

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N° 52

15 décembre 1968

Association Internationale de Géodésie

Commission Permanente des Marées Terrestres

*Editeur Prof. Paul MELCHIOR
Observatoire Royal de Belgique
3. Avenue Circulaire
Bruxelles 18*

TABLE DES MATIERES N° 52

Jules BROUET	p. 2397
I. OZAWA (<i>Traduction</i>) Rotational Strainmeter and the observation of the Shear strain of the Earth tide with this instrument	2398
M. BONATZ Zur frage der Störsignale bei der Erdzeitenregistrierung mit Gravimetern	2410
M. BONATZ Ergebnisse einer 100-tägigen Gravimeterregistrierung bei verwendung eines Elektroni- schen Verstärkers	2413
I.A. DITCHKO (<i>Traduction</i>) Certaines questions de la théorie du gravimètre Askania	2417
P.S. KORBA et I.A. DITCHKO (<i>Traduction</i>) Sur les conséquences de l'amortissement dans les observations des variations de la force de pesanteur avec le gravimètre "Askania"	2440
V.G. GALOUBITSKII, E.Y. EVTOUCHENKO (<i>Traduction</i>) Etude de la dépendance période-amplitude, propre aux pendules horizontaux Repsold- Levitskii	2444
V.G. GALOUBITSKII (<i>Traduction</i>) Sur la question de la détermination de la période propre des pendules horizontaux	2455
L.A. LATININA, R.M. KARMALIEVA (<i>Traduction</i>) Mesure des déplacements horizontaux à la surface de la Terre par un extensomètre en quartz	2460
J. PICHA, L. SKALSKII (<i>Traduction</i>) Résultats des observations collectives des marées à l'aide de pendules horizontaux simples et de clinomètres photoélectriques à la station de Příbram-Brézove Hory	2465
L.D. KOVBASSIOUK, S.G. KOULAGINE (<i>Traduction</i>) Terme diurne d'après les observations à Gorki	2478
V.V. NESTEROV (<i>Traduction</i>) Sur la détermination des corrections aux coefficients du terme semi-annuel de la nuta- tion en déclinaison	2482
Prix Charles Lagrange de Physique du Globe	2486

Jules BROUET
1907 - 1968

Jules Brouet est mort inopinément à Breitenbruck, en Allemagne, le 8 août 1968.

Né à Ecaussines, le 4 août 1907, il avait fait ses études universitaires à l'Université Libre de Bruxelles et y avait obtenu, avec grande distinction, le grade de docteur en sciences, en défendant une thèse relative à l'étude des variations d'éclat de la planète Neptune. Cette thèse fut publiée par l'Académie Royale de Belgique.

Après quelques années consacrées à l'enseignement dans divers athénées royaux, il fut mobilisé au moment de la guerre comme officier de réserve. Il remplit son devoir avec courage et supporta avec dignité une longue captivité.

Peu après son retour, Jules Brouet, alors professeur à l'Athénée d'Uccle, fut nommé collaborateur puis chargé de cours à l'Institut d'Astronomie de l'Université Libre de Bruxelles. Il y deviendra aussi maître de stage pour la physique. Dès lors, il participa à plusieurs travaux et expériences menés dans cet Institut. Cela le conduisit à prendre des contacts, devenus de plus en plus étroits, avec l'Observatoire Royal de Belgique où on le verra s'intégrer progressivement à toute l'activité groupée actuellement dans le Département d'Astronomie fondamentale et de Géodynamique.

Lorsqu'en 1950, pour en commémorer le centenaire, le Professeur J.F. Cox avait réitéré au Palais de Justice de Bruxelles l'expérience du pendule de Foucault, Jules Brouet s'était intéressé aux problèmes spécifiques de la rotation de la Terre.

Il collabora activement à cette reconstitution puis se consacra à la mise au point d'une expérience originale de mesure de déplacements, par rapport à la verticale, d'une masse en mouvement contrôlé, uniformément ralenti. Cette expérience fut réalisée dans la tour de l'Université Libre de Bruxelles (Bull. de la Cl. des Sc. de l'Ac. roy. de Belgique, juin 1953 et mars 1954).

