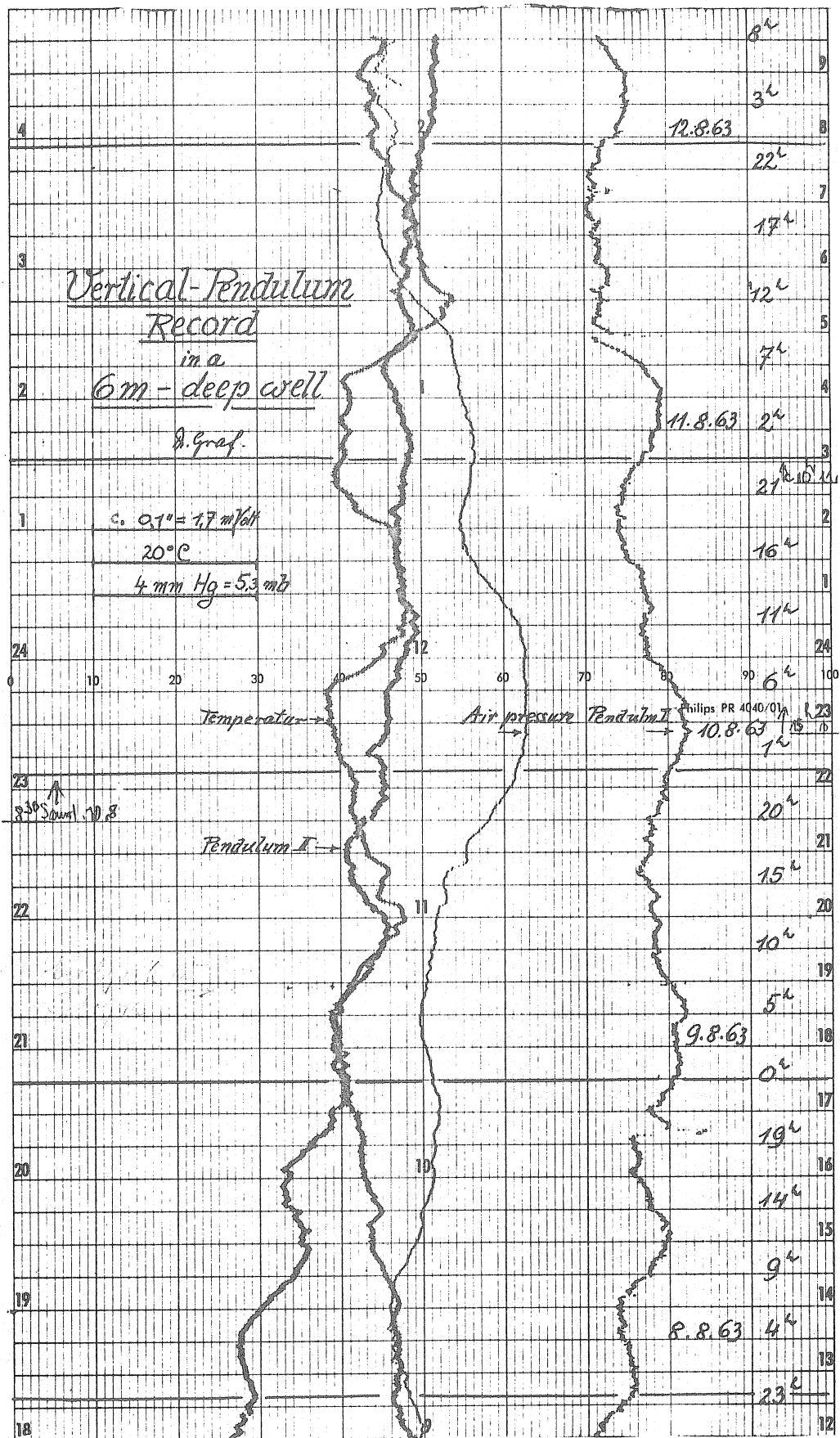


Fig. 5

SUR LA METHODE DE PERTSEV D'ANALYSE HARMONIQUE DE SERIES DE 50 JOURS
D'OBSERVATIONS DE VARIATIONS DE MAREES DE LA FORCE DE PESANTEUR

par

V.G. Balenko & E.J. Evtouchenko

(Troudi Poltavskoï Gravimetricheskoï Observatorii, Tome XII, pp. 27-47, Kiev 1963)

О МЕТОДЕ ПЕРЦЕВА ГАРМОНИЧЕСКОГО АНАЛИЗА 50 - ДНЕВНЫХ РЯДОВ НАБЛЮДЕНИЙ
ПРИЛИВНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

В. Г. Баленко, Е. И. Евтченко

(Труды полтавской гравиметрической обсерватории Том XII, 27-47 Киев 1963)

L'étude des déformations de la Terre sous l'effet de la force d'attraction de la Lune et du Soleil a une grande importance pour l'étude des couches internes de l'écorce terrestre. Les calculs montrent qu'il faut disposer pour cela de constantes harmoniques des ondes de marées dont l'erreur ne dépasse pas un pour cent.

Pour y parvenir on a créé, au cours des vingt dernières années, quelques appareils de haute précision qui permettent d'obtenir des valeurs sûres des amplitudes et des phases de quelques ondes de marées par la réduction de séries d'enregistrements d'une durée minimum d'environ un mois.

La méthode d'analyse harmonique de B.P. Pertsev publiée en 1958 a une large diffusion chez nous et à l'étranger [1]. Nous l'appelons méthode de Pertsev I. Elle est prévue pour la réduction d'une série mensuelle d'enregistrement de marées et comporte l'élimination préalable de la dérive et une correction scrupuleuse des ondes déterminées pour tenir compte de l'influence des ondes perturbatrices. Ces deux circonstances présentent quelques inconvénients car la réalisation de la première est difficile sans ordinateur électronique et la seconde exige l'introduction d'hypothèses complémentaires.

En 1961 B.P. Pertsev a publié un second schéma d'analyse harmonique prévu pour la réduction de séries de 50 jours d'enregistrement de marées. Ce schéma ne prévoit d'élimination préliminaire de la dérive ni de correction des ondes déterminées pour tenir compte de l'influence des ondes perturbatrices. [2]. Nous appelons cette méthode la méthode de Pertsev II.

L'élimination de l'influence des ondes perturbatrices dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées dans cette méthode est réalisée par la prolongation du laps de temps englobé par le schéma d'analyse et par l'augmentation de l'ordre des combinaisons journalières (augmentation de deux fois).

La méthode de Pertsev II est la plus simple et la plus opportune de toutes les méthodes connues d'analyse harmonique des marées terrestres.

Pour comparer entre elles les méthodes de Pertsev I et II il faut trouver dans les deux méthodes les apports en $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées à partir des ondes perturbatrices, des erreurs accidentelles et de la dérive.

Dans le travail que nous nous proposons ici, le but est de résoudre la troisième partie, la plus considérable, de cette tâche.

La méthode de Pertsev II, comme la méthode de Pertsev I, comporte deux étapes fondamentales : la transformation de la série de départ des ordonnées en combinaisons journalières et la transformation des valeurs journalières obtenues en combinaisons mensuelles. Nous avons montré dans notre travail [3] que l'apport de la dérive dans les valeurs journalières obtenues par les différentes méthodes d'analyse harmonique d'un même matériel, est conservé dans les valeurs mensuelles et ensuite transféré dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées. C'est pourquoi pour la solution du problème posé, il faut porter une attention particulière sur la comparaison des premières étapes d'analyse harmonique des deux méthodes.

La formule pour la détermination des apports de la dérive Y_p dans les valeurs journalières est donnée dans le travail [4]. Elles ont la forme suivante :

$$Y_p = a_0 \sum_{\tau=-n}^{+n} K_{\tau} + a_1 \sum_{\tau=-n}^{+n} K_{\tau} \tau + a_2 \sum_{\tau=-n}^{+n} K_{\tau} \tau^2 + \dots, \quad (1)$$

où $a_0, a_1, a_2 \dots$ sont les coefficients du polynôme

$$y_t = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots, \quad (2)$$

par lequel on peut représenter la dérive du gravimètre ou du clinomètre dans un laps de temps d'une durée égale à l'ordre doublé de la combinaison journalière; K_{τ} sont les coefficients de la combinaison journalière; p est la désignation conventionnelle de la combinaison; n est l'ordre de la combinaison journalière.

Les apports de la dérive dans les valeurs journalières des méthodes de Pertsev I et II sont obtenus par la formule (1) et donnés dans la table 1.

Au moment de la réduction du même matériel par les méthodes de Pertsev I et II, les coefficients du polynôme par lequel s'exprime la dérive dans un laps de temps de $2n + 1$ heure, où n est l'ordre de la combinaison journalière, ne sont pas égaux entre eux, c'est pourquoi dans la seconde partie de la table 1 ils sont désignés par la lettre b pour faciliter la décomposition ultérieure. En réalité, dans la méthode de Pertsev I, la série d'ordonnées de départ pour l'analyse est transformée préalablement par la combinaison du 18ème ordre pour l'élimination de la dérive et les ordonnées transformées se déduisent des ordonnées de départ. Cette opération revient à l'élimination du niveau constant, de la composante linéaire et à une certaine variation des coefficients des termes d'ordres supérieurs du polynôme (2).

Si la dérive subie par les ordonnées de départ pendant un laps de temps de $2n + 1 = 37$ heures est représentée par un polynôme (2) alors les apports de la dérive x_t dans chacune des ordonnées, provenant de sa "correction" ont l'aspect suivant :

$$x_t = -91,67 a_2 - 1977,1 a_4 - 534900 a_6 - \dots \quad (3)$$

Table 1

Combinaisons	N_p
	Méthode de Pertsev I (A)
m_1	$- 864 a_2 - 92850 a_3 - 9961432 a_4 - \dots$
m_2	$+ 144 a_1 + 10332 a_2 + 986709 a_3 + \dots$
m_3	$+ 216 a_2 + 52380 a_3 + 7410268 a_4 + \dots$
m_4	$72 a_1 - 9054 a_2 - 956674 a_3 - \dots$
	Méthode de Pertsev II (B)
1	$- 29952 b_1 - 13303680 b_2 - \dots$
2	$+ 479232 b_1 + 328872960 b_2 + \dots$
3	$- 4608 b_1 - 4051200 b_2 - \dots$
4	$+ 36864 b_1 + 48798721 b_2 + \dots$

Remarque : Les combinaisons journalières complètes $p = m_1, m_2, m_3, m_4$ englobent 24 ordonnées horaires; et $p = 1, 2, 3, 4$ englobent 45, 49, 45 et 47 ordonnées respectivement. Les combinaisons $m_1, m_2, 1$ et 2 renforcent les ondes diurnes et les combinaisons $m_3, m_4, 3$ et 4 renforcent les ondes semi-diurnes.

Bien que chacun des résidus de la dérive x_t dans les ordonnées préparées pour l'analyse par la méthode de Pertsev I ne contienne pas les termes $a_0 + a_1 t$, leur succession dans le laps de temps de 24 heures peut ressembler à la constante et à la composante linéaire. Elle sera d'autant plus intensive que le caractère de la dérive se différenciera plus dans chacune des extrémités de l'intervalle de $(24 + 2.18) = 60$ heures. Dans les travaux précédents consacrés à l'élimination de la dérive dans la méthode de Pertsev I et dans notre travail [3], les auteurs ont supposé, clairement ou pas, que la méthode d'élimination préalable de la dérive d'après Pertsev élimine complètement des ordonnées de départ, la composante linéaire de la dérive et que les valeurs journalières ne renferment que l'apport des termes d'ordres supérieurs. Cependant sur la base du travail [3] il faut que la composante linéaire fictive dans les valeurs journalières ne joue pas un rôle essentiel puisque les apports de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées dans la méthode de Pertsev I coïncident avec les apports correspondants des méthodes de Matvéev et Doodson-Lennon qui filtrent la composante linéaire du polynôme (2).

Pour comparer d'après les formules de la table 1, l'influence de la dérive sur les valeurs journalières des méthodes de Pertsev I et II, il faut tenir compte de l'inégalité des coefficients a et b . Le rapport entre ces coefficients ne peut être trouvé que par l'analyse de séries d'enregistrements de marées. Dans ce but, nous avons employé les ordonnées de la dérive du gravimètre GS-11 n° 145 qui est en service à Uccle (Belgique). Elles ont été publiées dans le travail [5] et obtenues à l'aide des combinaisons de Pertsev du 18ème ordre. On montre dans le travail [3] que ce polygone des ordonnées donne un modèle satisfaisant pour l'étude de la dérive.

Naturellement les conclusions obtenues par la réduction de l'enregistrement d'un seul appareil ne peuvent être généralisées. Il faudrait pour cela se servir de l'enregistrement de quelques gravimètres et clinomètres qui ont travaillé dans des conditions expérimentales différentes. Malheureusement nous n'avons pas pu accomplir ce programme entier à cause du temps limité qui nous était octroyé pour la préparation de l'article. Cependant l'analyse de l'enregistrement même d'un appareil montre le mécanisme de la formation de l'apport de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées et permet de tirer une série de conclusions intéressantes.

De tout le matériel publié par Melchior dans le travail [5] nous avons choisi trois périodes de dérive du gravimètre GS. 11 N° 145. Les limites sont :

première période du 1.VII au 15 VII 1958
deuxième période du 1.IX au 15 IX 1958
troisième période du 1.XI au 15 XI 1958.

Pour calculer les coefficients b qu'on aurait pu substituer dans les formules de la table 1, nous avons partagé chacune des périodes de la dérive en intervalles de 25, 37 et 49 heures ayant des positions concordantes pour l'heure centrale des intervalles. Dans chacun des intervalles la dérive est représentée par le polynôme (2), où t prend les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} t &= -24, -23, \dots, -18, \dots, -12, \dots, 0, \dots, +12, \dots, +18, \dots, +22, +24, \\ t &= -18, \dots, -12, \dots, 0, \dots, +12, \dots, +18, \\ t &= -12, \dots, 0, \dots, +12. \end{aligned} \quad (4)$$

On a trouvé pour chaque intervalle les coefficients de b_1 , b_2 , b_3 et b_4 et la moyenne des valeurs absolues des coefficients d'un indice d'après les 45 intervalles d'une durée égale :

$$b = \frac{1}{45} \sum_{j=1}^{45} |b_j|. \quad (5)$$

Pour obtenir les coefficients de a_1 , a_2 , a_3 et a_4 qu'on aurait pu substituer dans les formules de la table 1 nous avons transformé le polygone de dérive par la combinaison de Pertsev du 18^{ème} ordre et soustrait les ordonnées transformées des ordonnées de départ. Ensuite les restes non éliminés de la dérive sont partagés en périodes de 25 heures et sur chacune d'elles on a déterminé les coefficients du polynôme (2) dont on a fait la moyenne d'après la formule (5).

Calcul des coefficients du polynôme représentant la dérive dans le laps de temps englobé par la combinaison journalière.

Pour calculer les coefficients du polynôme (2) nous avons décidé d'employer la méthode des moindres carrés.

Nous représenterons la dérive dans un laps de temps de $2n + 1$ heures (n - ordre de la combinaison journalière) par le polynôme du quatrième degré où $a_0 = 0$. Pour cela, de chaque ordonnée de l'intervalle de $2n + 1$ heures, il faut soustraire l'ordonnée correspondant à l'heure centrale de la combinaison journalière. Ce procédé simplifie beaucoup les calculs ultérieurs. Pour chaque ordonnée y_t ($t = n, \dots, 0, \dots, +n$) on peut écrire une équation conventionnelle

$$\begin{aligned} y_t &= a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4, \\ t &= (-n, \dots, 0, \dots, +n) \end{aligned} \quad (6)$$

avec quatre inconnues a_1, a_2, a_3, a_4 ou b_1, b_2, b_3, b_4 et pour $2n + 1$ des ordonnées, nous obtenons $2n + 1$ équations conventionnelles. En prenant ce système superflu d'équations conventionnelles on peut trouver, par le procédé des moindres carrés, les coefficients du polynôme par lequel on représente la dérive. Puisque dans les systèmes d'équations conventionnelles (6) composées pour la succession des intervalles de durée égale, les termes indépendants seulement changeront, il est facile de représenter alors les coefficients inconnus du polynôme (2) par la forme linéaire

$$a_i = y_{-n} \alpha_{-n}^i + y_{-n+1} \alpha_{-n+1}^i + \dots + y_{n-1} \alpha_{n-1}^i + y_n \alpha_n^i \quad (7)$$

$$(i = 1, 2, 3, 4),$$

où $\alpha_{-n}^i, \alpha_{-n+1}^i, \dots, \alpha_{n-1}^i, \alpha_n^i$ - sont les facteurs constants pour n'importe quel intervalle d'une durée égale. Ils se calculeront une seule fois par le système arbitrairement choisi des $2n + 1$ équations conventionnelles du type (6). Par ce procédé, la solution du système surabondant des équations conventionnelles selon la méthode des moindres carrés, qui exige beaucoup de travail, revient à de simples transformations linéaires du type (7).

Nous avons calculé quatre variantes des facteurs de a pour la détermination des coefficients a_1, a_2, a_3, a_4 correspondant aux longueurs de l'intervalle de 25, 37 et 49 heures. Les valeurs des facteurs de a et les heures t auxquelles ils ont trait sont données dans les tables I - III (les tables numérotées en chiffres romains sont données à la fin de l'article). Ces facteurs garantissent la détermination des coefficients du polynôme a_1, a_2, a_3, a_4 avec une erreur qui ne dépasse pas $\pm 2.10^{-7}$. Dans le cas pratique il suffit d'obtenir le coefficient a_1 jusqu'à la seconde décimale incluse, en augmentant d'un rang la précision de chaque coefficient suivant.

Il est naturel qu'on ne peut représenter complètement par le polynôme du quatrième degré toutes les particularités de la dérive réelle des appareils enregistreurs de marées. C'est pourquoi nous avons fait, à titre d'essai, le calcul des coefficients du polynôme du sixième degré. Il est apparu que n'ayant à notre disposition que des machines à calculer opérant avec des nombres qui ne dépassent pas le neuvième rang, celles-ci ne donnent la possibilité d'effectuer ce travail que pour un intervalle d'une durée de 25 heures. Pour les intervalles de 37 et 49 heures ces machines ne garantissent pas une précision suffisante.

Les valeurs des facteurs de a et les heures t auxquelles ils ont trait pour le calcul des coefficients du polynôme $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$ sont données dans la table IV.

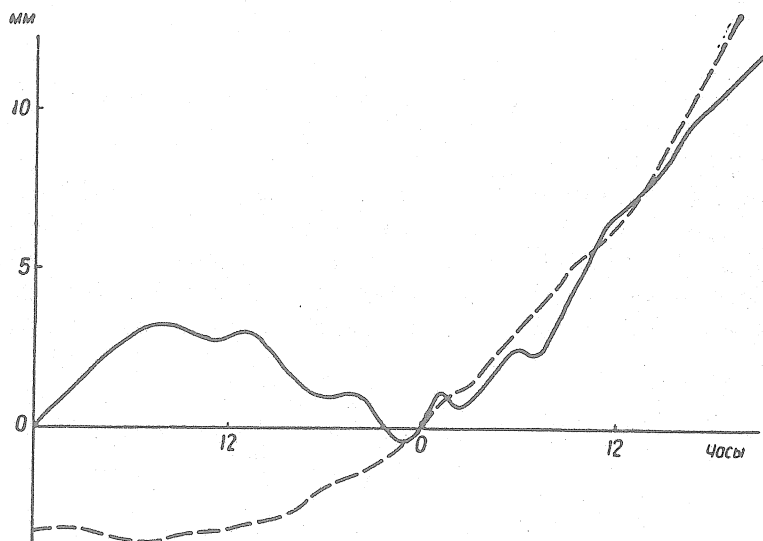


Figure 1. Courbes de la dérive du gravimètre GS - 11 N° 145

Ligne continue - début à 12 h. 1. VII, pointillée à 12 h. 1. XI, 1958

Ces facteurs garantissent la détermination des coefficients du polynôme a_5 et a_6 dans l'intervalle de 25 heures avec une erreur qui ne dépasse pas $\pm 2.10^{-9}$.

Pour juger à quel point les ordonnées de la dérive, calculées d'après la formule (2), correspondent avec précision aux particularités de la courbe réelle, nous nous sommes servis de deux groupes d'intervalles de la dérive du gravimètre GS-11 N° 145 d'une durée de 25, 37 et 49 heures dont les instants centraux tombent à 0h. 2.VII et 2.XI 1958. Le premier groupe des intervalles correspond à l'aspect complexe de la dérive et le second à l'aspect régulier. Pour illustrer nous les avons représentées sur la figure 1 où les courbes sont disposées de telle sorte que leur intersection se présente au milieu du laps de temps envisagé. Pour chaque intervalle on a trouvé, à l'aide des facteurs des tables I - IV, les coefficients des polynômes du quatrième et sixième degré et on a calculé d'après ceux-ci les ordonnées horaires de la dérive, celles-ci sont ensuite comparées avec les ordonnées de départ. Les ordonnées de départ et celles calculées pour les intervalles mentionnés plus haut sont données dans la table 2.

Des nombres de cette table, on voit que le polynôme du quatrième degré donne une assez bonne approximation de la courbe réelle même pour la dérive de forme composée donnée dans la partie gauche de la table.

Table 2

Ordonnées calculées et ordonnées de départ de la dérive (1 = 0,1 mm).

Heures	Ordonnées de départ	Ordonnées calculées				Ordonnées de départ	Ordonnées calculées			
		25 heures		37 h.	49 h.		25 heures		37 h.	49 h.
		$b_1t + \dots + b_4t^4$	$b_1t + \dots + b_6t^6$				$b_1t + \dots + b_4t^4$	$b_1t + \dots + b_6t^6$		
-24	0				-5	-33				-31
-22	11				15	-31				-32
-20	23				26	-32				-34
-18	29			28	32	-34				-34
-16	32			33	32	-35			-34	-34
-14	29			32	30	-33			-34	-33
-12	27	30	29	29	25	-32	-32	-31	-32	-32
-11	30	28	27			-30	-31	-31		
-10	28	25	25	22	19	-29	-29	-30	-29	-29
-9	21	22				-29	-28	-28		
-8	15	18	18	15	13	-27	-26	-26	-26	-25
-7	11	14	15			-23	-23	-23		
-6	9	10	11	9	7	-19	-21	-20	-21	-21
-5	8	7	7			-17	-18	-17		
-4	12	4	4	4	3	-15	-15	-15	-15	-15
-3	8	2				-11	-12	-11		
-2	3	0	-0	0	1	-8	-8	-8	-8	-8
-1	5	0	-1			-3	-4	-4		
+1	11	1	+2			5	4	+4		
+2	8	3	+5	3	4	12	9	+9	9	9
+3	6	6	+8			12	14	+14		
+4	15	10	+12	9	8	19	19	+19	19	19
+5	20	14	+17			25	24	+24		
+6	25	20	+21	18	16	29	29	+29	30	30
+7	22	26	+26			36	35	+35		
+8	24	32	+31	30	27	39	41	+40	41	41
+9	38	39	+37			46	46	+46		
+10	45	46	+43	44	41	54	52	+52	53	53
+11	56	54	+52			56	59	+58		
+12	62	61	+64	61	57	66	65	+65	65	65
+14	76			78	76	77			77	77
+16	94			96	96	88			89	89
+18	114			112	117	101			100	101
+20	134				138	113				112
+22	157				158	122				122
+24	181				177	131				131

Pour le cas de la dérive régulière nous observons la concordance presque complète des ordonnées de départ et des ordonnées calculées. Le polynôme du sixième degré donne une amélioration insignifiante dans l'approximation de la courbe réelle en comparaison ou polynôme du quatrième degré.

En utilisant les facteurs de la table 1 nous avons calculé pour trois périodes du polygone de la dérive (table 2) les coefficients b_1, b_2, b_3, b_4 pour des intervalles de 25, 37 et 49 heures qui sont donnés dans les tables V - VII. La comparaison des coefficients d'un même indice dans chacune de ces tables montre qu'ils ont au fond le même ordre. C'est pourquoi nous pouvons comparer les coefficients d'un même indice pour des intervalles de durée différente représentés par la moyenne de leurs valeurs absolues pour les 45 intervalles. Les valeurs des moyennes indiquées sont données dans la table 3.

Table 3

Moyenne provenant des valeurs absolues des coefficients b_1, b_2, b_3, b_4 pour des intervalles de temps de 25, 37 et 49 heures

Nombre d'heures dans l'intervalle	Moyenne provenant des valeurs absolues des coefficients			
	b_1	b_2	b_3	b_4
25	7,01	0,092	0,0016	0,00037
37	7,09	0,074	0,0014	0,00011
49	7,09	0,067	0,0011	0,00006

Les valeurs de la table 3 et les coefficients des tables V - VII correspondent aux ordonnées de la dérive en unités de 0,1 mm. comme elles sont données dans le travail de Melchior [5].

Par la table 3 on voit qu'avec l'augmentation de la durée de l'intervalle de temps qui est englobé par la combinaison journalière, les valeurs des coefficients diminuent avec l'augmentation des degrés du polynôme (2). Ainsi, dans le cas envisagé avec l'augmentation de l'ordre de la combinaison journalière de deux fois, si les coefficients b_1 restent en moyenne invariables, les coefficients b_2 et b_3 diminuent de $1/3$ et les coefficients b_4 de six fois.

On observe une tendance analogue pour n'importe quel polygone de la dérive d'un clinomètre ou d'un gravimètre. En réalité si les coefficients d'un indice du polynôme (2) n'ont pas diminué avec l'augmentation de l'ordre de la combinaison journalière, alors les apports des produits $b_n t^n$ dans les ordonnées limites de l'intervalle augmenteraient d'une manière inversement proportionnelle avec l'augmentation du nombre n . Par exemple, si au moment de l'augmentation de deux fois de l'ordre de la combinaison journalière les coefficients b sont restés invariables, alors les apports relatifs des termes $b_2 t^2, b_3 t^3, b_4 t^4$ pour ordonnées limites de l'intervalle augmenteraient de 4, 8, 16 etc. fois. Il faut tenir compte de cette circonstance au moment de la comparaison des apports de la dérive dans les valeurs journalières trouvées suivant les formules de la table 1.

Ensuite nous avons calculé, à l'aide des facteurs de la table IV, les coefficients $b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6$ pour 45 intervalles de la dérive d'une longueur de 25 heures qui sont donnés dans la table VIII. La moyenne provenant des valeurs absolues de ces coefficients est donnée dans la table 4.

Table 4.

Moyenne provenant des valeurs absolues des coefficients $b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6$ pour des intervalles de 25 heures.

b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	b_6
7,12	0,164	0,0052	0,00203	0,000027	0,0000087

Pour trouver les apports de la dérive dans les valeurs journalières d'après les formules de la table 1 (A) nous avons transformé les ordonnées du polygone de la dérive par la combinaison de Pertsev du 18ème ordre et nous avons soustrait les ordonnées transformées des ordonnées de départ conformément à la méthode d'élimination de la dérive de Pertsev. Les différences obtenues sont partagées en intervalles de 25 heures et on trouve, à l'aide des facteurs de la table IV, les coefficients $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$ pour chaque intervalle. Les valeurs de ces coefficients sont données dans la table IX et la moyenne de leurs valeurs absolues est donnée dans la table 5.

Table 5

Moyenne provenant des valeurs absolues des coefficients $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$ pour des intervalles de 25 heures

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
0,43	0,107	0,0046	0,00140	0,000025	0,0000059

Les coefficients des tables VIII, IX, 4 et 5 correspondent aux ordonnées de la dérivée en unités de 0,1 mm. de même que les coefficients des tables V - VII et 3.

Les données de la table 5 nous montrent que les différences de la dérive dans les ordonnées préparées pour l'analyse harmonique par la méthode de Pertsev I renferment en réalité une certaine composante linéaire sur chacune des périodes de 25 heures dont nous avons parlé plus haut. Mais les coefficients a_1 sont plus petits que les coefficients b_1 de plus de 10 fois. Les autres coefficients a_2, a_3, a_4, a_5 et a_6 diffèrent peu des coefficients correspondants b_2, b_3, b_4, b_5, b_6 .

Comparaison des apports de la dérive dans les valeurs journalières des différentes méthodes.

Pour comparer les apports de la dérive dans les valeurs journalières dans les méthodes de Pertsev I et II nous nous servons des formules de la table 1 et des moyennes des valeurs absolues des coefficients a et b des tables 4 et 5. Pour cela il faut noter que les valeurs journalières renferment l'onde déterminée renforcée d'un nombre de fois inégal. C'est pourquoi, pour comparer les apports de la dérive dans les valeurs journalières, il faut préalablement les répartir selon les facteurs d'amplitudes des ondes déterminées. Pour la méthode de Pertsev I les facteurs d'amplitudes des cinq ondes déterminées sont égaux à 16. Dans la méthode de Pertsev II, pour les ondes

diurnes O_1 et K_1 les facteurs d'amplitudes des combinaisons journalières peuvent être également pris égaux à 16 et pour les ondes semi-diurnes M_2 , S_2 et N_2 égaux à 23.

Dans la première étape de la comparaison nous avons calculé les apports de la dérive dans les valeurs journalières de la méthode de Pertsev I, d'après les données de la table 5 et séparément pour chaque terme du polynôme (2). Pour cela nous substituons les valeurs des coefficients a de la table 5 dans les formules de la table 1 (A). Nous multiplions d'abord les coefficients de la table 5 par la sensibilité moyenne du gravimètre GS-11 N° 145 pour les trois périodes que nous utilisons dans son enregistrement et cela afin que le polynôme donne les ordonnées de la dérive non en unités de 0,1 mm. mais en 10^{-5} mgal. Les apports obtenus sont rapportés à l'unité du facteur d'amplitude des ondes déterminées et sont donnés dans la table 6.

Table 6

Apports de la dérive dans les valeurs journalières de la méthode de Pertsev I ($1 = 10^{-5}$ mgal).

Combinaisons complètes	Apports provenant des termes du polynôme.					
	$a_1 t$	$a_2 t^2$	$a_3 t^3$	$a_4 t^4$	$a_5 t^5$	$a_6 t^6$
m_1	—	164	—	231	—	104
m_2	109	—	85	—	44	—
m_3	—	41	—	130	—	78
m_4	46	—	75	—	43	—

Remarque : les combinaisons m_1 et m_2 renforcent les ondes diurnes et les combinaisons m_3 et m_4 renforcent les ondes semi-diurnes.

Des données de la table 6 on peut tirer la conclusion que les apports des termes du polynôme $a_n t^n$ dans les valeurs journalières n'ont pas tendance à une diminution sensible lorsque n augmente de zéro à six. Nous n'observons qu'une certaine dispersion des nombres. Il est naturel de supposer qu'un phénomène analogue sera observé aussi pour les apports dans les valeurs journalières provenant des termes du polynôme $a_n t^n$ pour $n > 6$. Ainsi l'apport total de la dérive dans les valeurs journalières pour une combinaison quelconque se compose de la somme des nombres avec une petite dispersion et avec différents signes (voir table IX). Cela explique le fait que la composante linéaire dans les résidus de la dérive, après son élimination par la méthode de Pertsev, ne joue pas un rôle essentiel. De la table 6 il résulte également que les apports de la dérive dans les valeurs journalières sont plus grands pour les combinaisons m_1 et m_2 renforçant les ondes diurnes que pour les combinaisons m_3 et m_4 qui renforcent les ondes semi-diurnes. (Nous avons obtenu une conclusion analogue précédemment dans le travail [3]).

Des nombres des tables 4 et 6 on peut tirer encore une conclusion pratique importante. Puisque les apports, dans les valeurs diurnes, dus à la dérive, provenant des termes de degrés croissants du polynôme (2) ne sont pas diminués sensiblement, alors cette valeur diurne réelle ne réalise l'élimination que pour la composante linéaire de la dérive qui, par sa forte amplitude, peut prédominer sur les autres composantes. L'élimination par les combinaisons journalières des composantes

d'ordres plus élevés, sans diminution simultanée des coefficients numériques dans les formules de la table 1, ne diminue pas les erreurs des constantes harmoniques provenant de l'extinction incomplète de la dérive. Cela s'explique par le fait que les apports de la dérive en $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées sont égaux dans la méthode de Doodson-Lennon qui élimine la partie quadratique du polynôme (2), dans la méthode de Matvéev qui élimine la composante linéaire et dans la méthode de Pertsev I qui diminue seulement la composante linéaire.

Table 7

(Apports de la dérive dans les valeurs journalières de la méthode de Pertsev II ($1 = 10^{-5}$ mgal))

Combinaisons	Apports provenant des termes du polynôme	
	$b_3 t^3$	$b_4 t^4$
1	210	—
2	—	250
3	30	—
4	—	20

Pour comparer les apports de la dérive dans les valeurs journalières des méthodes d'analyse harmonique de Pertsev I et II, il faut obtenir des nombres analogues à ceux donnés dans la table 6 et pour cela il faut avoir les coefficients $b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6$ calculés pour des intervalles de temps de 49 heures. Pour les motifs mentionnés dans le premier paragraphe, nous n'avons pas réussi à trouver ces coefficients. Nous n'avons à notre disposition que les coefficients des tables 3 et 4. C'est pourquoi nous avons décidé d'obtenir les coefficients b_3 et b_4 pour les intervalles de temps de 49 heures provenant des coefficients correspondant pour des intervalles de temps de 25 heures en supposant qu'il existe entre eux le même rapport qu'entre les coefficients b_3 et b_4 de la table 3.

Cette supposition, bien que très vraisemblable, exige malgré tout une certaine prudence dans les conclusions ultérieures. Les résultats de la réduction, par les méthodes de Pertsev I et II, du polygone de la dérive, dont nous parlerons dans le paragraphe suivant, peuvent servir de critère indirect de leur authenticité.

Conformément à l'hypothèse émise plus haut, nous prenons $b_3 = 0,004$ et $b_4 = 0,0003$ pour des laps de temps qui englobent 49 ordonnées.

Nous substituons les valeurs prises b_3 et b_4 dans les formules de la table 1 (B). Les apports obtenus de la dérive dans les valeurs journalières, rapportés à l'unité du facteur d'amplitude des ondes déterminées pour les combinaisons journalières, sont donnés dans la table 7.

En comparant les données des tables 6 et 7 on peut dire que les méthodes de Pertsev I et II donnent, pour les constantes harmoniques, des erreurs égales provenant de l'élimination incomplète de la dérive. Pour les ondes diurnes l'erreur possible est quelque peu plus grande dans la méthode de Pertsev II que dans la méthode de Pertsev I et pour les ondes semi-diurnes un peu plus petite.

Naturellement, les conclusions tirées sur la base des données de la table 7 sont préliminaires et exigent une précision ultérieure et une confirmation sur un matériel plus vaste.

Comparaison des méthodes d'analyse harmonique de Pertsev I et II d'après les résultats de la réduction du polygone de la dérive.

Pour vérifier les conclusions obtenues dans le paragraphe précédent, nous avons réduit, par les méthodes de Pertsev I et II, trois séries indépendantes de la dérive du gravimètre GS-11 N° 145. Les valeurs de $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ ainsi obtenues, constituent en réalité les apports de la dérive dans ces valeurs.

Les dates du début et de la fin des séries réduites sont données dans la table 8.

Table 8

Limites des séries de dérive du gravimètre GS-11 N° 145.

Séries	Méthode de Pertsev I		Méthode de Pertsev II	
	Début	Fin	Début	Fin
1	2. VII 1958	31. VII 1958	1. VII 1958	19. VIII 1958
2	1. IX	30. IX	1. IX	20. X
3	1. XI	30. XI	1. XI	20. XII

Les apports de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ obtenus par l'analyse harmonique sont données dans la table 9.

Les nombres de la table 9 confirment la conclusion faite dans le paragraphe précédent que la dérive exerce une influence un peu plus petite sur les constantes harmoniques des ondes semi-diurnes dans la méthode de Pertsev I que dans la méthode de Pertsev II et une influence un peu plus grande sur les constantes harmoniques des ondes diurnes. La première série de 50 jours a donné, pour les ondes O_1 et K_1 , des apports de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ qui dépassent de beaucoup les apports correspondants des autres séries.

Parmi les causes possibles de cette anomalie on peut citer les suivantes :

- la série de 50 jours comprend la dérive incorrecte du gravimètre pour le 1.VII 1958 qui n'entre pas dans la série de 29 jours correspondante (il faut remarquer que Melchior dans son travail [5] a rejeté le matériel pour ces jours ;
- la dérive dans la première série a une composante harmonique considérable qui peut fausser les ondes diurnes.

Table 9

Valeurs des apports de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées ($1 = 10^{-5}$ mgal)

Méthode de Pertsev I					Méthode de Pertsev II				
M_2	S_2	N_2	O_1	K_1	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
$R \cos \zeta$									
2	2	5	16	1	3	2	2	77	15
1	0	2	11	2	0	2	1	11	3
2	1	3	1	1	3	2	4	16	5
$R \sin \zeta$									
4	0	3	5	1	2	1	1	25	12
5	4	4	7	2	3	2	1	6	1
6	2	0	6	1	1	1	1	10	2

Pour illustrer les composantes harmoniques dans la dérive, nous donnons à la figure 2 le graphique des différences successives des ordonnées voisines pour huit jours de 24 heures de la première série.

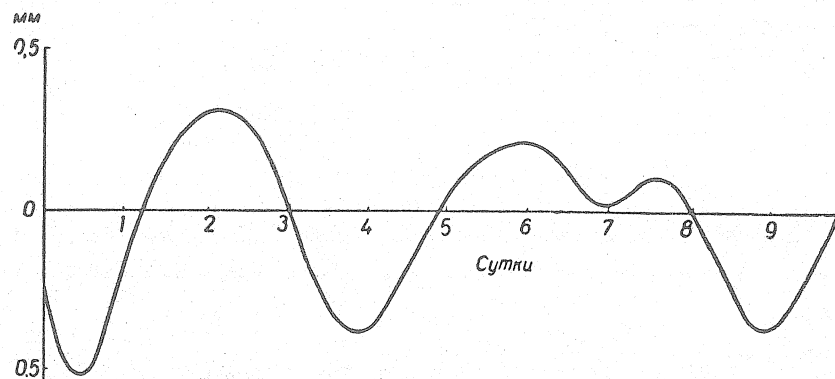


Fig. 2 - Courbe adoucie des différences successives des ordonnées voisines de la dérive du gravimètre GS-11 N° 145
Début 30. VII. 1958.

Ce procédé filtre la composante linéaire de la dérive et rend plus évidente la présence de la composante périodique. (Il faut remarquer que sur la figure 2, la courbe des différences est donnée sous une forme adoucie). Il est possible qu'il y ait d'autres causes de l'anomalie de la valeur de l'apport de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes O_1 et K_1 pour la première série de 50 jours.

La concordance des conclusions du paragraphe précédent avec les données de la table 9 attire l'attention sur le fait que l'hypothèse que nous avons faite dans le paragraphe précédent relativement aux apports des termes du polynôme $b_3 t^3$ et $b_4 t^4$ dans les valeurs diurnes est proche de la réalité.

En conclusion de cet article il faut encore une fois souligner que les conclusions que nous avons tirées du travail proposé, exigent une vérification ultérieure sur un matériel plus vaste.

BIBLIOGRAPHIE.

1. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique des marées élastiques
Yzd. Acad. des Sc. de l'URSS, série géophysique N° 8, 1958.
2. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique de séries de 50 jours d'observations des variations de marées de la force de pesanteur, volume "Etude des marées terrestres"
Yzd. Acad. des Sc. de l'URSS, 1961.
3. V.G. BALENKO
Apport de la dérive dans $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ des ondes déterminées des marées terrestres.
Trav. de l'Obs. grav. de Poltava. Ac. des Sc. RSSU T. XI. Yzd. vo Ac. des Sc. RSSU 1962.
4. V.G. BALENKO
Méthodes d'analyse harmonique de Doodson et Lecolazet.
Trav. de l'Obs. grav. de Poltava. Ac. des Sc. RSSU, T. IX Yzd. vo Ac. des Sc. RSSU, 1961.
5. P. MELCHIOR
Résultats de seize mois d'enregistrement de la marée à l'Observatoire Royal de Belgique (Uccle) à l'aide du Gravimètre Askania N° 145.
Ann. de l'Obs. R. de Belg., T. VIII, Sér. Géoph. N° 53, 1960.

Table I.

Facteurs pour le calcul des coefficients du polynôme a_1, a_2, a_3, a_4

Heures	a_1	a_2	a_3	a_4
-12	+ 0,01737892	- 0,002894545	- 0,000284900	+ 0,000036776
11	,00484331	,000045911	,000142450	,000009395
10	- 0,00479995	+ 0,001762723	,000030967	- 0,000008465
9	,01181379	,002747437	+ 0,000052363	,000018750
8	,01646116	,003103731	,000110357	,000023223
7	,01900499	,003006527	,000145829	,000023460
6	,01970823	,002610168	,000161594	,000020853
5	,01883382	,002048418	,000160468	,000016606
4	,01664471	,001434462	,000145265	,000011741
3	,01340383	,000860905	,000118802	,000007091
2	,00937412	,000399774	,000083894	,000003306
1	,00481853	,000102516	,000043354	,000000859
+ 1	+ 0,00481853	,000102516	- 0,000043354	,000000859
2	,00937412	,000399774	,000083894	,000003306
3	,01340383	,000860905	,000118802	,000007091
4	,01664471	,001434462	,000145265	,000011741
5	,01883382	,002048418	,000160468	,000016606
6	,01970823	,002610168	,000161594	,000020853
7	,01900499	,003006527	,000145829	,000023460
8	,01646116	,003103731	,000110357	,000023223
9	,01181379	,002747437	,000052363	,000018750
10	,00479995	,001762723	+ 0,000030967	,000008465
11	- 0,00484331	- 0,000045911	,000142450	+ 0,000009395
12	,01737892	,002894545	,000284900	,000036776

Table II.

Facteurs pour le calcul des coefficients du polynôme a_1, a_2, a_3, a_4

Heures	a_1	a_2	a_3	a_4
-18	+ 0,01355662	- 0,001435534	- 0,000099680	+ 0,000008211
16	,00013291	+ 0,000503487	,000033226	,000000072
14	- 0,00908466	,001491857	+ 0,000013682	- 0,000004280
12	,01462184	,001800526	,000043489	,000005904
10	,01700441	,001664315	,000058636	,000005722
8	,01675814	,001281921	,000061568	,000004511
6	,01440879	,000815913	,000054727	,000002909
4	,01048214	,000392733	,000040557	,000001411
2	,00550396	,000102699	,000021500	,000000370
+ 2	+ 0,00550396	,000102699	- 0,000021500	,000000370
4	,01048214	,000392733	,000040557	,000001411
6	,01440879	,000815913	,000054727	,000002909
8	,01675814	,001281921	,000061568	,000004511
10	,01700441	,001664315	,000058636	,000005722
12	,01462184	,001800526	,000043489	,000005904
14	,00908466	,001491857	,000013682	,000004280
16	- 0,00013291	,000503487	+ 0,000033226	+ 0,000000072
18	,01355662	- 0,001435534	,000099680	,000008211

Table III.