A partir de 1956, il apporta une collaboration précieuse et dévouée aux travaux du Département déjà cité d'Astronomie fondamentale et, lorsque avec l'Année Géophysique commença en 1957 l'étude des marées terrestres, il consacra toute son activité à cette discipline. Plusieurs publications le firent alors connaître des spécialistes des problèmes de la Géodynamique. En 1962, il fut officiellement détaché à l'Observatoire Royal de Belgique par le Ministère de l'Éducation Nationale. En 1961 et 1964, il fut membre du Comité organisateur des 4^e et 5^e symposiums sur les marées terrestres et assura la publication des comptes rendus du dernier.

Pendant ces quelque dix années d'étroite collaboration nous avons pu mesurer son attachement au service et son activité incessante, son efficacité toujours souriante, le doigté avec lequel il réglait les problèmes les plus délicats et nous savions qu'il était irremplaçable parmi nous.

Jules Brouet était associé du Comité National belge de Géodésie et de Géophysique, vice-président du Comité Belge d'Optique et membre du Conseil d'Administration de la Société Belge d'Astronomie, de Météorologie et de Physique du Globe.

Nous garderons de Jules Brouet, prématurément disparu, le souvenir d'une personnalité attachante, tant sur le plan scientifique que sur celui des relations humaines.

P. Melchior.

ROTATIONAL STRAINMETER AND THE OBSERVATION OF THE SHEAR STRAIN OF THE
EARTH TIDE WITH THIS INSTRUMENT

Izuo OZAWA

(Geophysical Institute, Kyoto University)

12 [測地学会誌]

第12巻 第1号 (1966)

回転ひずみ計の試作と潮汐剪断ひずみの観測*

京都大学地球物理学教室 小 沢 泉 夫

(昭和 41 年 6 月 27 日受理)

Abstract

The crustal deformations should not only be represented by extensions, but also by rotations. The author has devised a rotational strainmeter to measure the rotational and shear components of the crustal movements and the tidal strains of the Earth.

The rotational strainmeter consists of two canti-levers which are about 8 meters long, 6 centimeters wide and 2 millimeters thick, and these levers are set along two parallel lines, about 13 centimeters distant from each other. The distance variations of the free ends of both levers are transformed into a tilting change of the axis of the horizontal pendulum : the rotations of the tiltmeter are optically amplified. The sensitivity of the instrument is about 2×10^{-9} per millimeter on the recording paper.

According to the observation with this instrument, the phase of the tidal shear strain just agrees with the theoretically calculated one.

§ 1. Introduction.

According to the results of the triangulations, the changes of the rotational strains during great earthquakes amount from 10^{-4} to 10^{-3} as large as their areal and shear strains.

¹⁾ They also amount to 10^{-7} per year in some districts usually.

The test to observe rotational strains of very short changes such as seismic vibrations has been performed as follows. Dr. C. Tsuboi et al.²⁾ and Y. Hagiwara³⁾ made the rotational seismograph to observe the rotational components of seismic vibrations. H. Watanabe⁴⁾ studied the rotational and areal seismograph to observe the S - and P - waves. K. Tazime et al⁵⁾ tried to make a rotational seismograph for seismic prospecting.

The basic principle of our instrument is somewhat similar to that of Watanabe. It has been devised in order to make rotational observations, with a sensitivity of 10^{-9} /mm, of changes in the crustal movements, with very long periods as earth tides and so on.

§ 2. Theory.

Let be two plates, made of super-invar, \overline{AC} and \overline{BD} , the outer ends A and B of which are fixed rigidly on the ground as cantilevers, respectively, as shown in Fig. 1. These two plates \overline{AC} and \overline{BD} are put and remain steadily parallel to the ground even when it is straining uniformly and thus changes the relative positions of these plates. In this way, we observe the change of the distance between the free ends of the plates C and D.

Considering that the ground deformation is uniform, let the x, y, z components of the displacement be u, v, w. We have the expressions of u, v, w as follows

$$\begin{aligned} u &= a_1x + b_1y + c_1z + d_1, \\ v &= a_2x + b_2y + c_2z + d_2, \quad \dots \quad (1) \\ w &= a_3x + b_3y + c_3z + d_3. \end{aligned}$$

where a_i , b_i and c_i ($i = 1, 2, 3$) are constants.