Facteurs pour le calcul des coefficients du polynôme a_1, a_2, a_3, a_4

Heures	a_1	a_2	a_3	a_4
-24	+ 0,00868946	- 0,000723367	- 0,000035612	+ 0,000002299
22	,00242165	,000011287	,000017806	,000000587
20	- 0,00239998	+ 0,000440811	,000003871	0,000000529
18	,00590689	,000686944	+ 0,000006545	,000001172
16	,00823058	,000775986	,000013795	,000001451
14	,00950249	,000751663	,000018229	,000001466
12	,00985412	,000652559	,000020199	,000001303
10	,00941691	,000512113	,000020058	,000001038
8	,00832235	,000358619	,000018158	,000000734
6	,00670191	,000215227	,000014850	,000000443
4	,00468706	,000099944	,000010487	,000000207
2	,00240927	,000025629	,000005419	,000000053
+ 2	+ 0,00240927	,000025629	- 0,000005419	,000000053
4	,00468706	,000099944	,000010487	,000000207
6	,00670191	,000215227	,000014850	,000000443
8	,00832235	,000358619	,000018158	,000000734
10	,00941691	,000512113	,000020058	,000001038
12	,00985412	,000652559	,000020199	,000001303
14	,00950249	,000751663	,000018229	,000001466
16	,00823058	,000775986	,000013795	,000001451
18	,00590689	,000686944	,000006545	,000001172
20	,00239998	,000440811	+ 0,000003871	,000000529
22	- 0,00242165	- 0,000011287	,000017806	+ 0,000000587
24	,00868946	,000723367	,000035612	,000002299

Facteurs pour le calcul de a_1 , a_2 , a_3

Heures	a_1	a_2	a_3
-12	- 0,01938933	+ 0,003844237	+ 0,000828176
11	+ 0,01403537	- 0,004517338	- 0,000420719
10	,02237658	,004718030	,000853676
9	,01554440	,001304365	,000775845
8	,00126899	+ 0,002809720	,000426384
7	- 0,01468145	,005982998	+ 0,000014943
6	,02828264	,007524961	,000421165
5	,03703629	,007411708	,000711506
4	,03975203	,006039710	,000844787
3	,03632948	,004017466	,000812825
2	,02754025	,001995034	,000633832
1	,01480990	,000531445	,000345821
+ 1	+ 0,01480990	,000531445	- 0,000345821
2	,02754025	,001995034	,000633832
3	,03632948	,004017466	,000812825
4	,03975203	,006039710	,000844787
5	,03703629	,007411708	,000711506
6	,02828264	,007524961	,000421165
7	,01468145	,005982998	,000014943
8	- 0,00126899	,002809720	+ 0,000426384
9	,01554440	- 0,001304365	,000775845
10	,02237658	,004718030	,000853676
11	,01403537	,004517338	,000420719
12	+ 0,01938933	+ 0,003844237	- 0,000828176

Coefficients du polynôme a_1 , a_2 , a_3 , a_4 des intervalles de temps

GS -- 11

N° des intervalles	Première période				Seconde	
	a_1	a_2	a_3	a_4	a_1	a_2
1	+ 0,65	+0,449	+0,00439	- 0,000935	+ 8,25	- 0,002
2	10,77	- 0,122	- 0,00402	+ 0,000983	+ 9,25	,008
3	10,36	+ 0,057	+ 0,00076	- 0,000357	+ 9,82	+ 0,088
4	8,73	,030	- 0,00217	,000705	+ 10,33	,038
5	5,61	,051	+ 0,00110	+ 0,000025	+ 8,49	- 0,100
6	8,45	- 0,009	- 0,00001	,000271	+ 7,08	,024
7	,71	+ 0,081	,00004	- 0,000376	+ 10,69	+ 0,076
8	11,91	- 0,023	+ 0,00037	+ 0,000481	+ 9,81	- 0,061
9	8,63	,307	- 0,00093	,000432	+ 10,95	+ 0,011
10	7,35	+ 0,336	+ 0,00067	- 0,000591	+ 9,04	- 0,095
11	12,90	,021	,00073	+ 0,000048	+ 8,01	,051
12	+ 17,09	,114	- 0,00252	- 0,000269	+ 6,54	,272
13	+ 11,96	- 0,190	+ 0,00343	+ 0,000210	+ 7,40	+ 0,180
14	12,99	+ 0,030	- 0,00282	,000366	+ 8,51	- 0,045
15	,24	- 0,109	+ 0,00149	,000018	+ 4,38	,072

Table IV

Coefficients du polynôme a_4, a_5, a_6

a_4	a_5	a_6
- 0,000121285	- 0,00000648394	+ 0,00000080730
+ 0,000114276	+ 0,00000162098	- 0,00000053568
,000143546	,00000179248	,00000077640
,000076288	,00000182451	,00000048541
- 0,000016326	,00000312664	,00000003522
,000093275	,00000076244	+ 0,00000035658
,000136132	- 0,00000151206	+ 0,00000058879
,000142406	,00000320993	,00000064252
,000119760	,00000407489	,00000055171
,000081130	,00000404285	,00000037815
,000040724	,00000320353	,00000019111
,000010911	,00000176194	,00000005139
,000010911	+ 0,00000176194	,00000005139
,000040724	,00000320353	,00000019111
,000081130	,00000404285	,00000037815
,000119760	,00000407489	,00000055171
,000142406	,00000320993	,00000064252
,000136132	,00000151206	,00000058879
,000093275	- 0,00000076244	,00000035658
,000016326	,00000312664	- 0,00000003522
+ 0,000076280	,00000482451	,00000048541
,000143546	,00000479248	,00000077640
,000114276	,00000162098	,00000053568
- 0,000121285	+ 0,00000648394	+ 0,00000080730

Table V

et 25 heures pour trois périodes d'enregistrements du gravimètre GS-11 N° 145

Période		Troisième période			
a_3	a_4	a_1	a_1	a_2	a_4
- 0,00004	+ 0,000072	+ 4,21	+ 0,118	- 0,00127	- 0,000030
,00095	,000138	4,87	- 0,026	,00060	,000218
+ 0,00005	- 0,000347	1,83	+ 0,017	+ 0,00186	,000230
- 0,00008	,000179	3,26	- 0,009	,00046	+ 0,000300
,00013	+ 0,000124	2,94	0,068	,00291	,000362
,00032	,000470	4,50	+ 0,110	- 0,00340	- 0,000658
,00189	- 0,000175	3,15	0,221	+ 0,00116	+ 0,001098
+ 0,00359	+ 0,000253	1,87	+ 0,085	,00154	- 0,000362
,00039	- 0,000091	3,90	- 0,008	- 0,00165	+ 0,000135
- 0,00003	+ 0,000127	4,64	+ 0,084	,00304	- 0,000546
,00144	,000263	1,36	- 0,034	+ 0,00291	+ 0,000140
,00265	,001228	3,00	+ 0,015	- 0,00204	,000003
+ 0,00209	- 0,000497	1,81	- 0,226	+ 0,00109	,000919
,000268	,000374	- 1,36	+ 0,054	,00316	- 0,000364
,00011	+ 0,000651	0,51	- 0,000	,00144	+ 0,000210

Coefficients du polynôme a_1, a_2, a_3, a_4 des intervalles de temps

GS-II

N° des intervalles	Première période				Seconde	
	a_1	a_2	a_3	a_4	a_1	a_2
1	+ 0,54	+0,385	+0,00558	-0,000524	+ 8,14	+0,008
2	10,62	-0,053	-0,00310	+0,000306	9,21	,007
3	10,47	+0,028	,00049	-0,000102	9,84	,057
4	8,70	-0,039	,00135	,000167	10,38	,017
5	5,49	+0,045	+0,00222	,000029	8,57	-0,087
6	8,53	,009	-0,00119	+0,000067	6,96	+0,027
7	8,54	,048	+0,00186	-0,000085	10,62	,061
8	12,13	,040	-0,00147	+0,000080	9,97	-0,037
9	8,52	-0,302	,00013	,000292	11,05	+0,010
10	7,30	+0,309	+0,00121	-0,000378	9,00	-0,091
11	12,91	,015	,00090	+0,000096	7,92	,017
12	17,22	,096	-0,00377	-0,000131	6,29	,152
13	12,02	-0,176	+0,00321	+0,000107	7,53	+0,166
14	12,82	+0,075	-0,00120	,000014	8,50	-0,102
15	12,38	-0,127	,00038	,000125	4,10	0,004

Coefficients du polynôme a_1, a_2, a_3, a_4 des intervalles de temps

GS-II

N° des intervalles	Première période				Seconde	
	a_1	a_2	a_3	a_4	a_1	a_2
1	+ 0,53	+0,331	+0,00567	-0,000314	+ 8,25	+0,002
2	10,61	-0,002	-0,00307	+0,000111	9,16	,011
3	10,51	+0,014	,00045	-0,000033	9,89	,038
4	10,60	-0,081	,00097	+0,000011	10,41	,018
5	5,43	+0,056	+0,00239	-0,000071	8,45	-0,104
6	8,53	,022	-0,00112	+0,000009	6,90	+0,045
7	,64	,024	+0,00124	,000018	10,57	,064
8	11,94	,671	,00000	-0,000055	10,15	-0,024
9	8,50	-0,289	,00010	+0,000244	11,10	+0,004
10	7,17	+0,276	,00194	-0,000243	9,00	-0,086
11	13,07	,022	,00002	+0,000074	7,86	,012
12	17,09	,088	-0,00312	-0,000102	6,19	,103
13	12,17	-0,183	+0,00249	+0,000139	7,72	+0,135
14	12,72	+0,097	-0,00068	,000076	8,29	-0,116
15	12,47	-0,117	-0,00092	0,000082	4,15	+0,026

Table VI

37 heures pour trois périodes d'enregistrement du gravimètre GS-11 N° 145

Période		Troisième période			
a_1	a_4	a_1	a_2	a_3	a_4
+0,00097	-0,000011	+4,26	+0,124	-0,00159	-0,000069
-0,00059	+0,000018	4,94	-0,049	,00108	,000043
+0,00001	-0,000116	1,84	+0,004	+0,00199	,000035
-0,00029	,000037	3,35	,017	-0,00048	+0,000038
,00047	,000002	3,10	-0,036	+0,00145	,000072
+0,00126	+0,000053	4,25	+0,042	-0,00116	-0,000102
-0,00175	-0,000016	3,28	-0,117	,00078	+0,000250
+0,00191	+0,000085	1,85	+0,053	+0,00183	-0,000122
-0,00176	-0,000035	3,81	,004	-0,00084	+0,000050
+0,00045	+0,000080	4,56	,033	,00238	-0,000149
-0,00045	,000035	1,45	-0,032	+0,00243	+0,000041
+0,00007	,000315	2,91	+0,033	-0,00103	-0,000066
,00050	-0,000237	2,01	-0,137	,00123	+0,000227
-0,00267	+0,000021	-1,19	+0,024	+0,00145	-0,000129
+0,00285	,000083	0,42	,020	,00064	+0,000027

Table VII

49 heures pour trois périodes d'enregistrement du gravimètre GS-11 N° 145

Période		Troisième période			
a_3	a_4	a_1	a_2	a_3	a_4
+0,00027	+0,000011	+4,23	+0,126	-0,00148	-0,000069
-0,00022	,000010	4,96	-0,065	,00113	+0,000031
,00018	-0,000035	1,90	,000	+0,00163	-0,000024
,00040	,000039	3,36	+0,030	-0,00050	,000011
+0,00004	+0,000071	3,27	-0,028	+0,00058	+0,000043
,00155	-0,000018	4,17	+0,019	-0,00081	-0,000011
-0,00134	,000036	3,15	-0,068	,00005	+0,000047
+0,00096	+0,000029	2,02	+0,026	+0,00094	-0,000014
-0,00115	-0,000003	3,75	,014	-0,00055	+0,000016
+0,00050	+0,000063	4,36	,007	,00147	+0,000045
-0,00033	-0,000001	1,57	-0,021	+0,00177	-0,000004
+0,00082	+0,000117	2,82	+0,014	-0,00058	+0,000005
-0,00042	-0,000109	1,93	-0,095	,00079	,000056
,00178	+0,000067	-1,12	,004	+0,00131	-0,000022
+0,00270	-0,000037	0,41	+0,025	,00048	+0,000009

Table VIII

Coefficients $b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6$

Période	N° des intervalles	$b_1 \cdot 10^3$	$b_2 \cdot 10^3$	$b_3 \cdot 10^4$	$b_4 \cdot 10^5$	$b_5 \cdot 10^6$	$b_6 \cdot 10^7$
I	1	+ 130	+ 535	- 154	- 296	+ 115	+ 103
	2	1050	- 197	+ 43	+ 274	- 48	- 90
	3	1033	+ 239	15	- 462	5	+ 218
	4	864	220	7	517	17	228
	5	580	- 14	- 47	+ 156	+ 34	- 78
	6	856	2	36	11	21	+ 8
	7	831	+ 145	+ 121	- 188	- 71	77
	8	1199	- 168	- 18	+ 390	+ 13	- 174
	9	912	420	158	310	87	136
	10	709	+ 518	+ 87	- 487	- 47	+ 219
	11	1285	52	23	69	9	38
	12	1711	152	- 31	116	+ 3	46
	13	1190	- 214	+ 52	+ 79	- 10	- 30
	14	1307	6	- 54	123	+ 15	44
	15	1207	121	+ 67	31	- 31	15
II	1	+ 831	- 32	- 18	+ 78	+ 10	- 36
	2	937	22	45	47	21	17
	3	980	+ 169	+ 5	- 225	- 2	+ 97
	4	1038	71	- 18	95	+ 10	40
	5	861	- 54	38	95	22	55
	6	683	103	+ 73	+ 232	- 44	- 95
	7	1096	+ 26	- 101	101	+ 48	60
	8	951	- 11	+ 125	- 91	- 52	+ 60
	9	1100	+ 35	- 12	67	+ 9	30
	10	908	- 144	15	+ 127	8	- 58
	11	785	126	+ 33	202	- 28	90
	12	670	524	- 77	715	+ 29	302
	13	730	+ 311	+ 52	- 358	- 18	+ 158
	14	852	- 62	- 32	+ 3	+ 3	21
	15	429	190	+ 28	343	- 17	142
III	1	+ 422	+ 156	- 16	- 92	+ 2	+ 46
	2	482	1	+ 10	86	- 9	33
	3	177	110	38	242	- 11	112
	4	340	- 66	- 37	+ 164	+ 25	- 68
	5	277	79	+ 82	62	- 31	13
	6	421	+ 114	54	- 77	51	+ 6
	7	344	- 298	- 76	+ 290	+ 51	- 92
	8	173	+ 189	+ 58	- 280	- 25	+ 125
	9	395	- 25	- 33	+ 54	+ 9	- 21
	10	483	+ 190	90	- 303	35	+ 127
	11	107	- 87	+ 116	+ 139	- 51	- 64
	12	298	92	- 14	251	4	128
	13	201	363	50	413	+ 35	164
	14	- 131	+ 169	+ 18	- 306	8	+ 138
	15	70	- 32	70	+ 96	- 32	- 38

Table IX

Coefficients $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$

Période	N° des intervalles	$a_1 \cdot 10^2$	$a_2 \cdot 10^3$	$a_3 \cdot 10^4$	$a_4 \cdot 10^5$	$a_5 \cdot 10^6$	$a_6 \cdot 10^7$
I	1						
	2	+ 66	- 182	+ 90	+ 128	- 58	- 23
	3	- 17	+ 114	58	- 254	30	+ 126
	4	+ 41	53	- 18	113	0	45
	5	- 33	45	- 68	+ 35	+ 40	- 25
	6	+ 24	24	+ 4	- 72	2	+ 43
	7	- 64	35	105	65	- 66	24
	8	+ 39	- 158	- 23	+ 300	+ 26	- 133
	9	56	272	152	292	79	131
	10	- 68	+ 345	+ 84	- 403	- 57	+ 182
	11	20	- 51	3	9	+ 10	9
	12	+ 95	+ 159	- 19	190	8	85
	13	- 95	- 151	+ 32	+ 133	- 6	- 57
	14	+ 55	37	- 53	96	+ 16	30
	15	- 14	39	+ 62	2	- 23	3
II	1	+ 3	- 67	- 32	+ 115	+ 17	- 52
	2	22	87	30	125	12	54
	3	8	+ 70	26	- 89	16	+ 36
	4	3	50	+ 6	58	- 1	25
	5	20	- 127	- 48	+ 114	+ 27	- 36
	6	- 44	20	+ 39	52	- 33	16
	7	+ 67	+ 42	- 66	0	+ 34	12
	8	- 99	- 77	+ 145	+ 25	- 66	+ 8
	9	+ 23	+ 29	- 12	- 57	+ 15	25
	10	- 8	- 80	8	+ 105	4	- 50
	11	+ 23	39	8	85	0	35
	12	12	389	34	541	- 4	226
	13	- 23	+ 158	+ 32	- 198	7	+ 85
	14	+ 76	122	- 39	174	+ 19	56
	15	- 69	- 123	+ 28	+ 226	- 31	- 91
III	1	+ 44	+ 54	- 7	- 74	- 2	+ 42
	2	17	- 28	+ 26	+ 34	11	- 21
	3	- 49	+ 140	- 2	- 270	+ 5	+ 125
	4	+ 20	- 68	- 34	+ 117	23	- 43
	5	- 70	69	+ 95	52	- 41	11
	6	+ 31	+ 80	40	- 55	36	+ 2
	7	29	- 129	- 79	+ 75	+ 52	2
	8	- 61	+ 139	+ 62	- 232	- 31	108
	9	+ 34	- 47	- 30	+ 43	+ 10	- 15
	10	92	+ 161	97	- 218	45	+ 90
	11	- 94	64	+ 104	54	- 53	17
	12	+ 26	- 216	17	+ 398	17	- 184
	13	32	135	- 53	143	+ 43	48
	14	- 66	+ 145	+ 43	- 231	- 17	+ 105
	15	30	- 77	29	+ 117	9	- 46

Traduction.

VALEURS DE REDUCTION POUR LE CALCUL DES ONDES DE GROUPE DE LA MAREE
TERRESTRE EN 1958-1967

par

P.S. Matvéev & S.N. Zakhartchenko.

(Troudi Poltavskoï Gravimetricheskoï Observatorii, Tome XII, pp. 59 - 99, Kiev 1963)

РЕДУКЦИОННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ГРУППОВЫХ ВОЛН ЗЕМНОГО ПРИЛИВА
НА 1958 - 1967 гг.

П. С. Матвеев, С. Н. Захарченко

(Труды полтавской гравиметрической обсерватории Том XII, 59-99 Киев 1963)

Les ondes de la marée terrestre prises en considération au moment de l'analyse harmonique du matériel d'observation sont pour la plupart des ondes de groupe. Cela signifie que l'effet attribué à une onde observée donnée, présente en soi la somme des effets de quelques harmoniques simples voisins entre eux sous le rapport de la vitesse de variation de la phase.

Pour obtenir des renseignements sur la malléabilité de la Terre aux forces de marées, l'idéal serait un schéma extrêmement sélectif d'analyse harmonique qui permettrait de déterminer les harmoniques principaux des ondes de groupes les plus importantes sous un aspect "net" c'est-à-dire affranchis des apports perturbateurs des harmoniques voisins. Malheureusement pour séparer les harmoniques voisins il faudrait une série ininterrompue de matériel d'observation d'une durée d'environ 19 années dont l'exécution est, pour des motifs tout à fait clairs, très difficile. C'est pourquoi il convient en pratique d'obtenir les renseignements nécessaires sur la déformation de marée de la Terre, comme de coutume, d'après les ondes de groupe observées choisies, par l'analyse harmonique de séries courtes (de préférence mensuelles) de matériel d'observation. Ainsi les valeurs des caractéristiques de la marée terrestre pour des harmoniques séparés voisins de l'une ou l'autre onde de groupe sont considérés comme égaux.

Au moment de la réduction d'une série mensuelle d'observations clinométriques (ou gravimétriques), le calcul des valeurs théoriques des ondes de groupes de marée constitue une étape importante dans le schéma d'analyse. Ces valeurs sont nécessaires aussi bien pour l'introduction dans les ondes déterminées de corrections qui tiennent compte de l'influence des autres ondes (perturbatrices) que pour la comparaison ultérieure de l'"observation" et de la "théorie". Le moyen le plus commode de calcul de la valeur théorique de n'importe quelle onde de groupe est la réduction de son harmonique principal au moyen des valeurs f (facteur d'amplitude) et u (correction de phase) pour la valeur égale à la somme de tous les harmoniques de l'onde de groupe à une époque donnée.

Le but de ce travail est la composition de la table de valeurs de réduction f et u pour le calcul de 26 ondes de groupe prises en considération dans la réduction du matériel d'observation suivant la méthode proposée dans le travail [1]. La présence de cette table réduit essentiellement le volume du travail de calcul pour l'analyse d'une série mensuelle isolée.

Comme on le sait, n'importe quel harmonique du potentiel des forces génératrices de marées (ou sa dérivée d'après la direction arbitraire) a la forme suivante [1,2] :

$$y = H \cos V = H \cos (qt + V_0), \quad (1)$$

où H est l'amplitude, q est la vitesse de variation de l'argument V pour l'unité de temps t et V_0 est la phase initiale se représentant dans la forme générale par l'expression :

$$V_0 = at_0 + bs_0 + ch_0 + dp_0 + eN_0 + mp_s + n90^\circ. \quad (2)$$

où : s_0, h_0, p_0, N_0 et p_s sont respectivement les longitudes moyennes de la Lune, du Soleil, du péri-gée lunaire, du noeud ascendant de l'orbite lunaire et du périhélie solaire ; le coefficient a caractérise l'appartenance de l'harmonique à la classe déterminée d'ondes (pour les ondes diurnes $a = 1$, pour les ondes semi-diurnes $a = 2$); les coefficients $b, c, d, \dots$ sont des nombres entiers arbitraires prenant les valeurs : $0, \pm 1, \pm 2, \dots$

La réduction de l'harmonique principal de l'onde de groupe est basée sur la représentation de la somme de tous les harmoniques voisins entrant dans cette onde sous la forme :

$$H \cos (qt + V_0) + \sum_j H_j \cos (q_j t + V_{0j}) = R \cos (qt + V_0 + u), \quad (3)$$

où l'indice j est employé pour la désignation de n'importe quel harmonique perturbateur voisin et où

$$R = fH \quad (4)$$

Nous donnons dans la table 1 la structure de 32 ondes de marées à courte période prises en considération dans le schéma d'analyse harmonique d'après la méthode [1]. Les harmoniques isolés sont désignés dans cette table à l'aide des "nombres arguments" ainsi appelés et introduits dans la pratique de réduction des observations de marées par A.Doodson [2] pour la notation abrégée des équations de l'argument V .

En conclusion des formules pour le calcul des valeurs réduites f et u , certains harmoniques sont tout à fait voisins entre eux lorsque les arguments ne diffèrent l'un de l'autre que par les coefficients de p_s ; il est facile de considérer comme un harmonique la sommation calculée avec la valeur $p_s = 282^\circ 5$, ce qui correspond par exemple à l'époque 1975. Ces harmoniques voisins entrent dans les ondes S_1 et P_1 . La première de ces ondes comme on le voit dans la table 1 ne renferme en elle que deux harmoniques tout à fait voisins dont la somme sur dix années voisines peut être représentée par l'expression suivante

$$S_1 = 0,00296 \cos (t + 24^\circ 6) \quad (5)$$

La valeur donnée de l'onde S_1 du potentiel des forces génératrices de marées s'emploie dans le schéma de la méthode [1].

Table 1

Structure des ondes de marées les plus importantes

Onde	Nombres arguments des harmoniques	Onde	Nombres arguments des harmoniques	Onde	Nombres arguments des harmoniques	Onde	Nombres arguments des harmoniques	
$2Q_1$	125 745 (125 755)	M_1	153 645 153 655 154 656 155 435 155 445 155 455 155 645 155 655 155 665 155 675 156 654 157 455 157 465	I_1	173 655 173 665 175 445 (175 455) 175 465 175 475	(245) *	245 545 (245 555) 245 755	
z_1	127 545 (127 555)					z_2	247 445 (247 455)	
Q_1	133 855 131 656 135 435 135 635 135 645 (135 655) 135 855 136 555 136 654 137 655		(155) *	155 545 (155 555) 155 565	OO_1	183 555 183 565 185 355 (185 555) 185 565 185 575	M_2	253 755 251 556 255 535 255 545 (255 555) 255 755 256 554 257 355 257 555
						z_2		227 645 (227 655)
	(135) *	135 545 (135 555) 135 755	π_1	162 556	$2N_2$	235 745 (235 755)		(255) *
	z_1	137 445 (137 455)	P_1	163 535 163 545 (163 555) 163 557 163 755		(235) *	(235 645) (235 655)	i_2
O_1		143 755 144 556 145 535 145 545 (145 555) 145 755 145 765 146 554 147 565	S_1	164 554 164 556	μ_2	236 556 236 655 236 754 237 545 (237 555) 238 554 239 355	L_2	265 445 (265 455) 265 655 265 665 265 675
		K_1	165 545 (165 555) 165 565 165 575			T_2	272 556	
	(145) *	145 645 (145 655) 145 665	ψ_1	166 554	N_2	243 855 244 656 245 435 245 556 245 645 (245 655) 246 456 246 555 246 654 248 454	S_2	271 557 273 545 (273 555) 274 554 274 556
	z_1	147 545 (147 555)	φ_1	167 555			K_2	275 545 (275 555) 275 565 275 575 276 554 277 555

Le calcul de ses valeurs théoriques n'exige pas de prendre d'autres valeurs des facteurs de réduction f et u que $f = 1$ et $u = 0$.

Les ondes désignées dans la table 1 par des astérisques trouvent leur origine dans le potentiel des forces génératrices de marées W_3 s'exprimant en fonctions sphériques du troisième degré. Toutes les autres ondes proviennent du potentiel W_2 , représenté par une fonction sphérique du second degré. Les harmoniques principaux des ondes de groupe correspondantes sont prises dans cette table dans les parenthèses. On prend l'harmonique fictif (155.555) ayant une amplitude égale à l'amplitude de l'harmonique 155 655 à titre de principal pour l'onde de groupe M_1 .

En désignant par V et V_j respectivement les arguments de l'harmonique principal et de l'harmonique apparenté, nous obtenons pour le calcul des valeurs réduites, les formules suivantes [1] :

$$\begin{aligned} f \cos u &= a_0 + \sum_j a_j \cos \Delta V_j, \\ f \sin u &= b_0 + \sum_j b_j \sin \Delta V_j, \end{aligned} \quad (6)$$

où pour toutes les ondes de groupe (à l'exception de P_1) : $a_0 = 1$, $b_0 = 0$, a_j et b_j sont les coefficients numériques égaux aux rapports H_j/H multipliés par les facteurs d'amplitude correspondants des harmoniques ; ΔV_j est la différence entre les arguments des harmoniques apparenté et principal correspondants de l'onde de groupe à l'époque moyenne de la série étudiée.

Beaucoup d'harmoniques des différentes ondes de groupes ont des différences égales ΔV_j . C'est pourquoi nous avons trouvé utile de donner dans la deuxième colonne de la table 2 la liste de ces différences rencontrées dans les expressions (6) en l'étendant sur toutes les valeurs de leur indice j . Chacune de ces différences dont le nombre a été trouvé égal à 25 peut être considérée pour la facilité du calcul comme argument d'une certaine onde à longue période ayant une vitesse angulaire σ_j égale à l'oscillation diurne ΔV_j , c'est-à-dire :

$$\Delta V_j = \sigma_j T + \Delta V_{0j}, \quad (7)$$

où T est le temps mesuré en jours de 24 heures ; ΔV_{0j} est la valeur de la différence ΔV_j à l'instant $T = 0$. Les valeurs σ_j sont données dans la quatrième colonne de la table 2.

Nous donnons dans la colonne précédente de cette table les valeurs de la vitesse horaire de variation de la différence ΔV_j employées comme valeurs de départ pour obtenir σ_j .

En conformité avec l'ordre de numérotation choisi pour les différences de ΔV_j (table 2) nous donnons dans la table 3 les formules (6) pour 16 ondes de groupe avec indication des autres ondes qui nécessitent des valeurs de réduction pareilles. Les valeurs des coefficients numériques des amplitudes H (pour les harmoniques principaux) et H_j (pour les harmoniques apparentés), sont utilisées pour compléter ces formules et sont tirées du travail [2] avec le calcul des variations recommandées par N.N.Pariiskii [3] pour les harmoniques solaires les plus importantes. Pour abréger la notation de ces formules nous avons employé les notations suivantes :

$$C_j = \cos \Delta V_j, \quad S_j = \sin \Delta V_j. \quad (8)$$

Table 2.

Différences ΔV_j entre les arguments des harmoniques voisins et principaux des ondes de groupes de marées

j	ΔV_j	Vitesse de variation de la différence ΔV_j par heure de temps moyen.	σ_j	Valeur ΔV_{0j} à 12 h. de temps universel 1er janvier 1958.
1	N	$-0^{\circ},002206413$	$-0^{\circ},0529539$	217,355
2	$2N$	,004412826	,1059078	74,710
3	$p+N$	$+0^{\circ},002435424$	$+0^{\circ},0584502$	31,784
4	$p-p_s$	,001639876	,1113570	252,210
5	p	,001641837	,1114011	174,428
6	$p-N$	,006818250	,1643580	317,073
7	$p-2N$	,009054663	,2173119	99,718
8	$2p$	,009283674	,2228082	348,857
9	$2p-N$	,011490087	,2757621	131,502
10	$2(p-N)$	,013696500	,3287160	274,147
11	$h-2p+p_s$	,031786926	,7628862	213,997
12	$h-p-p_s$	,036424811	,8741962	183,989
13	$h-p$	,036426802	,8742432	106,207
14	$h-p_s$	,041066678	,9856003	358,418
15	$h+p_s$	,041070690	,9856914	202,854
16	$h+p-p_s$	,015708515	,1,0970044	172,846
17	$2h-2p+N$	,970617191	,6955326	69,770
18	$2(h-p)$	,072853604	,7484865	212,414
19	$2h-p$	,077495141	,8598906	26,843
20	$2h-p-N$	,079701854	,9128445	169,488
21	$2h+N$	,079930865	,9183408	58,626
22	$2(h-p_s)$	,082133356	,9712005	356,835
23	$2h$	,082137278	,9712947	201,271
24	$2h-N$	,081343691	2,0242486	343,916
25	$3h-2p-p_s$	,113920282	,7340868	210,832

Les formules données dans la table 3 et, respectivement, la liste des harmoniques de la table 1, sont composées de telle façon que soient prises en considération tous les harmoniques voisins perturbateurs dont les apports relatifs dans les ondes déterminées O_1 , K_1 , N_2 , M_2 et S_2 sont plus grands que 0,1 % dans l'onde Q_1 plus grands que 0,2 % et dans les ondes M_1 et μ_2 plus grands respectivement que 0,5 et 1,0 %

On a pris à titre d'instant origine pour le calcul des valeurs réduites f et u , midi de temps universel de Greenwich, le 1er janvier 1958. Les valeurs de départ des différences ΔV_{0j} à cette date ($T = 0$) sont données dans la dernière colonne de la table 2. Les valeurs des différences ΔV_{0j} pour les instants suivants c'est-à-dire au milieu de chaque période de dix jours ont été calculées d'après (7) où on a donné au paramètre de temps les valeurs successives $T = 10, 20, 30, \dots, 3.700$.

On a obtenu à l'aide des valeurs ΔV_j , calculées sur ces dates d'après les formules (6), les valeurs de $f \cos u$ et $f \sin u$ sur la base desquelles on a trouvé les valeurs f et u pour chacune des 16 ondes.

Le schéma des calculs a été programmé pour l'ordinateur électronique "Oural". Ils ont été réalisés dans les centres de calcul de l'Académie des Sciences de R.S.S.V. et à l'Université de l'Etat de Kiev. Quatre époques de contrôle (1er janvier 1958, 11 janvier 1958, 30 juillet 1958 et 18 février 1968) ont été calculées à la main sur machines à calculer automatiques.

Table 3.

Formules du type (6) pour le calcul des valeurs de réductions.

Q_1	$f \cos u = 1,0000 + 0,1885 C_1 - 0,0058 C_3 - 0,0026 C_5 - 0,0039 C_{10} -$ $- 0,0054 C_{13} + 0,0010 C_{14} - 0,0030 C_{16} - 0,0104 C_{21};$ $f \sin u = + 0,1885 S_1 - 0,0058 S_3 - 0,0026 S_5 + 0,0039 S_{10} -$ $- 0,0054 S_{13} + 0,0177 S_{14} + 0,0030 S_{16} - 0,0104 S_{21}$
$Q_1, 2Q_1$ σ_1, φ_1	$f \cos u = 1,0000 + 0,1885 C_1 - 0,0058 C_3 - 0,0064 C_5 - 0,0011 C_7 -$ $- 0,0004 C_{14} - 0,0029 C_{16} + 0,0027 C_{21};$ $f \sin u = + 0,1885 S_1 - 0,0058 S_3 - 0,0064 S_5 - 0,0011 S_7 +$ $+ 0,0064 S_{14} + 0,0029 S_{16} + 0,0027 S_{21}$
P_1	$f \cos u = 1,0000 - 0,0113 C_1 + 0,0008 C_3 - 0,0015 C_5;$ $f \sin u = 0,0003 - 0,0113 S_1 + 0,0008 S_3 - 0,0015 S_5$
K_1	$f \cos u = 1,0000 + 0,1156 C_1 - 0,0029 C_3;$ $f \sin u = - 0,1552 S_1 + 0,0029 S_3$
M_1	$f \cos u = - 0,0287 C_3 + 1,3593 C_5 + 0,2669 C_7 - 0,0115 C_9 - 0,0050 C_{12} +$ $+ 0,0060 C_{16} + 0,2728 C_{17} + 0,0604 C_{20};$ $f \sin u = - 0,0287 S_3 + 0,6407 S_5 + 0,1339 S_7 + 0,0050 S_{12} +$ $+ 0,0060 S_{16} + 0,0931 S_{17} - 0,0197 S_{20}$
J_1	$f \cos u = 1,0000 + 0,1687 C_1 + 0,0044 C_3 + 0,0361 C_5 + 0,1829 C_{11};$ $f \sin u = - 0,2274 S_1 + 0,0044 S_3 - 0,0361 S_5 - 0,1829 S_{11}$
OO_1	$f \cos u = 1,0000 + 0,6402 C_1 + 0,1343 C_3 + 0,1479 C_5 + 0,0567 C_{21} +$ $+ 0,2902 C_{22};$ $f \sin u = - 0,6402 S_1 - 0,1343 S_3 - 0,1479 S_5 - 0,0567 S_{21} -$ $- 0,2902 S_{22}$
(135)*	$f \cos u = 1,0000 + 0,3981 C_1 + 0,0616 C_3;$ $f \sin u = + 0,3981 S_1 + 0,0616 S_3$
(145)*, (155)*	$f \cos u = 1,0000 - 0,2784 C_1;$ $f \sin u = - 0,0182 S_1$
N_2, ε_2	$f \cos u = 1,0000 - 0,0373 C_1 + 0,0008 C_3 - 0,0036 C_5 - 0,0019 C_{11} -$ $- 0,0053 C_{13} + 0,0009 C_{14} - 0,0031 C_{16} + 0,0079 C_{25};$ $f \sin u = - 0,0373 S_1 - 0,0008 S_3 + 0,0036 S_5 - 0,0019 S_{11} - 0,0053 S_{13} +$ $+ 0,0177 S_{14} + 0,0031 S_{16} + 0,0079 S_{25}$
$M_2, 2N_2,$ ν_2, λ_2, τ_1	$f \cos u = 1,0000 - 0,0373 C_1 + 0,0005 C_3 + 0,0006 C_5 - 0,0004 C_{14} -$ $- 0,0034 C_{16} + 0,0011 C_{23};$ $f \sin u = - 0,0373 S_1 + 0,0005 S_3 + 0,0006 S_5 - 0,0064 S_{14} +$ $+ 0,0023 S_{16} + 0,0011 S_{23}$
S_2	$f \cos u = 1,0000 + 0,0022 C_1 - 0,0083 C_3 + 0,0022 C_{16} + 0,0023 C_{22};$ $f \sin u = + 0,0022 S_1 - 0,0083 S_3 + 0,0022 S_{16} - 0,0023 S_{22}$
K_2	$f \cos u = 1,0000 + 0,2848 C_1 + 0,0323 C_3 + 0,0079 C_{14} + 0,0065 C_{23};$ $f \sin u = - 0,3104 S_1 - 0,0323 S_3 + 0,0079 S_{14} + 0,0065 S_{23}$
μ_2	$f \cos u = 1,0000 + 0,0374 C_1 + 0,0128 C_{11} - 0,0090 C_{13} + 0,0531 C_{14} +$ $+ 0,0293 C_{16};$ $f \sin u = - 0,0374 S_1 - 0,0128 S_{11} + 0,0090 S_{13} + 0,0817 S_{14} +$ $+ 0,0293 S_{16}$
L_1	$f \cos u = 1,0000 - 0,0370 C_1 - 0,2505 C_3 - 0,1102 C_5 - 0,0156 C_{10};$ $f \sin u = 0,0370 S_1 - 0,2505 S_3 - 0,1102 S_5 - 0,0156 S_{10}$
(235)*, (245)*	$f \cos u = 1,0000 + 0,1705 C_1 - 0,0193 C_3;$ $f \sin u = + 0,1705 S_1 - 0,0193 S_3$

REMARQUE : Pour les ondes $\pi_1, S_1, \psi_1, \varphi_1, T_1$ u (255)*: $f = 1, u = 0$.

Les valeurs obtenues f et u sont données dans la table 4* pour la période allant du 1er janvier 1958 au 18 février 1968 au milieu de chaque dixième jour. Le choix du milieu du jour (c'est-à-dire 12 heures de temps universel de Greenwich) comme instant auquel se rapportent les valeurs calculées f et u s'explique par le fait que l'époque moyenne de la série réduite (de 29 jours) tombe au milieu du 15ème jour de la série, qui peut être n'importe quel jour de l'intervalle de temps de dix ans couvert par la table.

En utilisant les données de la table 4 comme base, il est facile d'obtenir les valeurs f et u à midi de n'importe quel jour du calendrier au moyen de l'interpolation quadratique selon la méthode de Bessel :

$$X = X_0 + k\Delta_0 - k_1(\Delta_1 - \Delta_{-1}) \quad (9)$$

où X est la valeur de l'inconnue interpolée à la date T (f ou u) qui se trouve entre les valeurs X_0 et X_1 de la table 4 et respectivement aux dates T_0 et T_1 ;

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{10}(T - T_0), \\ \Delta_0 &= X_1 - X_0, \\ \Delta_1 &= X_2 - X_1, \\ \Delta_{-1} &= X_0 - X_{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Le coefficient k_1 dans les limites de $T_0 + 1$ ($i = 1$) à $T_1 - 1$ ($i = 9$) a les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} k_1 &= k_{10} = 0,022, \\ k_2 &= k_8 = 0,040, \\ k_3 &= k_7 = 0,052, \\ k_4 &= k_6 = 0,060, \\ k_5 &= 0,062. \end{aligned}$$

A titre d'exemple nous trouverons au moyen de l'interpolation la valeur du facteur f pour l'onde 00₁ à 12 heures de temps universel le 8 novembre 1961. Nous prendrons les données nécessaires à l'interpolation de la table 4 :

$$\begin{aligned} \text{le } 22. X \text{ } 1961 \text{ r. } f &= 0,7676, \\ \text{. } 1. XI \text{ } 1961 \text{ r. } f &= 0,7119, \\ \text{. } 11. XI \text{ } 1961 \text{ r. } f &= 0,6435, \\ \text{. } 21. XI \text{ } 1961 \text{ r. } f &= 0,5681. \end{aligned}$$

D'où $k = 0,7$, $\Delta_{-1} = -0,0557$, $\Delta_0 = -0,0684$, $\Delta_1 = -0,0754$. Nous avons pour le calcul de l'inconnue f d'après la formule (9) :

$$f = 0,7119 - 0,7 \cdot 0,0684 + 0,052(-0,0754 + 0,0557) = 0,6650$$

La valeur exacte f calculée à un instant donné directement d'après les formules (6) est égal à 0,6651.

Comme on le voit, la valeur interpolée et la valeur calculée f pour l'onde OO_1 le 8 novembre 1961 ne diffèrent que d'une unité du dernier signe. Dans les cas les plus défavorables, des divergences analogues pour cette onde et aussi pour les ondes M_1 et N_1 peuvent atteindre quelques unités de la dernière décimale ce qui conduit à une erreur relative de calcul des valeurs théoriques de ces ondes de groupe atteignant quelques centièmes de pourcent. On pourrait réduire l'erreur mentionnée en élargissant la formule d'interpolation (9). Cependant dans notre cas c'est-à-dire au moment de l'utilisation des données de la table 4, il est peu probable qu'on soit tenté de prendre une interpolation plus compliquée que la forme quadratique pour autant que la précision atteignant 0,1 % pour le calcul des valeurs théoriques des trois ondes énumérées soit tout à fait suffisante. L'interpolation quadratique pour toutes les autres ondes assure le calcul des valeurs f et u à n'importe quel moment donné avec une précision allant jusqu'à la dernière décimale. De plus, pour la série d'ondes pour lesquelles ne figure pas en ΔV_1 la longitude moyenne du Soleil h (ondes P_1 , K_1 (135)* et autres), les valeurs de réduction f et u peuvent être obtenues à n'importe quelle date par la table 4 avec une précision allant jusqu'à la dernière décimale au moyen d'une interpolation linéaire simple c'est-à-dire d'après la formule (9), limitée aux deux premiers termes du second membre.

En conclusion les auteurs profitent de l'occasion pour remercier V.G. Goloubitskov et E.A. Slavinskiï qui ont effectué une partie importante des calculs préparatoires et de vérifications pour le présent travail.

BIBLIOGRAPHIE.

1. P.S. MATVEEV

Analyse harmonique des marées terrestres (série de 29 jours)

Trav. de l'Obs. grav. de Poltava T. XI, Izd. vo. Ac. des Sc. de la RSSV 1962.

Traduction BIM

2. A.T. DOODSON

The harmonic development of the tide-generating potential.

Proc. of the Roy. Soc. of London (A), vol. 100, 1921, pp. 305-329.

3. N.N. PARIISKII.

Remarques sur le calcul des valeurs théoriques des amplitudes des variations de marée de la force de pesanteur.

Bull. "Etude des marées terrestres" N° 2, série AGI, Izd. vo Ac. des Sc. URSS, 1961.

Note : Etant donné l'ampleur de la table 4 (Valeurs des facteurs de réductions f et u en 1958-1967) qui couvre 33 pages, le lecteur est prié de retourner à l'ouvrage russe original.

Traduction.

SUR LES MAREES DU LAC BAIKAL

par

Z.N. Aksentieva

(Troudi Poltavskoï Gravimetritcheskoï Observatorii, Tome II, pp. 106-117 1948).

О ПРИЛИВАХ ОЗЕРА БАЙКАЛ

З.Н. Аксентьева

(Труды полтавской гравиметрической обсерватории Том II, 106-117 1948).

§ 1. Remarques générales.