Assuming \overline{AC} and \overline{BD} to be parallel to the x - axis, the initial distance $2r$ between \overline{AC} and \overline{BD} is much smaller than \overline{AC} , where $\overline{AC} = \overline{BD} = L$.

When uniform deformation of the ground is generated according to the expressions (1), the distance change between the free ends C and D is $2a_2L$.

Let this observed quantity be m_{yxx} which is the y-component of the distance change of the canti-levers directed parallel to the x-axis in the $z = 0$ plane. Similarly, when a pair of the canti-levers are set directed parallel to the y-axis in the $z = 0$ plane, we observe m_{xyx} , i. e. the x-component of the distance variations, and its value $m_{xyx} = 2b_1L$. These quantities m_{xyx} , m_{yxx} and so on are shown by model diagrams in Fig. 2.

From expressions (1), we have similarly as follows

$$\begin{aligned} m_{yxx} &= 2c_2L, & m_{zyx} &= 2b_3L, \\ m_{xxy} &= 2c_1L, & m_{zxy} &= 2a_3L. \end{aligned}$$

From the observed values m_{yxx} and m_{xyx} , we have the rotational component ω_z around z-axis and shear strain e_{xy} on the xy-plane as follows

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{1}{2} (a_2 - b_1) = \frac{1}{4} (m_{yxx} - m_{xyx}), \dots \dots \dots (2.1)$$

$$e_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) = (a_2 + b_1) = \frac{1}{2} (m_{yxx} + m_{xyx}) \dots \dots \dots (2.2)$$

Similarly, we have as follows

$$\omega_x = \frac{1}{2} (b_3 - c_2) = \frac{1}{4} (m_{zyx} - m_{yxx}) \quad (2.3)$$

$$e_{yz} = (b_3 + c_2) = \frac{1}{2} (m_{zyx} + m_{yxx}) \quad (2.4)$$

$$\omega_y = \frac{1}{2} (c_1 - a_3) = \frac{1}{4} (m_{xzy} - m_{zxy}) \quad (2.5)$$

$$e_{zx} = (c_1 + a_3) = \frac{1}{2} (m_{xzy} + m_{zxy}) \quad (2.6)$$

As above mentioned, we are able to observe three rotation components ω_x , ω_y , ω_z and three shear strain components e_{xy} , e_{yz} , e_{zx} using six pairs of rotationmeters. The components under non-uniform deformations can be obtained in a similar way as in the case of uniform deformations.

As a special case, let us now consider these observations for the earth tide.

The radial ρ , colatitudinal θ , and longitudinal ϕ components of the tidal displacement u_ρ , u_θ and u_ϕ due to the tide generating potential of order two W_2 are

$$\begin{aligned} u_\rho &= \frac{h_2}{g} W_2 \\ u_\theta &= \frac{l_2}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \\ u_\phi &= \frac{l_2}{g \sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (3)$$

where, W_2 is a spherical harmonic function of order two, g is the mean value of the gravity acceleration at the observatory, h_2 is Love's number and l_2 is Shida's number.

Resetting the origin of the coordinates at the middle point of the rotationmeter, the x-axis directed to the south, the y-axis directed to the east, and z-axis vertically upward, the observed values m_{yxz} and m_{xyz} are expressed in these rectangular coordinates (x, y, z) and in the spherical coordinates (ρ, θ, ϕ) origin of which is put at the earth's center and using the conditions at the free boundary (see Appendix) They are :

$$\begin{aligned} m_{yxz} &= \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{l_2}{ag \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 W_2}{\partial \theta \partial \phi} - \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \cot \theta \right) \\ m_{xyz} &= \frac{\partial u}{\partial y} = m_{yxz} \end{aligned} \quad (4)$$

From formulas (4), we obtain the rotation about the vertical and the shear strain in the horizontal plane as follows

$$\begin{aligned} \omega_z &= 0, \\ e_{xy} &= \frac{2l_2}{ag \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 W_2}{\partial \theta \partial \phi} - \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \cot \theta \right) \end{aligned} \quad (5)$$