Comme on le sait, on a admis de caractériser les propriétés élastiques de la Terre par deux coefficients h et k dont le premier donne l'estimation de la valeur du déplacement élastique de l'écorce terrestre sous l'influence de la force génératrice de marée c'est-à-dire la hauteur de la marée terrestre, tandis que le second détermine l'inégalité de potentiel provenant de la déformation de la Terre. Trois espèces d'observations donnent la valeur de γ qui s'exprime en fonction de ces coefficients par l'expression simple :

$$\gamma = 1 + k - h \quad (1)$$

Ces observations sont les suivantes :

- 1) observations des oscillations de la verticale à l'aide des pendules horizontaux ;
- 2) observations des marées à longue période dans les océans ;
- 3) observations des marées "faibles" dans les lacs.

Le Lac Baïkal est un des lacs les plus intéressants qui puissent servir l'objectif proposé.

Il se présente comme l'un des plus beaux et des plus profonds lacs, non seulement en URSS mais dans le monde entier. Il est entouré de montagnes et situé à une altitude de 461.7 m. au-dessus du niveau de la mer. Le lac s'étend en latitude depuis 51°43' jusque 55°46' Nord et en longitude de 103°44' à 109°57' Est de Greenwich. La longueur de la ligne axiale du lac est de 665 km, la plus grande largeur est de 75 km et la plus petite 26 km.

La ligne axiale et, parallèlement à elle, la ligne du bord accusent de très fortes variations de direction. Il y a trois fractures principales conformément auxquelles le lac se divise en trois bassins séparés :

- 1) la partie Sud qui s'étend de la frontière Sud-Ouest à la partie la plus étroite du Baïkal vis-à-vis du fleuve Sélangi. Cette partie change ensuite d'orientation de l'Ouest à l'Est, ensuite Nord-Est, enfin Nord-Nord-Est ;
- 2) la partie moyenne qui s'étend du delta du fleuve Sélangi jusqu'à la partie supérieure du Sbiat Nos en comprenant le Golfe de Bargousin, la petite mer et le Golfe de Tchibirkouï et qui a une direction générale Nord-Est.
- 3) la partie Nord qui a une direction à peu près Nord jusqu'à la limite Nord du lac.

Les grandes profondeurs commencent souvent près de la rive même. Les plus grandes profondeurs se trouvent dans la partie Sud, sur la ligne Listvenitchnaïa-Missovaïa où l'on rencontre des profondeurs atteignant 1.436 m. et également dans la partie moyenne du lac à partir du parallèle des portes d'Olkonskii, dans la direction de la Presqu'Île de Sbiat Nos, où on rencontre des profondeurs atteignant 1.741 m. [1].

A la limite entre les parties Sud et moyenne, le fond du lac s'élève, et passe de 530 m. à 192 m.

Telle est, dans les grandes lignes, la structure du Lac Baïkal. A partir de cette structure, on peut s'attendre à une répartition compliquée des marées du lac.

§ 2. Renseignements historiques.

Le Lac Baïkal a été découvert par les Russes en 1643 [2]. Une tentative d'étude hydrographique partielle du lac a été faite pour la première fois en 1772-1773 par le navigateur Pouchkarión par ordre du Professeur Pallas. Comme résultat de ces travaux, on a établi une carte du Baïkal avec l'indication des fleuves et des rivières qui s'y jettent ainsi que l'Angara et d'autres qui en sont issus. De 1788 à 1896, différentes personnes ont effectué par périodes des levés partiels et des sondages du lac; on a fait une reconnaissance du lac Baïkal qui servira dans la suite à son étude hydrographique et à la composition d'une carte préliminaire du lac.

En 1897-1902, on a exécuté une expédition hydrographique sous le commandement du Général-Major F.K. Drijenko. Cette expédition a effectué tout le complexe de travaux de recherches scientifiques : hydrographie, astronomie-géodésique, gravimétrie et observations magnétiques. Les équipes pour l'hydrographie ont fait des sondages profonds du Baïkal, ces cartes ont été publiées par la Direction hydrographique principale en 1908.

Les premières observations météorologiques valables sur le lac Baïkal ont été faites par Ksenjopolskii à Koulouk de 1871 à 1872. Quant aux observations météorologiques régulières elles ont commencé dans une série d'endroits en 1896 et ont formé petit à petit tout un réseau de stations météorologiques du Baïkal sous la direction de l'observatoire de magnétisme et de météorologie d'Irkoutsk.

Les observations plus ou moins régulières du niveau du Baïkal ont commencé en 1888, dans le village de Listbenitch, à l'aide d'une jauge graduée.

En 1897, l'observatoire magnétique et météorologique d'Irkoutsk a installé une série de stations marégraphiques.

En 1924 on avait accumulé un matériel d'observations des variations du niveau du Baïkal portant sur 36 années (de 1889 à 1924). Les résultats des observations des variations de niveau pour les sept premières années (de 1888 à 1895) ont été obtenus et publiés par A.V.Vosnessenskii et étudiés une seconde fois dans l'article de S.A.Sovietov [2].

Les variations du niveau du Baïkal pour ces 36 années ont été étudiées par V.B.Chostakovitch [3] qui a tiré les conclusions suivantes :

- 1) les variations de niveau du Baïkal ont actuellement une allure annuelle régulièrement accusée ;
- 2) le minimum pour ces 36 années d'observations se produit en avril, le maximum le plus souvent en septembre ;
- 3) la différence entre les niveaux les plus hauts et les plus bas (en prenant l'année civile habituelle comme période) varie très fort d'une année à l'autre : de 35.3 à 135.6 cm.

L'étude du Baïkal pour la période de 1916 à 1944 est étroitement liée au nom du professeur G.You. Verecharin à présent décédé [4]. Sous sa direction, de grands travaux ont été effectués d'après un programme complexe englobant, sous tous ses aspects, la nature du lac. Ces travaux se sont particulièrement développés à partir de 1928 quand a été fondée, par les travaux de G.You Verecharin, la station limnigraphique sur le Baïkal. Grâce aux travaux de mesure de profondeur de G.You Verecharin, nous avons complété nos connaissances sur la nature et les profondeurs de la dépression du lac Baïkal.

Le premier essai de détermination des marées du lac Baïkal a été fait sur la proposition de A. Ya Orlov par T.P.Kravtzi (à présent membre correspondant de l'Académie des Sciences de l'URSS) et par A.P.Ekimov [5] pendant les années 1923-1924 en relation avec l'étude des sèches du lac Baïkal et également en rapport avec la construction proposée de la station gravimétrique d'Irkoutsk. A ce moment on a accumulé déjà le matériel des observations de niveau du Baïkal pour 36 années. Parmi ces matériaux figuraient également les enregistrements marégraphiques durant 16 années provenant des deux stations limnigraphiques de Pestchan et Maritouï.

Tous ces calculs de la hauteur du niveau de l'eau au Baïkal et les enregistrements marégraphiques ont été fait pour la solution de problèmes de caractère descriptif. Les marégrammes du Baïkal ne conviennent pas, comme de juste, pour les mesures précises qui sont nécessaires pour la détermination des marées.

Laissons de côté les marégrammes de Maritouï qui sont inadaptés à la détermination des marées et examinons les marégrammes de Pestchanaïa portant sur 16 années. Les auteurs cités ont choisi la meilleure série annuelle d'enregistrements pour 1911-1912, ils la réduisirent et déterminèrent l'onde de marée lunaire semi-diurne M_2 sur le Baïkal.

Ce travail suscita un grand intérêt. Le savant autrichien Sternek [6] a réduit à nouveau cette même série d'observations pour 1911-1912 et bâtit sa théorie hydrodynamique des marées du Baïkal.

Le savant anglais Grace [7] se servit aussi de cette même série d'observations pour déterminer $\gamma = 1 + k - h$ d'après les observations de la marée M_2 sur le Baïkal en employant la méthode de Proudman.

L'observatoire gravimétrique de Poltava, au moment d'un séjour dans la ville d'Irkoutsk entreprit la détermination de l'onde principale lunaire semi-diurne M_2 d'après un matériel plus étendu à savoir les séries de deux années d'observations dans deux baies - à Pestchanaïa déjà connus et à Tancho en 1940 - 1942.

Les sèches du lac Baïkal ont été étudiées par V.N.Soloviov [9] et B.B.Chostakovitch [10]. Les périodes et amplitudes des sèches trouvées par ces auteurs, sont données dans la table suivante .

Table 1.

Sèches du lac Baïkal

Ordre des sèches	Période des sèches	Amplitude maximum	
		Pestchanaïa	Marlitouf
T_1	4 ^h 38 ^m	12 cm	14 cm
T_2	2 33	0	3
T_3	1 28	0	5
T_4	1 00	1	2
T_5	0 44	0	1

§ 3. Matériaux pour la détermination des marées du Baïkal.

Les sèches du lac Baïkal sont au nombre des phénomènes principaux qui perturbent l'état de repos du niveau des eaux. Cependant, comme le montre la table 1 donnée à la fin du paragraphe précédent, les périodes des sèches ne correspondent pas aux périodes des ondes principales de marées et ne se trouvent pas avec elles dans les rapports multiples, c'est pourquoi elles ne peuvent provoquer aucune influence sélective sur les ondes de marées.

Le professeur G. You Verechagin a aimablement mis à notre disposition pour la détermination des marées du lac Baïkal les marégrammes avec les enregistrements des variations de niveau de l'eau dans les baies de Pestchanaïa et Tancho couvrant presque deux ans : de septembre 1940 à juillet 1942. L'échelle des enregistrements du premier marégraphe est de 1/2, de sorte qu'une variation des ordonnées du marégramme de 5 mm correspond à la variation du niveau de l'eau du lac de 1 cm.

L'échelle des enregistrements du second marégraphe est de 1/10 c'est-à-dire que la variation de l'ordonnée du marégramme de 1 mm correspond à une variation du niveau de l'eau d'1 cm.

Pour obtenir les données sur les marées, nous avons relevé les ordonnées des marégrammes à chaque heure du temps moyen local par rapport au point nul arbitraire et avons introduit les corrections correspondantes pour le réglage de la plume. De cette façon, on obtint le matériel comprenant les ordonnées exprimées en mm. et référées au point nul arbitraire.

§ 4. Procédé de détermination de l'onde lunaire principale M_2

Nous avons effectué la réduction du matériel d'après le procédé général pour la réduction des "marées faibles" que nous avons adapté à l'analyse des observations des marées terrestres et de l'atmosphère.

L'ordre des réductions est en bref le suivant :

1. On compose une petite table donnant le début des jours spéciaux (de 24 heures) M_2 pour l'année entière. Cette table est donnée en complément de ce présent article.
2. Tous les jours de la série sont numérotés en commençant par le jour zéro et les heures zéro de celui-ci sont prises comme début du calcul.
3. Ensuite les observations sont réordonnées d'après le temps spécial de l'onde M_2 , toutefois partant du fait qu'à la variation du temps moyen d'une heure correspond la variation de la phase M_2 de $\mu = 28^{\circ}9841...$, les observations s'inscrivent dans l'ordre, heure par heure, de 0 h à 12 h, en commençant par l'heure zéro du jour prise comme début du calcul. De cette façon, on obtient la première ligne horizontale des observations disposées suivant les phases de l'onde M_2 : 0, μ , 2μ , ..., 12μ . Et ensuite, on trouve, d'après les tables de temps spécial, le début des seconds jours (de 24 heures) spéciaux. Les ordonnées de cette heure qui correspond à ce début s'inscrivent dans la 2^{ème} ligne à la place du zéro, ensuite on écrit toutes les ordonnées horaires l'une après l'autre et on obtient la deuxième ligne horizontale des ordonnées réglées d'après le temps M_2 . En continuant ce processus, sans épuiser toute la série des observations, nous obtenons B colonnes d'ordonnées disposées suivant le temps M_2 : 0, μ , 2μ , 3μ , ..., 12μ .
4. En additionnant les nombres de chaque colonne et en divisant par le nombre de jours spéciaux (de 24 heures) nous obtenons treize points de la courbe moyenne de la marée M_2 .

En représentant chacune des ordonnées moyennes de la courbe de la marée M_2 par l'équation :

$$l_t = x + by + A \cos (\mu t - \zeta), \quad (2)$$

où les deux premiers termes du second membre de l'équation caractérisent la partie non périodique du mouvement et les derniers la partie périodique correspondant à l'onde M_2 , avec

$$t = 0, 1, \dots, 12, b = \frac{t - 6}{6}$$

et en supposant :

$$A \cos \zeta = u \text{ et } A \sin \zeta = v, \quad (3)$$

nous obtenons le système des 13 équations conventionnelles contenant quatre inconnues : x, y, u, v, qui sert ainsi pour la détermination de la phase ζ cherchée et de l'amplitude A de l'onde M_2 . Ce système de quatre équations normales avec quatre inconnues est résolu suivant le schéma de Gauss en fonction de x, y, u, v qui sont représentées par des fonctions linéaires provenant des ordonnées l_t avec coefficients constants, sont :

$$x = Q_{00}l_0 + Q_{10}l_1 + Q_{20}l_2 + \dots, + Q_{12}l_{12}. \quad (4)$$

Les expressions pour y, u, v ont la même forme.

Les valeurs de Q_1 sont données dans la table suivante :

Table 2.

Coefficients	u	v	x	y
Q_0	+0.11352	-0.25737	0.07063	-0.39531
Q_1	+ 10988	- .04665	.07180	- .19296
Q_2	+ .07085	+ .11767	.07432	- .03102
Q_3	+ .00745	+ .20809	.07757	+ .06771
Q_4	- .06321	+ .20811	.08074	+ .09623
Q_5	- .12217	+ .13488	.08302	+ .06515
Q_6	- .15342	+ .01638	.08384	.00000
Q_7	- .14790	- .10604	.08302	- .06515
Q_8	- .10573	- .19008	.08074	- .09623
Q_9	- .03624	- .20302	.07757	- .06771
Q_{10}	+ .04441	- .12997	.07432	+ .03102
Q_{11}	+ .11726	+ .02240	.07180	+ .19296
Q_{12}	+ .16531	+ .22760	.07063	+ .39531

De cette façon, en prenant les 13 ordonnées moyennes de l_t , en les multipliant par les coefficients de Q_1 et en faisant la somme, nous obtenons les valeurs des inconnues u et v qui caractérisent l'onde M_2 ainsi que de x et y qui se rapportent à la partie non-périodique du mouvement.

§ 5. Détermination de l'onde M_2 pour la baie de Pestchanaïa.

$$\phi = 52^\circ 15' ; \lambda_{rp} = - 105^\circ 40' .$$

Les marégrammes mis à notre disposition pour la baie de Pestchanaïa englobent une période allant du 1er septembre 1940 au 31 mai 1942. Il y a dans les observations des interruptions qui surgissent à cause d'accrocs techniques avec le papier et le mécanisme horaire. Nous ne comptons pas ces interruptions de sorte que dans ces circonstances le niveau du lac est supposé être dans une position moyenne arbitraire. Les jours incomplets sont en effet éliminés.

Tout le matériel se partage en deux séries annuelles. On a pris pour le commencement du calcul : pour la 1ère série 0 h, 1 septembre 1940, pour la seconde série, 0 h, 20 mai 1941.

De cette façon, une partie du matériel est commune aux deux séries. En plaçant chacune des séries en fonction du temps, M_2 , comme on l'a montré plus haut, en trouvant les sommes pour chaque heure et en les divisant par le nombre n de jours spéciaux (de 24 heures), nombre égal à 645 pour la première série et à 628 pour la seconde, nous avons obtenu les séries qui suivent pour les ordonnées moyennes des marégrammes pour l'onde M_2 (voir table 3).

Table 3

Ordonnées moyennes annuelles d'après les phases
de l'onde M_2 dans la baie de Pestchanaïa

N° de l'heure	1940 - 1941	1941 - 1942
1	+47.6	+15.6
2	+48.8	+ 2.3
3	+41.8	- 7.1
4	+28.7	- 9.8
5	+10.6	- 3.7
6	- 4.7	+ 9.2
7	-11.8	+23.6
8	-10.9	+39.1
9	- 5.6	+48.5
10	+ 5.7	+50.2
11	+22.3	+46.1
12	+37.3	+33.0
12	+47.7	+17.2
n	645	628

Ces ordonnées moyennes sont exprimées en 0,1 mm. et sont attribuées au point nul arbitraire. Elles donnent des courbes particulièrement harmonieuses qui sont données sur les graphiques ci-joints (fig. 1).

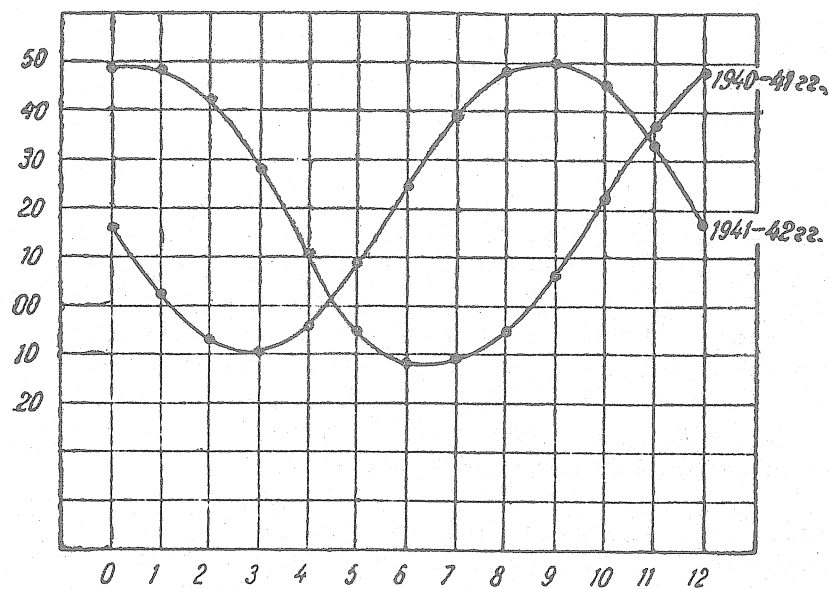


Fig. 1 : Courbe de la marée M_2 , baie de Pestchanaïa

En appliquant pour ces ordonnées le procédé des moindres carrés, comme cela a été exposé dans le paragraphe précédent et en prenant en considération le facteur de transfert du marégraphe, nous avons obtenu les expressions suivantes pour l'onde M_2 :

Baie de Pestchanaïa sur le Baïkal, Onde M_2

$$\begin{aligned} \text{Série I (1940-1941)} : & 6^{\text{mm}} \cdot A \cos (\mu t - 13^\circ 8). \\ \text{Série II (1941-1942)} : & 6 \cdot A \cos (\mu t - 257.2). \end{aligned} \quad (5)$$

Prenant en considération le début du calcul de chacune des séries et calculant la partie astronomique de la phase ($V_0 + u$) et également le facteur de transfert $\frac{1}{f}$ qui sert au passage de l'amplitude observée A à l'amplitude moyenne H ; nous donnerons aux dernières expressions la forme suivante :

Baie de Pestchanaïa sur le Baïkal, Onde M_2

$$\begin{aligned} \text{Série I (1940 - 1941)} : & 6^{\text{mm}} \cdot 2 \cos [\mu t + (V_0 + u) - 49.5], \\ \text{Série II (1941 - 1942)} : & 6 \cdot 2 \cos [\mu t + (V_0 + u) - 48.6]. \end{aligned} \quad (6)$$

De cette façon, les deux séries montrent une concordance particulièrement bonne aussi bien dans les valeurs de l'amplitude moyenne H , que dans les valeurs des "nombres κ " qui donnent en moyenne pour le retard du maximum de la marée M_2 par rapport à la culmination de l'astre idéal au méridien du point d'observation la valeur de $49^{\circ}05$ soit en heures de temps moyen $1^{\text{h}}70$.

§ 6. Détermination de l'onde M_2 pour la baie de Tanchoï sur le Baïkal.

$$\phi = 51^\circ 34' ; \lambda_{\text{rp}} = - 105^\circ 8'.$$

Nous avons entrepris les premiers l'étude des marées dans la baie de Tanchoï sur le Baïkal, Nous avons à notre disposition les observations couvrant la période allant du 8 septembre 1940 au 1er juillet 1942. Nous avons partagé cette série d'observations en deux séries annuelles, Toutefois, comme dans la baie de Pestchanaïa, une partie du matériel est ici commune aux deux séries.

Nous avons pris pour le début du calcul :

$$\begin{aligned} \text{pour la série I (1940-1941)} : & 0^{\text{h}} \quad 9 \text{ septembre 1940 et} \\ \text{pour la série II (1941-1942)} : & 0^{\text{h}} \quad 20 \text{ juillet } 1941. \end{aligned}$$

Nous avons effectué le calcul de l'onde M_2 par le même procédé que pour la baie de Pestchanaïa.

Nous donnons dans la table suivante les ordonnées moyennes, heure par heure, disposées d'après les phases de l'onde M_2 , référées au point nul arbitraire et exprimées en 0.1 mm. Le nombre de jours spéciaux (de 24 heures) dans chaque série y est aussi indiqué.

Table 4.

Ordonnées moyennes annuelles selon la phase de l'onde M_2 dans la baie de Tanchoi.

N° de l'heure	1940 - 1941	1941 - 1942
0	+ 1.4	+ 12.1
1	- 0.7	+ 9.7
2	- 1.2	+ 6.5
3	- 0.3	+ 3.0
4	+ 2.0	+ 0.5
5	+ 5.3	- 0.4
6	+ 9.2	+ 1.2
7	+ 11.7	+ 4.0
8	+ 12.5	+ 7.5
9	+ 11.8	+ 10.9
10	+ 9.9	+ 13.1
11	+ 6.5	+ 14.4
12	+ 2.9	+ 13.5
$\ln$	700	696

Les courbes tracées d'après ces données sont présentées sur les graphiques (fig. 2).

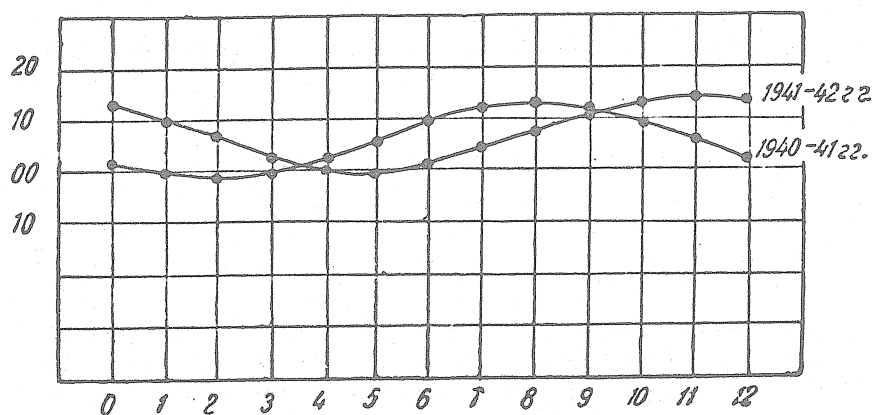


Fig. 2. Courbe de la marée M_2 - baie de Tanchoi.

Ici, comme pour le cas de la baie de Pestchanaïa, les courbes sont particulièrement bonnes et harmonieuses.

En effectuant l'analyse des ordonnées, nous avons obtenu pour la baie de Tanchoi les expressions suivantes de l'onde M_2 , en prenant en considération le facteur de transfert du marégraphe :

Baie de Tanchoi sur le Baïkal - Onde M_2

Série I (1940-1941) : $7^{mm}.0 \cos (\mu t - 235^{\circ}2)$.

Série II (1941-1942) : $7^{mm}.1 \cos (\mu t - 320^{\circ}8)$.

(7).

D'où, en passant à l'amplitude moyenne de H et en introduisant la partie théorique de la phase ($V_0 + u$), nous obtenons :

Baie de Tanchoï sur le Baïkal - Onde M_2

$$\begin{aligned} \text{Série I (1940-1941)} &: 6^{mm}.7 \cos [\mu t + (V_0 + u) - 75^\circ 8] \\ \text{Série II (1941-1942)} &: 6 \quad .8 \cos [\mu t + (V_0 + u) - 76.3]. \end{aligned} \quad (8)$$

De cette façon, les deux séries donnent des résultats à peu près équivalents. En divisant "le nombre kapa" par la vitesse angulaire de l'onde μ , nous trouvons la valeur du retard de la marée M_2 en heures de temps moyen.

Nous fournirons les données sur la marée M_2 dans la baie de Tanchoï qui découlent des dernières formules, de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \text{Série I (1940 - 1941)} &: 6.7^{mm} \quad 75^\circ 8 \quad 2^h 6 \\ \text{Série II (1941 - 1942)} &: 6.8 \quad 76.3 \quad 2.6 \end{aligned}$$

§ 7. Comparaison des observations avec la théorie du Dr. Sterneck.

Nous avons comparé les résultats que nous avons obtenu pour la marée M_2 dans la baie de Pestchanaïa et de Tanchoï avec les données de la théorie hydrodynamique du Dr. Sterneck [6].

Sur la base de sa théorie, le Dr. Sterneck a calculé les valeurs des grandeurs de H et κ pour les ondes M_2 et K_1 sur les extrémités de 15 sections établies perpendiculairement à la ligne moyenne du Baïkal. Ses calculs sont donnés dans la table et sur le plan (fig. 3) que nous reproduisons en retenant seulement les chiffres se rapportant à l'onde M_2 qui nous intéresse. Les chiffres supérieurs signifient toujours "les nombres κ " qui sont calculés en heures de marées, toutefois pour M_2 une heure de marée est considérée égale à 30° . Les chiffres inférieurs indiquent l'amplitude arrondie jusqu'au mm. Les endroits où se trouvent les baies de Pestchanaïa et de Tanchoï sont marqués par des points. Les données pour la comparaison avec la théorie figurent dans la table 5.

Table 5.

	Pestchanaïa		Tanchoï	
	H(mm)	κ/μ	H(mm)	κ/μ
Suivant la théorie de Sterneck	8.6	1 ^h 7	12.6	1 ^h 6
D'après la détermination d'Ekimov et Krahtsa	5.0	2.0	-	-
D'après la détermination de Sterneck	4.5	1.6	-	-
D'après la détermination d'Aksentieva	6.2	1.6	6.8	2.5

Nous en tirons cette conclusion :

1. La valeur observée pour κ/μ , retard de la marée M_2 par rapport à la culmination de la Lune dans le méridien du lieu d'observation pour la baie de Pestchanaïa correspond dans tous les cas avec le retard théorique, dans les limites de précision des observations.
2. La valeur observée pour κ/μ à Tanchoï diffère du retard théorique de 0 h 9. Apparemment, le phénomène n'évolue pas comme la théorie envisagée le fait espérer.
3. Les amplitudes observées aussi bien dans la baie de Pestchanaïa que dans la baie de Tanchoï sont plus petites que celles calculées par la théorie de Sterneck.
4. En supposant l'existence de la marée terrestre et en prenant les amplitudes de la marée M_2 calculées d'après la théorie de Sterneck comme certaines, nous obtenons pour la valeur de γ :

Pestchanaïa,	sui vant les données de trois auteurs ;	$\gamma = 0.55$
	d'après nos données	$\gamma = 0,72$
Tanchoï,	d'après nos données	$\gamma = 0.55$
5. Notre résultat provenant des trois valeurs obtenues est égal à $\gamma = 0.72$ qui est le plus proche de la valeur classique $\gamma = 0.69$ obtenue par Michelson par ses travaux expérimentaux avec de longs niveaux.
6. Cependant, on ne peut pas tirer de conclusions sur la valeur de γ dans le Baïkal puisque la théorie même de la marée exige une vérification et le nombre d'endroits d'observations est très insuffisant. Il faut encore étudier les marées du Baïkal en beaucoup d'endroits.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] "Atlas du Commandant de l'Armée rouge "
Etat Major de l'Armée rouge, Moscou 1938.
- [2] Etude de pilotage et aperçu de physique et de géographie du lac Baïkal.
Institut hydrographique principal - St. Petersbourg, 1908.
- [3] V.B. CHOSTAKOVITCH
Travaux de l'Observatoire de Magnétisme et de Météorologie d'Irkoutsk 1926.
- [4] S.G. LEPNIOVA
"Nature " N° 6, 1947.
- [5] A.P. EKIMOV et T.P. KRAVIETS
Travaux de l'Observatoire de Magnétisme et de Météorologie d'Irkoutsk, N° 1, 1926.
- [6] Dr. R. STERNECK
Die Gezeiten des Baicalsees.
Труды Иркутской магнитно-метеорологической обсерватории, N° 2-3, 1928.
- [7] S.F. GRACE
Monthly Notices of the R.A.S. Geophysical Supplem.,
Vol. II, N° 7, 1931.

[8] F.A. PARFIANOVITCH

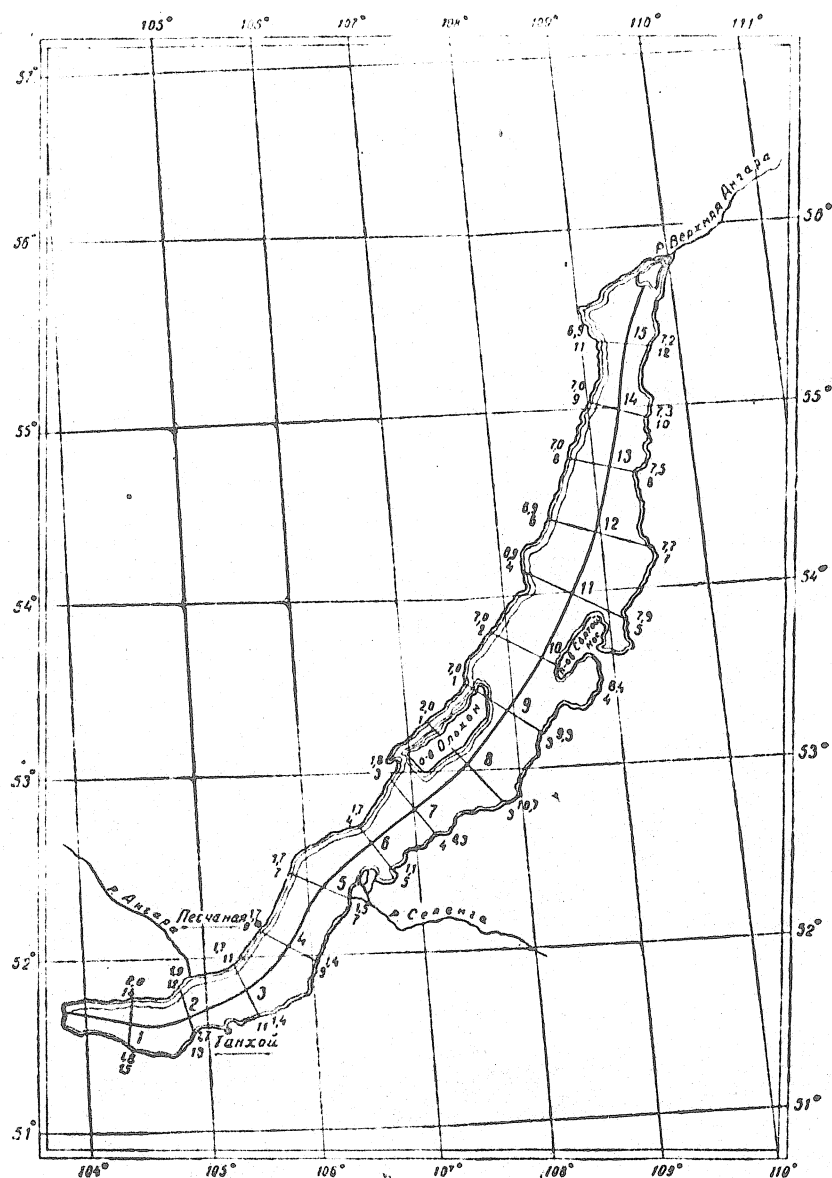
Bulletin d'Information de l'Institut de Physique-Mathématique de Stiecklov
Tome III - Edit. Ac. des Sc. URSS, 1930.

[9] V. SOLOVIOV

Bulletin d'Informations de l'Institut de Recherche scientifique, biologique et géographique
de l'Université d'Etat d'Irkoutsk,
Tome II, 2, 1925

[10] V.N. SOLOVIOV et V.B. CHOSTAKOVITCH

Travaux de l'Observatoire de Magnétisme et de Météorologie d'Irkoutsk.
N° 1, 1926.



Lac Baïkal - Répartition de la marée M_2 d'après les
données du Dr. Sterneck.

Table de temps spécial pour l'onde M₂

N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	
0	0	26	9	52	6	78	4	104	1	130	10	156	7	183	5	210	3	237	1	264	11	291	9	318	7	345	5	372	3	
	12		22		19		16		13		22		19		17		15		13		23		21		24		26		28	
1	1	27	10	53	7	79	4	105	1	131	11	157	8	184	6	211	4	238	1	265	12	292	10	319	8	346	6	373	4	
	13		23		20		17		14		23		20		18		16		14		—		22		25		27		29	
2	2	28	11	54	8	80	5	106	2	132	12	158	9	185	7	212	4	239	2	266	0	293	10	320	8	347	6	374	4	
	14		—		21		18		15		—		21		19		17		15		13		21		24		26		28	
3	3	29	0	55	9	81	6	107	3	133	0	159	10	186	7	213	5	240	3	267	1	294	11	321	9	348	7	375	5	
	15		12		21		18		15		13		22		20		18		16		13		—		22		24		26	
4	3	30	0	56	10	82	7	108	4	134	1	160	10	187	8	214	6	241	4	268	2	295	0	322	10	349	8	376	6	
	16		13		22		19		16		13		23		21		19		16		14		12		15		17		19	
5	4	31	1	57	11	83	8	109	5	135	2	161	11	188	9	215	7	242	5	269	3	296	1	323	11	350	9	377	7	
	17		14		23		20		17		14		—		22		19		17		15		13		16		18		20	
6	5	32	2	58	12	84	9	110	6	136	3	162	0	189	10	216	8	243	6	270	4	297	1	324	12	351	10	378	8	
	17		15		—		21		18		15		0		22		20		18		16		14		17		19		21	
7	6	33	3	59	0	85	9	111	6	137	3	163	0	190	11	217	9	244	7	271	4	298	2	325	13	352	11	379	9	
	18		15		12		22		19		16		13		23		21		19		17		15		18		20		22	
8	7	34	4	60	1	86	10	112	7	138	4	164	1	191	12	218	9	245	7	272	5	299	3	326	14	353	12	380	10	
	19		16		13		23		20		17		14		—		22		20		18		16		19		21		23	
9	8	35	5	61	2	87	11	113	8	139	5	165	2	192	0	219	10	246	8	273	6	300	4	327	15	354	13	381	11	
	20		17		14		—		21		18		15		12		23		21		19		17		20		22		24	
10	8	36	5	62	2	88	0	114	9	140	6	166	3	193	1	220	11	247	9	274	7	301	5	328	16	355	14	382	12	
	21		18		15		12		21		18		15		13		—		21		19		17		21		23		25	
11	9	37	6	63	3	89	0	115	10	141	7	167	4	194	2	221	0	248	10	275	8	302	6	329	17	356	15	383	13	
	22		19		16		13		22		19		16		14		12		22		20		18		22		24		26	
12	10	38	7	64	4	90	1	116	11	142	8	168	5	195	3	222	0	249	11	276	9	303	7	330	18	357	16	384	14	
	23		20		17		14		23		20		17		15		13		23		21		19		23		25		27	
13	11	39	8	65	5	91	2	117	11	143	9	169	6	196	3	223	1	250	12	277	9	304	7	331	19	358	17	385	15	
	23		20		17		14		—		21		18		16		14		—		22		20		24		26		28	
14	12	40	9	66	6	92	3	118	0	144	9	170	6	197	4	224	2	251	0	278	10	305	8	332	20	359	18	386	16	
	—		21		18		15		12		22		19		17		15		12		23		21		25		27		29	
15	0	41	10	67	7	93	4	119	1	145	10	171	7	198	5	225	3	252	1	279	11	306	9	333	21	360	19	387	17	
	13		22		19		16		13		23		20		18		15		13		—		21		25		27		29	
16	1	42	10	68	8	94	5	120	2	146	11	172	8	199	6	226	4	253	2	280	0	307	10	334	22	361	20	388	18	
	13		23		20		17		14		23		20		18		16		14		12		22		26		28		30	
17	2	43	11	69	8	95	6	121	2	147	12	173	9	200	7	227	5	254	3	281	0	308	11	335	23	362	21	389	19	
	14		—		21		18		15		—		21		19		17		15		13		23		27		29		31	
18	3	44	0	70	9	96	6	122	3	148	0	174	10	201	8	228	5	255	3	282	1	309	12	336	24	363	22	390	20	
	15		12		22		19		16		13		22		20		18		16		14		—		28		30		32	
19	4	45	1	71	10	97	7	123	4	149	1	175	11	202	8	229	6	256	4	283	2	310	0	337	25	364	23	391	21	
	16		13		22		19		17		14		23		21		19		17		15		13		29		31		33	
20	4	46	1	72	11	98	8	124	5	150	2	176	11	203	9	230	7	257	5	284	3	311	1	338	26	365	24	392	22	
	16		13		22		20		17		14		23		21		20		17		15		13		30		32		34	
21	5	47	2	73	12	99	9	125	6	151	3	177	0	204	10	231	8	258	6	285	4	312	2	339	27	366	25	393	23	
	18		15		—		21		18		15		12		23		20		18		16		14		31		33		35	
22	6	48	3	74	0	100	10	126	7	152	4	178	1	205	11	232	9	259	7	286	5	313	3	340	28	367	26	394	24	
	19		16		13		22		19		16		18		23		21		19		17		15		32		34		36	
23	7	49	4	75	1	101	10	127	7	153	4	179	2	206	12	233	10	260	8	287	5	314	3	341	29	368	27	395	25	
	19		16		13		23		20		17		14		—		22		20		18		16		33		35		37	
24	8	50	5	76	2	102	11	128	8	154	5	180	2	207	13	234	11	261	8	288	6	315	4	342	30	369	28	396	26	
	20		17		14		—		21		18		15		13		23		21		19		17		34		36		38	
25	9	51	6	77	3	103	0	129	9	155	6	181	3	208	1	235	11	262	9	289	7	316	5	343	31	370	29	397	27	
	21		18		15		12		22		19		16		14		—		22		20		18		35		37		39	
												182	4	209	2	236	0	263	10	290	8	317	6							
													16		14		12		23		20									

N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h	N° du jour	h
318	7	327	2	336	9	345	5	354	0	363	7
319	19	328	14	337	22	346	17	355	12	364	20
320	8	329	3	338	10	347	5	356	1	365	8
321	20	330	15	339	23	348	18	357	13	366	21
322	9	331	4	340	11	349	6	358	14	367	9
323	21	332	16	341	24	350	19	359	15	368	22
324	10	333	5	342	12	351	7	360	2	369	10
325	22	334	17	343	25	352	20	361	16	370	23
326	11	335	6	344	13	353	9	362	3		11
	13		21		16		11		19		13

Traduction.

RESULTATS D'UNE SERIE DE ONZE ANNEES D'OBSERVATIONS (de 1930 à 1941) SUR LES
OSCILLATIONS DE LA VERTICALE A POLTAVA.

par

Z.N. Aksentieva

(Troudi Poltavskoi Gravimetritcheskoi Observatorii, Tome II. pp. 121-138, 1948).

РЕЗУЛЬТАТЫ ОДИННАДЦАТИЛЕТНЕГО РЯДА НАБЛЮДЕНИЙ (с 1930 по 1941 год) НАД
КОЛЕБАНИЯМИ ОТВЕСА В ПОЛТАВЕ

З. Н. Аксентьева

(Труды полтавской гравиметрической обсерватории Том II. 121-138, 1948).

§ 1. Remarques générales.

On expose dans cet article les résultats de la détermination des oscillations de la verticale dues aux marées lunaires à Poltava pour onze années, de 1930 à 1941. On y donne également une comparaison des résultats des travaux de divers auteurs pendant seize ans. Nous nous limiterons toutefois à la seule recherche de l'onde lunaire semi-diurne principale M_2 .

§ 2. Organisation des observations avec les pendules horizontaux à Poltava.

La station d'observation des oscillations de la verticale avec les pendules horizontaux à l'Observatoire Gravimétrique de Poltava a été fondée en 1926-1927 sous la direction et avec la participation active de l'académicien A.Ya. Orlov.

La construction de la cave pour les observations a été terminée au mois de juillet 1927, les pendules horizontaux avec l'appareil d'enregistrement photographique des oscillations des pendules ont été préparés dans l'atelier de mécanique de l'Observatoire Astronomique d'Odessa.

En juillet 1927 on a installé les appareils et la première série expérimentale d'observations a été commencée.

Cependant, à cause du fait que les travaux de construction aussi bien sur tous les terrains de l'Observatoire autour de la cave qu'à l'intérieur du bâtiment de l'Observatoire n'étaient pas encore terminés à ce moment, et en raison du fait que la construction de la salle et des piliers destinés aux pendules n'arrivaient pas à l'équilibre et se déformaient fortement, les pendules n'étaient pas stables. Leur mouvement du point nul se caractérisait par son irrégularité ; on y relevait souvent de petites secousses de caractère local obligeant les pendules à changer rapidement leur position d'équilibre par une brusque dérive.

Dans la période de temps allant de juillet 1927 à juillet 1930 les observations consistent en une suite de séries expérimentales qui constatent l'état du mouvement du point nul des pendules. En outre, des travaux ont été réalisés :

- 1) sur l'élimination des défauts aussi bien dans la construction de la salle elle même que dans la construction des couloirs souterrains contigus à celle-ci ;
- 2) sur l'étude et l'essai des différents types d'appareils enregistreurs ;
- 3) sur l'essai des différentes sources de lumière pour l'illumination du miroir des pendules ;
- 4) sur une modification de la construction de l'un des pendules pour lequel on a éliminé le prisme mais dont le miroir est placé non pas perpendiculairement à l'axe, mais dans son prolongement ;
- 5) sur la détermination des "constantes des pendules ".

Le début des travaux réguliers sur les observations des oscillations de la verticale à l'aide des pendules horizontaux est considéré comme étant août 1941. Ils ont été interrompus par l'évacuation de l'Observatoire dans la ville d'Irkoutsk en relation avec le début de la guerre.

La première série de trois années d'observations de 1930 à 1933 a déjà été réalisée et publiée par A.Ya Orlov [1]. Les résultats préliminaires des observations pour la période de 1933 à 1938 ont été publiés par nos soins [2].

Nous donnons dans ce travail les résultats définitifs des observations pour la période de 1933 à 1941 et leur comparaison avec les données de la première série qui sont indiquées plus loin.

De cette façon nous avons ici une comparaison des résultats pour onze années de 1930 à 1941.

§ 3. Description de la station de marée terrestre.

Les pendules horizontaux de l'Observatoire gravimétrique de Poltava ont été installés sous la terre dans une salle spécialement construite pour eux à une profondeur de 4 m. Sur cette salle s'élève en outre un monticule de terre de 1,5 m. de hauteur.

L'entrée dans la salle vient du vestibule de l'Observatoire au travers de la première cave gravimétrique et un corridor souterrain d'une longueur de 10.9 m. Ce dernier est séparé de la cave gravimétrique par une grosse porte lourde et se termine par une seconde porte près de la partie extérieure de la salle. La partie intérieure de la salle est séparée de la partie extérieure encore par deux portes.

Les murs de la salle extérieure dans laquelle nous arrivons par la seconde porte et son plafond cintré sont faits en briques sur lit de ciment. Les dimensions de la salle sont les suivantes : longueur 10,8 m, largeur 6,0 m, hauteur 4,6 m. La salle intérieure est entièrement en brique sur un lit de ciment ainsi que ses murs ; le plafond voûté se termine par une haute crête et le sol. Ce dernier est isolé des murs de la salle par l'épaisseur d'une brique. La salle intérieure a les mesures suivantes : longueur 7,1 m, largeur 3,1 m, hauteur de la crête 4,3 m.

L'espace entre les murs nord des salles intérieure et extérieure est comblé par une sorte particulière de cendre pour l'isolation thermique.

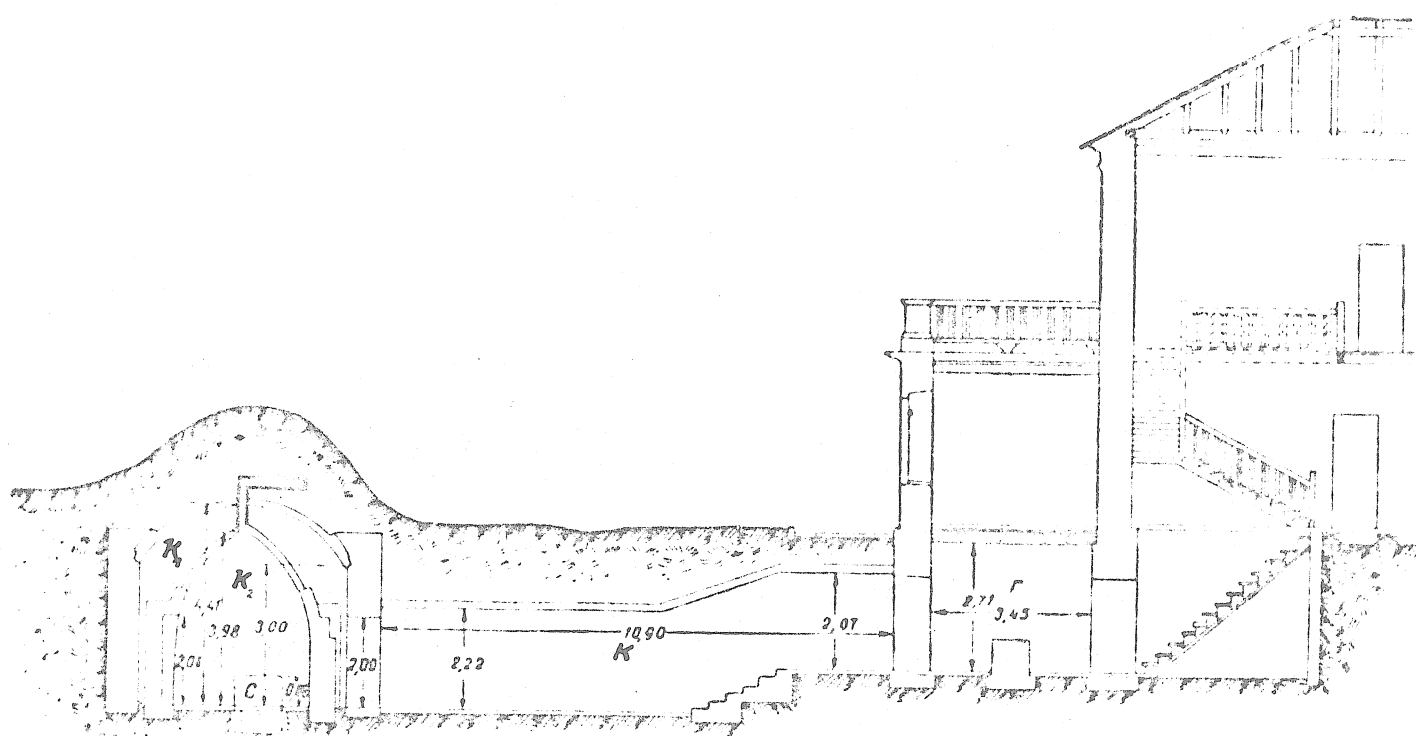


Fig. 1. - Observatoire gravimétrique de Poltava.

Salle pour les pendules horizontales avec le corridor en section.

l' - cave gravimétrique ; K - corridor ; K₁ - salle extérieure

K₂ - salle intérieure ; C - pilier.

Un pilier cylindrique d'un diamètre d'un mètre a été construit pour l'installation des pendules, il est en brique sur un lit de ciment. Il est situé à une distance de 0,7 m. du mur nord de la cave opposé aux portes d'entrée. La hauteur totale du pilier est de 1 m. toutefois elle est de 68 cm au dessus du niveau du sol de la salle, son autre partie est enfoncée dans le sol. Le pilier ne touche pas le sol de la salle puisqu'il en est isolé.

On peut voir le plan de la construction de la salle (fig. 1).

L'allure de la température annuelle dans la salle aux pendules se caractérise par les nombres suivants qui sont donnés comme valeurs moyennes mensuelles pour cinq années :

T a b l e 1

Mois	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
t'	8° 6	7° 7	7° 2	7° 3	8° 8	10° 8	12° 7	14° 5	14° 5	13° 5	12° 0	10° 0
Nombre de calculs	28	29	29	27	28	25	20	33	26	25	29	26

D'où l'on voit qu'il a une température très basse en mars et en avril et très élevée en août et septembre. L'amplitude annuelle de la variation de température est de 7°3.

§ 4. Les appareils, leur sensibilité et les "constantes".

Les observations des oscillations de la verticale sous l'influence de l'attraction de la Lune et du Soleil s'effectuent à l'aide de deux pendules horizontaux avec suspension de Zöllner du type Repsold-Levitsky. La description détaillée des appareils se trouve dans la bibliographie [3].

L'enregistrement des observations s'est effectué par procédé photographique sur une pellicule photographique appliquée sur l'arbre de l'appareil enregistreur.

Une ampoule a servi de source de lumière pour le projecteur de poche alimenté par un accumulateur placé dans le bâtiment de l'observatoire et relié avec la cave par un câble de plomb.

L'ampoule est mise dans une monture spéciale avec une fente et posée au foyer des objectifs des pendules. Les rayons de lumière provenant de l'ampoule en se réfléchissant sur les miroirs des pendules, se réunissent à nouveau dans le foyer de l'objectif et tombent sur la lentille cylindrique qui se trouve devant l'arbre de l'appareil enregistreur et rassemble les rayons en un point.

L'arbre de l'appareil enregistreur est relié au mécanisme horaire à l'aide duquel il fait un tour par 24 heures. La longueur de la circonférence est de 48 cm. Les marques horaires sur le papier photographique s'effectuent à chaque heure accomplie du temps local à l'aide d'un petit écran qui étant relié avec le mécanisme horaire, devient vertical chaque heure et cache l'arbre de l'appareil enregistreur à l'arrivée des rayons lumineux.

Les pendules, comme nous l'avons indiqué plus haut, sont installés sur un pilier solide.

L'un d'eux (le pendule M) se trouve à peu près dans le méridien et le second (le pendule l) se trouve approximativement dans le premier vertical. Leurs azimuts A de même que les distances d des objectifs jusqu'à l'arbre de l'appareil enregistreur étaient les suivants :

	A°	d(mm)
pendule M	167	4170
pendule l	77	4170

De cette façon le pendule M enregistre la composante de l'oscillation de la verticale dans l'azimut de 77° et le pendule l dans l'azimut de - 13°.

La sensibilité h des pendules c'est à dire la valeur d'un millimètre sur l'arbre de l'appareil enregistreur se détermine selon la formule connue

$$h = \frac{1}{\log \cdot \sin A \cdot 2\pi \cdot T} \quad (1)$$

où $\log$ est la constante déterminée par l'expérience, d est la distance de l'arbre de l'appareil enregistreur jusqu'à l'objectif du pendule, T est la demi-période d'oscillation du pendule déterminée par les observations dans sa position horizontale.

La constante log des pendules a été déterminée trois fois de 1927 à 1940. On a pris pour la réduction les valeurs suivantes :

pour le pendule M :	log = 76.7
pour le pendule l :	log = 64.1

On a pris pour chaque série annuelle d'observations la sensibilité moyenne qui correspond à la moyenne des périodes observées au cours d'une série annuelle donnée, à savoir :

Table 2.

Périodes moyennes et sensibilité des pendules.

Séries annuelles d'observations	Pendule M		Pendule 1	
	Période	Sensibilité	Période	Sensibilité
1933-34	24 ^s .75	0 ^{''} .0208	27 ^s .75	0 ^{''} .0198
1934-35	24 .73	0 .0208	27 .40	0 .0203
1935-36	24 .43	0 .0213	27 .10	0 .0207
1936-37	25 .35	0 .0198	26 .69	0 .0214
1937-38	25 .60	0 .0194	26 .69	0 .0214
1938-39	26 .03	0 .0188	26 .47	0 .0217
1939-40	24 .56	0 .0211	25 .87	0 .0227
1940-41	24 .16	0 .0218	25 .64	0 .0229

Table 3.

Poltava, Onde M₂, Sommes annuelles des ordonnées en 0,1 mm.

Pendule	Heures	Séries annuelles d'observations							
		1933-34	1934-35	1935-36	1936-37	1937-38	1938-39	1939-40	1940-41
M	0	+2612	+ 868	+ 606	+4452	+3734	+ 531	+1396	+4309
	1	+2370	+ 309	+1116	+5077	+2821	+ 51	+ 131	+5396
	2	+1632	+ 130	+1623	+5239	+1684	+ 56	+2968	+5464
	3	+ 825	+ 272	+2269	+4918	+ 654	+ 510	+3572	+5010
	4	+ 210	+ 751	+2596	+4339	- 71	-1349	+3869	+4082
	5	- 110	+1455	+2717	+3356	- 472	-2399	+3701	+2935
	6	- 121	+2213	+2473	+2271	- 270	-3357	+3055	+1843
	7	+ 336	+2837	+2060	+1286	+ 310	-3984	+2094	+1041
	8	+1162	+1173	+1351	+ 713	+1353	-4022	+1072	+ 744
	9	+2181	+3095	+ 759	+ 599	+2315	-3475	+ 124	+ 880
	10	+3162	+2681	+ 444	+ 929	+3035	-2645	- 441	+1569
	11	+3888	+2027	+ 182	+1589	+3305	-1638	- 561	+2422
	12	+4200	+1281	+ 278	+2384	+3083	+ 673	- 210	+3404
	n	565	483	421	574	570	570	585	651
I	0	+1781	+ 585	+1826	+4294	+ 835	+ 718	+3074	+4353
	1	+1173	+1214	+2097	+3455	+ 370	+1592	+3138	+3449
	2	+ 757	+1953	+2035	+2463	+ 244	+2426	+2807	+2380
	3	+ 655	+2732	+1712	+1437	+ 517	+3186	+2184	+1455
	4	+1009	+3255	+1163	+ 605	+1026	+3563	+1363	+ 895
	5	+1487	+3426	+ 553	+ 56	+1666	+3467	+ 496	+ 734
	6	+2221	+3865	+ 92	+ 207	+2357	+3052	- 180	+ 960
	7	+2785	+2984	+ 161	+ 266	+2779	+2194	- 561	+1508
	8	+3209	+2987	+ 195	+ 154	+2863	+1313	- 568	+2136
	9	+2989	+1636	+ 42	+ 222	+2481	+ 576	- 275	+2774
	10	+2413	+1078	+ 526	+ 407	+1746	+ 25	+ 252	+3129
	11	+1614	+ 789	+ 982	+ 130	+ 999	+ 91	+ 946	+3023
	12	+ 756	+ 714	+1354	- 380	+ 102	+ 423	+1407	+2466
	n	585	478	419	553	570	617	596	640

§ 5. Résultats de la détermination de l'onde lunaire semi-diurne principale M₂.

La détermination de l'onde lunaire semi-diurne principale M₂ est faite d'après le procédé exposé dans notre article " Sur les marées du lac Baïkal " donné dans le présent recueil.

Les sommes annuelles pour chaque heure, des ordonnées des courbes des pendules en 13 points (*li*), ne sont pas partagées en nombre de jours spéciaux (de 24 heures), elles sont exprimées en 0,1 mm et sont rapportées au point nul arbitraire; elles sont données ainsi que le nombre de jours spéciaux employés dans la table 3.

Les résultats de la détermination des amplitudes observées R et des phases ζ dans les oscillations de la verticale sont donnés dans la table 4, toutefois R est exprimé au début en mm et ensuite en secondes d'arc.

Table 4.

Séries annuelles d'observations	Pendule M		Pendule I	
	R(mm)	$R'' \cos(\mu t - \zeta)$	R(mm)	$R'' \cos(\mu t - \zeta)$
1933-34	0.32	0".00666 $\cos(\mu t - 345.1)$	0.27	0".00535 $\cos(\mu t - 246.5)$
1934-35	0.31	0.00645 $\cos(\mu t - 241.4)$	0.31	0.00629 $\cos(\mu t - 150.6)$
1935-36	0.29	0.00618 $\cos(\mu t - 140.4)$	0.25	0.00518 $\cos(\mu t - 37.6)$
1936-37	0.33	0.00653 $\cos(\mu t - 65.6)$	0.23	0.00492 $\cos(\mu t - 324.4)$
1937-38	0.37	0.00718 $\cos(\mu t - 324.3)$	0.27	0.00578 $\cos(\mu t - 227.0)$
1938-39	0.37	0.00696 $\cos(\mu t - 222.6)$	0.29	0.00629 $\cos(\mu t - 126.8)$
1939-40	0.32	0.00675 $\cos(\mu t - 125.4)$	0.25	0.00567 $\cos(\mu t - 29.4)$
1940-41	0.32	0.00698 $\cos(\mu t - 51.5)$	0.27	0.00618 $\cos(\mu t - 310.4)$

§ 6. Expression théorique de l'onde M₂.

L'influence de la force génératrice de marée de la Lune sur la verticale a été calculée en premier lieu par l'astronome de Poulkovo, Peters en 1843. Il a montré que pour une Terre absolument rigide l'oscillation de la verticale provoquée par la force de marée de la Lune, ne dépasse pas 0"017. Pour la Terre élastique elle est encore moindre et n'atteint pas un centième de seconde d'arc.

On sait que la valeur d'inclinaison de la verticale η sous l'influence de l'attraction de la Lune et du Soleil peut être calculée en supposant la Terre absolument rigide et représentée en série de termes harmoniques en des ondes de l'aspect suivant :

$$\eta = \sum r C_p \cos(\mu t + V_0 - Q), \quad (2)$$

où $r = 0"0174$ [4], C est le coefficient individuel de l'onde, μ est la vitesse angulaire de l'onde en une heure de temps moyen, t est le temps moyen en heures, V_0 est la partie astronomique de la phase, p et Q sont les deux constantes dépendant de la latitude de l'endroit d'observation et de l'azimut de l'installation de l'appareil. Ces constantes pour les ondes semi-diurnes se calculent d'après les formules connues [4].

$$p \sin Q = \cos \phi \sin \alpha \quad (3)$$

$$p \cos Q = \cos \phi \sin \phi \cos \alpha,$$

où ϕ est la latitude du lieu d'observation, α est lié à l'azimut d'installation du pendule α_0 par :

$$\alpha_0 = 90^\circ + \alpha. \quad (4)$$

Pour Poltava, nous avons :

$$\phi = 49^\circ 36'.2; \quad \lambda_{rp} = -2^h 18^m.2.$$

<u>Pendule M</u>	<u>Pendule 1</u>	
$\alpha_0 = 167^\circ,$	$\alpha_0 = 77^\circ,$	
$\alpha = 77^\circ.$	$\alpha = -13^\circ,$	
$Q = 80^\circ,$	$Q = -17^\circ,$	(5)
$\lg p = 9.807,$	$\lg p = 9.701.$	

D'où l'expression générale pour l'onde théorique M_2 avec le calcul de l'angle Q :

$$\begin{array}{ll} \text{Pendule M :} & rCp \cos (\mu t + V_0 - 80^\circ), \\ \text{Pendule I :} & rCp \cos (\mu t + V_0 + 17^\circ), \end{array} \quad (6)$$

où V_0 sont les phases du phénomène se rapportant à l'époque initiale des observations et variant au cours du temps. Nous avons pris 0h comme époque initiale des observations d'après le temps moyen local

pour les séries (1933-1941) : 0^h 1er septembre de chaque année,
pour les séries (1930-1933) : 0^h 30 août de chaque année.

Les valeurs des phases théoriques V_0 et des facteurs $\frac{1}{f}$ qui servent pour le passage de l'amplitude observée à l'amplitude moyenne que nous avons calculées d'après les tables de Schweydar [4] pour les séries de 11 années et sont prises en considération dans les conclusions suivantes.

§ 7. Comparaison des résultats des observations.

Pour comparer les résultats des séries séparées entre elles, les observations sont réduites à la phase $V_0 = 0$. Cela se fait sur la base des considérations suivantes. Si l'expression théorique pour l'onde M_2 se représente par la formule (2) et si l'expression observée a l'aspect :

$$R \cos (\mu t - \zeta), \quad (7)$$

alors dans le cas de concordance complète de la théorie avec les observations on aurait :

$$\zeta = Q - V_0. \quad (8)$$

Cependant il n'y a pas généralement parlant de concordance et les phases observées s'écartent de l'égalité écrite (8), de sorte qu'on a la relation :

$$\zeta = Q - V_0 + x, \quad (9)$$

où x est l'écart indiqué qui est constant pour un lieu donné.

D'où

$$\zeta + V_0 = Q + x \quad (10)$$

De cette façon en ajoutant aux phases observées ζ les valeurs V_0 correspondant à l'époque initiale des observations, nous obtenons les valeurs $Q + x$ comparables entre elles.

Si nous introduisons maintenant pour chacune des séries de 1930 à 1941 la valeur ζ dans l'expression (7) pour l'onde observée

$$\zeta = Q - V_0 + x \quad (11)$$

et aussi la valeur R ; $H = \frac{1}{f} R$, nous obtenons des valeurs tout à fait comparables en ce qui concerne les amplitudes et l'argument $Q + x$ de l'expression de l'inclinaison de la verticale η_M pour l'onde M_2 sous la forme :

$$\eta_{M_2} = H \cos [\mu t + V_0 - (Q + x)] \quad (12)$$

Nous donnons dans la table 5 les données pour les séries de 11 ans d'observations (de 1930 à 1941) pour deux pendules :

- 1) R sont les amplitudes observées en $0''.00001$;
- 2) ζ sont les phases observées ;
- 3) $H = R \frac{1}{f}$, sont les valeurs réduites à la valeur moyenne de l'amplitude ;
- 4) $Q + x = \zeta + V_0$ est la somme de la phase observée ζ et de la phase théorique initiale V_0 ;
- 5) Q est la grandeur de l'angle dépendant de l'installation du pendule ;
- 6) $\eta_{M_2} = H \cos [\mu t + V_0 - (Q + x)]$ sont les expressions réduites pour l'onde observée M_2 dans les oscillations de la verticale.

On a déduit des valeurs H et $Q + x$ la moyenne pour 11 années puisque ces valeurs sont tout à fait comparables entre elles et les moyennes de l'erreur moyenne ϵ sont calculées à partir de l'allure comparative des résultats obtenus.

Table 5.

Poltava, Onde M_2 , Pendule M (composante 77°)

Série	R	ζ	H	$Q+x$	Q	$H \cos [\mu t + V_0 - (Q+x)]$
1930-31	755	218.0	782	82.0	$+80^\circ$	$0''.00782 \cos (\mu t + V_0 - 82.0)$
1931-32	552	116.3	573	81.7	80	573 -81.7
1932-33	681	34.3	705	76.9	80	705 -76.9
1933-34	666	345.1	685	80.2	80	685 -80.2
1934-35	645	241.4	657	77.7	80	657 -77.7
1935-36	618	140.4	622	77.7	80	622 -77.7
1936-37	653	65.6	648	79.3	80	648 -79.3
1937-38	718	324.3	705	78.5	80	705 -78.5
1938-39	696	222.6	677	77.1	80	677 -77.1
1939-40	675	125.4	652	80.1	80	652 -80.1
1940-41	698	51.5	673	81.8	80	673 -81.8
En moyenne pour 11 années			671	79.4		$0''.00671 \cos (\mu t + V_0 - 79.4)$
.....			± 16	± 0.6		

Poltava, Onde M₂, Pendule 1 (composante - 13°)

1930-31	596	120.1	617	-15.9	-17"	0".00617	cos ($\mu t + V_0 + 15.9$)
1931-32	647	15.0	672	-19.6	-17	672	+19.6
1932-33	544	299.6	563	-17.8	-17	563	+17.8
1933-34	535	246.5	550	-18.4	-17	550	+18.4
1934-35	629	150.6	640	-13.1	-17	640	+13.1
1935-36	518	57.6	521	-25.1	-17	521	+25.1
1936-37	492	324.4	489	-21.9	-17	489	+21.9
1937-38	578	227.0	568	-18.8	-17	568	+18.8
1938-39	629	126.8	612	-18.7	-17	612	+18.7
1939-40	567	29.1	548	-16.2	-17	548	+16.2
1940-41	618	310.4	596	-19.3	-17	596	+19.3
En moyenne pour 11 années			580	-18.6		0".00580	cos ($\mu t + V_0 + 18.6$)
.....			+16	+1.0			

§ 8. Réduction des observations au méridien et au premier vertical.

La table 5 nous donne les valeurs qui caractérisent les inclinaisons de la verticale dans les azimuts $\alpha = 77^\circ$ et $\alpha = -13^\circ$. Nous devons connaître les inclinaisons de la verticale dans le méridien et le premier vertical.

Pour la réduction des observations aux surfaces données, nous nous servons des formules suivantes [1] :

$$\begin{aligned} \alpha = 0^\circ \quad x &= I \cos 13^\circ + M \sin 13^\circ, \\ \alpha = 90^\circ \quad y &= -I \sin 13^\circ + M \cos 13^\circ, \end{aligned} \quad (13)$$

où x et y sont les inclinaisons de la verticale dans le méridien et dans le premier vertical et I et M sont les oscillations de la verticale obtenues par les pendules de désignation correspondante. Elles sont prises dans la table 4.

Table 6.

Série	Observée		$H \cos [\mu t + V_0 - (Q + x)]$		Observée		$H \cos [\mu t + V_0 - (Q + x)]$	
	Amplitudes	Phase			Amplitudes	Phase		
	Dans le méridien $\alpha=0^\circ \quad Q=0^\circ$				Dans le premier vertical $\alpha=90^\circ \quad Q=90^\circ$			
1930-31	0''.00582	136°.9	0''.00503	$\cos (\mu t + V_0 - 0.9)$	0''.00766	228.0	0''.00794	$\cos (\mu t + V_0 - 92.0)$
1931-32	0.00618	26.3	0.00641	+8.3	581	130.5	606	-95.9
1932-33	0.00540	316.1	0.00559	+1.3	684	44.5	708	-87.1
1933-34	0.00521	263.1	0.00536	+1.8	677	355.2	696	-90.3
1934-35	0.00628	163.9	0.00639	-0.2	646	254.1	658	-90.4
1935-36	0.00493	53.6	0.00496	+9.1	638	150.6	642	-87.9
1936-37	0.00474	342.2	0.00471	+4.1	666	74.9	661	-88.6
1937-38	0.00566	243.4	0.00556	+2.4	728	334.5	715	-88.7
1938-39	0.00617	141.4	0.00600	+4.1	706	234.1	687	-88.6
1939-40	0.00557	44.8	0.00538	+0.5	683	136.1	660	-90.8
1940-41	0.00592	325.4	0.00571	+4.3	720	62.4	694	-92.7
En moyenne pour 11 années			0''.00564	$\cos (\mu t + V_0 + 3.2)$	En moyenne pour 11 années		0''.00684	$\cos (\mu t + V_0 - 90.3)$

Les résultats du calcul de l'onde observée M_2 pour les pendules M et I sont réduits pour le méridien et le premier vertical pour chaque série annuelle séparément et sont donnés dans la table 6 : dans la première colonne est donnée l'amplitude R observée dans le méridien, dans la seconde - la phase, dans la troisième - l'expression générale pour l'onde M_2 dans le méridien d'après la formule (13) ; les mêmes données pour le premier vertical sont fournies plus loin.

§ 9. Comparaison des résultats des observations avec la théorie.

Pour la comparaison des résultats des observations avec la théorie nous avons tenu compte du terme harmonique M_2 de l'oscillation de la verticale dans l'hypothèse d'une Terre absolument rigide aussi bien pour les pendules M et I que dans le méridien et dans le premier vertical.

Ces données sont fournies dans la table 7 ; les symboles sont les suivants :

R_H et R_m - amplitudes observée et théorique dans l'azimut correspondant ;

H_H et H_m - les mêmes amplitudes après multiplication par le facteur $\frac{1}{f}$;

γ - rapport de l'amplitude observée correspondante à l'amplitude théorique calculée ;

α' - angle pour l'onde observée, égal à $Q + \alpha$ et pour l'onde théorique Q ;

ϵ - erreur moyenne du résultat, moyenne pour 11 années.

D'après les données de la table 7 nous obtenons pour l'onde M_2 dans les oscillations de la verticale à Poltava en moyenne pour 11 années les expressions suivantes :

$\alpha = 77^\circ$. Observations : $0''.00671 \cos(\mu t + V_0 - 79^\circ.4)$,
Théorie : $0''.01013 \cos(\mu t + V_0 - 80^\circ.0)$,
Rapport γ : 0.663 ± 0.016 , différence des phases = $-0^\circ.6$

$\alpha = -13^\circ$. Observations : $0''.00580 \cos(\mu t + V_0 + 18^\circ.6)$,
Théorie : $0''.00794 \cos(\mu t + V_0 + 17^\circ.0)$,
Rapport γ : 0.730 ± 0.020 , différence des phases = $-1^\circ.6$

$\alpha = 0^\circ$. Observations : $0''.00564 \cos(\mu t + V_0 + 3^\circ.2)$,
(dans le Théorie : $0''.00780 \cos(\mu t + V_0 + 0^\circ)$,
méridien) Rapport γ : 0.724 ± 0.021 , différence des phases = $-3^\circ.2$

$\alpha = 90^\circ$. Observations : $0''.00682 \cos(\mu t + V_0 - 90^\circ.3)$,
(dans le Théorie : $0''.01024 \cos(\mu t + V_0 - 90^\circ.0)$,
premier Rapport γ : 0.667 ± 0.015 , différence des phases = $+0^\circ.3$
vertical)

Nous voyons ainsi que la série de onze années d'observations de l'onde lunaire semi-diurne principale M_2 , en précisant les valeurs de γ_n et γ_e conserve le rapport établi précédemment entre elles $\gamma_n > \gamma_e$.

Quant aux phases calculées et observées de la marée M_2 , elles sont tout à fait voisines.

Table 7

Comparaison des observations et de la théorie

Pendule M $\alpha = 77^\circ$									Pendule 1 $\alpha = -13^\circ$								
Série	R_n	R_T	γ	H_n	H_T	γ	χ'_n	χ'_T	Série	R_n	R_T	γ	H_n	H_T	γ	χ'_n	χ'_T
1930-31	755	977	0.77	782	1012	0.77	82.0	80.0	1930-31	596	766	0.78	617	794	0.78	-15.9	-17
1931-32	552	977	0.57	573	1014	0.57	81.7	80	1931-32	647	766	0.84	672	795	0.85	-19.6	-17
1932-33	681	980	0.69	705	1014	0.70	76.9	80	1932-33	544	767	0.71	563	794	0.71	-17.8	-17
1933-34	666	986	0.68	685	1014	0.68	80.2	80	1933-34	535	773	0.69	550	795	0.69	-18.4	-17
1934-35	645	995	0.65	657	1013	0.65	77.7	80	1934-35	629	780	0.81	640	794	0.81	-13.1	-17
1935-36	618	1007	0.61	622	1013	0.61	77.7	80	1935-36	518	789	0.66	521	794	0.66	-25.1	-17
1936-37	653	1019	0.64	648	1012	0.64	79.3	80	1936-37	492	798	0.62	489	792	0.62	-21.9	-17
1937-38	718	1033	0.70	705	1014	0.70	78.5	80	1937-38	578	809	0.71	568	794	0.72	-18.8	-17
1938-39	696	1042	0.67	677	1014	0.67	77.1	80	1938-39	629	817	0.77	612	795	0.77	-18.7	-17
1939-40	675	1047	0.64	652	1011	0.64	80.1	80	1939-40	567	820	0.69	548	792	0.69	-16.2	-17
1940-41	698	1052	0.66	673	1014	0.66	81.8	80	1940-41	618	824	0.75	596	794	0.75	-19.3	-17
En moyenne	—	—	0.662	671	—	0.663	79.4	80		—	—	0.730	580	—	0.732	-18.6	-17
comparaison																	
Erreur			± 0.016	± 16		± 0.016	± 0.6					± 0.020	± 16		± 0.020	± 1.0	
Dans le méridien $\alpha = 0^\circ$									Dans le premier vertical $\alpha = 90^\circ$								
1930-31	582	753	0.77	603	780	0.77	+0.9	0°	1930-31	766	988	0.78	794	1024	0.78	92.0	90°
1931-32	618	752	0.82	641	781	0.82	-8.3	0	1931-32	584	987	0.59	606	1025	0.59	95.9	90°
1932-33	540	754	0.72	559	780	0.72	-1.3	0	1932-33	684	990	0.69	708	1025	0.69	87.1	90°
1933-34	521	759	0.69	536	780	0.69	-1.8	0	1933-34	677	997	0.68	696	1025	0.68	90.3	90°
1934-35	628	766	0.82	639	780	0.82	+0.2	0	1934-35	646	1006	0.64	658	1024	0.64	90.4	90°
1935-36	493	775	0.64	496	780	0.64	-9.1	0	1935-36	638	1018	0.63	642	1024	0.63	87.9	90°
1936-37	474	785	0.60	471	780	0.60	-4.1	0	1936-37	666	1031	0.64	661	1024	0.65	88.6	90°
1937-38	566	795	0.71	556	781	0.71	-2.4	0	1937-38	728	1044	0.70	715	1025	0.70	88.7	90°
1938-39	617	802	0.77	600	780	0.77	-4.1	0	1938-39	706	1053	0.67	687	1025	0.67	88.6	90°
1939-40	557	807	0.69	538	780	0.69	-0.5	0	1939-40	683	1060	0.64	660	1024	0.64	90.8	90°
1940-41	592	809	0.73	571	780	0.73	-4.3	0	1940-41	720	1063	0.68	694	1025	0.68	92.7	90°
En moyenne	—	—	0.724	564	—	0.724	-9.2			—	—	0.667	684	—	0.667	90.3	
comparaison																	
Erreur			± 0.021	± 16		± 0.021	± 1.0					± 0.015	± 15		± 0.015	± 0.8	

§ 10. Conclusions .

En même temps que l'analyse des observations de Poltava sur les oscillations de la verticale nous avons examiné les travaux réalisés par d'autres auteurs pour seize années depuis l'époque de Rebeur-Pachwitz qui le premier se servit du pendule horizontal à pointes pour la détermination des oscillations de marées de la verticale et révéla aux chercheurs le procédé d'étude pratique des marées de l'écorce terrestre.

Nous donnons à un autre endroit la description détaillée de ces travaux, ici donc nous insérons ci-après une table générale des résultats de la détermination de γ (table 8).

Cette table contient les données suivantes :

- 1) le lieu des observations ; 2) ses coordonnées : ϕ - latitude et λ - longitude de Greenwich ;
- 3) la profondeur d'installation des pendules sous la surface de la Terre ; 4) le nom des savants qui ont publié les résultats des travaux ; 5) l'époque des observations ; 6) les valeurs des grandeurs de γ_n et γ_e avec la moyenne de l'erreur de leur détermination déduite par les auteurs ;
- 7) remarque où il est indiqué pour quelle onde le γ est déterminé.

Les résultats de détermination de γ_n et γ_e d'après les termes diurnes sont donnés séparément.

D'après les données de la table 8 et sur la base de tous nos raisonnements précédents nous tirons les conclusions suivantes :

1. Une grande partie des déterminations de γ est faite pour l'onde lunaire semi-diurne principale M_2 .
On sait que les latitudes entre les limites de 40° à 60° sont favorables pour la détermination de l'onde M_2 aussi bien dans les directions E-W que dans les directions N-S. C'est pour-quoi, il faut admettre que ce terme est déterminé avec la plus grande certitude.
2. Dans quelques cas γ_n et γ_e ont été déduites des observations sur l'onde lunaire diurne 0, qui se détermine d'une façon très imprécise même à grandes profondeurs comme à Paris et à Freiberg (dans les mines de Saxe) (voir table 8).
3. La détermination des deux composantes du terme lunaire journalier 0 doit s'effectuer aux latitudes allant de 70° à 90° . Alors seulement on peut calculer sur des valeurs équivalentes γ_n et γ_e obtenues pour cette onde.
4. Les valeurs γ_n et γ_e sont différentes aux différents endroits. Il n'y a pas entre elles de rapport déterminé : la différence $\gamma_n - \gamma_e$ peut être plus grande ou plus petite que zéro et peut aussi être égale à zéro. Cela ne peut s'expliquer par les erreurs d'observations.
5. En tous les points d'Europe Occidentale où on a déterminé γ , on a obtenu le rapport :

$$\gamma_n < \gamma_e$$

Cela a donné le prétexte à Schweydar de créer une théorie qui explique ce rapport exclusivement par l'effet des marées océaniques sur le terme M_2 dans l'oscillation de la verticale. Conformément à cette théorie, Schweydar a estimé que la composante N-S de la marée M_2 dans l'oscillation de la verticale diminue tellement par l'effet des marées océaniques qu'elle ne peut servir d'une façon générale pour la déduction de γ .

6. Cependant les observations ultérieures ont montré qu'il y a aussi des endroits où $\gamma_n > \gamma_e$ et $\gamma_n = \gamma_e$. Il en résulte que là où on a pu s'attendre à un effet bien moindre des marées de l'océan sur les oscillations de la verticale, les valeurs de γ s'approchent de la valeur classique 0.70, obtenue par les premiers chercheurs et sont même assez bien plus petites qu'elle, mais ne concordent apparemment pas avec la valeur de 0.84 prise par Schweydar. Il s'agit des endroits suivants :

Table 9.

Endroits d'observations	γ_n	γ_e
Tomsk	0.60 ± 0.024	0.48 ± 0.019
Poltava	0.724 ± 0.021	0.667 ± 0.015
Williamsbay	$\gamma_n = \gamma_e$	0.690 ± 0.004

Pour Tomsk on a pris la moyenne des trois séries complètes d'observations I, III, IV et l'erreur moyenne est déduite de l'allure des résultats séparés ; pour Poltava le résultat est pris directement de la table 8, pour Williamsbay on a pris la moyenne pondérée déduite par Michelson dans son travail [22] à partir de deux séries de ses observations sur les marées M_2 et 0.

7. En particulier pour Poltava on a établi à partir des séries de onze années d'observations la différence :

$$\gamma_n - \gamma_e = + 0.057 + 0.026$$

Si on admet donc que cette différence peut être expliquée par les erreurs d'observations et prendre la moyenne de γ , alors nous obtenons pour Poltava :

$$\gamma_{\text{moy.}} = 0.696 + 0.013$$

Cette valeur de γ coïncide parfaitement avec celle qu'a obtenue Michelson.

8. La constatation d'anomalies locales dans les valeurs de γ donne une raison de considérer comme nécessaire de continuer les observations sur les marées terrestres en plusieurs endroits du globe terrestre pour découvrir la cause géophysique qui se cache derrière ces anomalies.
9. Une attention particulière doit être portée sur les observations communes, sur les oscillations de la verticale avec les pendules horizontaux et sur les variations de la force de pesanteur à l'aide des gravimètres.

Ces observations n'ont été effectuées en commun nulle part mais elles doivent, comme on le sait, donner un matériel complet pour la détermination des constantes h et k qui caractérisent les propriétés élastiques de la Terre.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Ya ORLOV
Izvestia. Ac. des Sc. URSS
Série Géographique et Géophysique N° 1, 1939.
- [2] Z. N. AKSENTIEVA
Dopovidi - Ac. des Sc. URSS
Géophysique N° 2, 1940.
- [3] A. Ya. ORLOV
Youriev, 1911.
- [4] W. SCHWEYDAR
Veröff.,
d.K.P. Geod. Inst. N.F., N° 59, Potsdam, 1914.
- [5] REBEUR-PASCHWITZ
Gerl. Beitr. zur Geoph. , Bd. 2, 1895.
- [6] I. KORTATSII
Izvestia de la Société russe d'astronomie,
dans IV, 1895 et V, 1896.
- [7] R. EHLERT
Gerl. Beitr. zur Geoph. , Bd. 3.

- [8] W. SCHWEYDAR
Gerl. Beitr. zur Geoph., Bd. 7.
- [9] O. HECKER,
Veröff.
d.K.P. Geod. Inst. N.F., N° 32, 1907; N° 49, 1911.
- [10] M. HAID,
Allgem. Konf. d. Int. Erdmessung,
Hamburg, 1912.
- [11] A. Ya. ORLOV
Odessa, 1915.
- [12] V.K. ABOLD
Izvestia de l'Inst. de physique et mathématique du nom de Stiecklov.
T. II, 1926.
- [13] N.N. GORIATCHEV
Izvestia de l'Université de l'Etat de Tomsk
T. 74, 1924.
- [14] W. SCHWEYDAR
Zentralbureau d. Int. Erdmessung,
N.F. N° 38, Berlin, 1921.
- [15] M. EBLE
"Thèse",
N° 1625, Paris, 1919.
- [16] M. EBLE
Bulletin géodésique,
N° 17, 1928, p. 56.
- [17] W. SCHAFFERNICHT
Ann. der Phys.,
Bd. 29, 1937.
- [18] R.H. CORKAN
Monthly Not. R.A.S.,
Geoph. Supp., V. 4, N° 7, 1939.
- [19] G. GNASS
Zeitschr. f. Geoph. 1940, Heft 1/2.
- [20] V.F. BONTCHKOVSKII
Travaux de l'Institut Sismologique de l'Ac. des Sc. de l'URSS N° 99, 1940
- [21] A.A. MICHELSON
Astroph. Journ., 39, 1914.
- [22] A.A. MICHELSON and GALE
Astroph. Journ., 50, 1919.
- [23] J. EGEDAL and J.E. FJELDSTAD
Geoph. Publ. v., XI, N° 14; *Oslo*, 1937.

Annexe 1 (générale)

N°	Lieu des observations	Coordonnées		Profondeur M	Observateurs	Durée	γ_n	$\epsilon_{\gamma n}$	γ_e	$\epsilon_{\gamma e}$	Remarques
		ϕ	λ								
1	2	3		4	5	6	7	8	9	10	11
1	Strasbourg	48° 35' — 7° 46'			Rebeur-Paschwitz	1892—1893	0.61				
2	Nicolaiev	46 58 — 31 58			Kortazzi [6]	1893—1895	0.55				
3	Strasbourg	48 35 — 7 46			Ehlert [7]	1895—1896	0.54				
4	Heidelberg	49 24 — 8 43			Schweydar [8]	1901—1902	0.63		0.82		M ₂
5	Potsdam	52 23 — 13 4		25	Hecker [9]	1902—1909	0.43		0.68		Semi-diurne lunaire
6	Freibourg	47 59.8 — 7.52			Haid [10]	1907—1908	0.556		0.740		M ₂
7	Dourlach	48 59.8 — 8.29			Haid [10]	1907—1908	0.340		0.735		M ₂
8	Youriev I	58 23 — 26 45			Orlov [3]	1909	0.58		0.64		Moyenne de poids de M ₂ , N, S ₂
	Youriev II				Orlov [11]	1910—1911	0.64				
9	Tomsk I	56 28 — 84 57			Orlov [11]	1912—1913	0.61		0.50		M ₂
	Tomsk II				Orlov [1]	1914—1916	0.60				M ₂ pour 2 pendules
	Tomsk III				Abold [12]	1916—1917	0.63		0.44		M ₂
	Tomsk IV				Goriatchev [13]	1919—1920	0.55		0.49		M ₂
10	Freiberg/Saxe	50° 54' — 13° 18'		189	Schweydar [14]	1910—1915	0.540 0.867 0.640 0.64	± 0.008 ± 0.122 ± 0.060	0.607 0.675 0.648 0.94	± 0.018 ± 0.096 ± 0.052	M ₂ K ₂ N ₂
11	Paris I	48 50 — 2 20		28	Eblé [15]	1912—1915	0.36		0.68		Semi-diurne lunaire
	Paris II			28	Eblé [16]	1920—1923	0.57		0.90		Semi-diurne solaire
							0.25		0.68		Semi-diurne lunaire
											Semi-diurne solaire
12	Marbourg	50 49 — 8 48			Schaffernicht [17]	1934	0.65		0.87		M ₂
13	Liverpool	53° 24' — 3 4'			Corkan [18]	1935—1936	—		0.77		M ₂
14	Pilnitz	51 1 — 13 53		50	Gnass [19]	1937	0.624	± 0.020	0.810	± 0.035	M ₂
15	Berchtesgaden	47 38 — 12 59		124	Gnass [19]	1937	0.526	± 0.068	0.745	± 0.046	M ₂
16	Beuthen	50 51 — 18 50		540	Gnass [19]	1937	0.729	± 0.053	0.707	± 0.059	M ₂
17	Alma-Ata	43 16 — 76 58			Bontchkovski [20]	1937—1938	0.49		0.83		M ₂
18	Williamsbay	42 34 + 88 33			Michelson [21]	1913	0.710		0.710		Moyen. pondérée, M ₂ et 0
	Williamsbay				Michelson [22]	1916—1917	0.692		0.676		M ₂
19	Bergen				Egedal et Fjeldstad [23]	1934	—		0.578		M ₂
20	Poltava	49 36 — 34 30		4	Aksentieva et Orlov	1930—1941	0.724	± 0.021	0.667	± 0.015	M ₂

D'après les termes diurnes (suite)

1	Freibourg	47° 59' 8 — 7° 52'			Haid [10]	1907—1908	1.29		0.574		0
2	Dourlach	48 59.8 — 8 29			Haid [10]	1907—1908	1.44		0.602		0
3	Youriev I	58 23. — 26 45			Orlov [3]	1909	0.80		0.65		0
4	Youriev II				Orlov [11]	1910—1911	0.67		—		Diurne
5	Tomsk III	56 28 — 84 57			Abald [12]	1916—1917	0.66		0.32		0
6	Freiberg	50 54 — 13 18		189	Schweydar [14]	1910—1915	0.503 1.321 1.629		0.810 0.788 0.966	± 0.018 ± 0.040 ± 0.068	K ₁ 0 P
7	Paris I	48 50 — 2 20		28	Eblé [15]	1912—1915	1.29		0.92		Diurne lunaire
8	Williamsbay	42 34 + 88 33			Michelson [21]	1913	0.66		0.72		0
					Michelson [22]	1916—1917	—		0.698		0
9	Bergen				Egedal et Fjeldstad [23]	1934	—		0.75		0
					id.		—		0.60		K ₁