Similarly, we have

$$\begin{aligned} m_{zxy} &= \frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{l_2 - h_2}{ag} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \\ m_{xzy} &= \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{l_2 - h_2}{ag} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \\ m_{yzx} &= \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{l_2 - h_2}{ag \sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \\ m_{zyx} &= \frac{\partial w}{\partial y} = -\frac{l_2 - h_2}{ag \sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (6)$$

Then

$$\begin{aligned} \omega_x &= -\frac{l_2 - h_2}{ag \sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \\ \omega_y &= \frac{l_2 - h_2}{ag} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \\ e_{zx} &= e_{yz} = 0. \end{aligned} \tag{7}$$

According to formulas (5), (6) and (7), the shear strains at the earth's surface depend only of l_2 , while the rotational strains depend of $l_2 - h_2$.

Rotating clockwise the axis of coordinates by an angle ' a ' around z - axis, we transform the coordinates x, y, z to ξ, η, ζ , and the displacement components become u', v', w' in the transformed coordinates. We have one of the gradient component of the displacement as follows :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial \xi} &= \cos a \frac{\partial v'}{\partial x} + \sin a \frac{\partial v'}{\partial y} = \cos a \left(-\frac{\partial v}{\partial y} \sin a + \frac{\partial v}{\partial x} \cos a \right) + \sin a \left(-\frac{\partial u}{\partial y} \sin a + \frac{\partial u}{\partial x} \cos a \right) \\ &= -\frac{1}{2} \frac{l_2}{ag} \left(\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 W_2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \cot \theta - \frac{\partial^2 W_2}{\partial \theta^2} \right) \sin 2a + \frac{l_2}{ag \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 W_2}{\partial \theta \partial \phi} - \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \cot \theta \right) \cos 2a \end{aligned} \tag{8.1}$$

And we have

$$\frac{\partial v'}{\partial \xi} = \frac{\partial u'}{\partial \eta} \tag{8.2}$$

$$\begin{aligned} \omega_\zeta &= 0 \\ e_{\xi\eta} &= -\frac{l_2}{ag} \left\{ \left(\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 W_2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \cot \theta - \frac{\partial^2 W_2}{\partial \theta^2} \right) \sin 2a + \frac{2}{\sin \theta} \left(\frac{\partial^2 W_2}{\partial \theta \partial \phi} - \frac{\partial W_2}{\partial \phi} \cot \theta \right) \cos 2a \right\} \end{aligned} \tag{9}$$

Let us consider the rotational strain caused by the loading of the sea-water. Although the gradient of the sea bottom must be considered for the calculation of its effect at an observatory near the sea-shore ^{(6), (7)}, we only assume that the bottom is a plane because our observatory is located far from the ocean. Thus, using the formulas of Boussinesq, we have the rotational components caused by concentric loading at distance R as follows ,

$$\omega'_x = -\frac{P}{4\pi} \left[\frac{\lambda + 2\mu}{\mu(\lambda + \mu)} \right] \frac{y}{R^3}$$

$$\omega'_y = \frac{P}{4\pi} \left[\frac{\lambda + 2\mu}{\mu(\lambda + \mu)} \right] \frac{x}{R^3}$$

$$\omega'_z = e'_{yz} = e'_{zx} = 0,$$

where $P = \rho gh$, ρ is the density of the sea-water, Δh is the change of the tidal height, λ and μ are Lamé's elastic moduli, and $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. Hence the corresponding formulas to the formula (8) and (9) are :

$$\frac{\partial v''}{\partial \xi} = -\frac{P}{4\pi(\lambda + \mu)} \frac{xy}{R^2} \cos 2\alpha = \frac{\partial u''}{\partial \eta} \quad (11)$$

$$\omega''_z = 0,$$

$$e''_{\xi\eta} = -\frac{P}{2\pi(\lambda + \mu)} \frac{xy}{R^2} \cos 2\alpha \quad (12)$$

§ 3. The observation instrument. This rotationmeter consists of canti-levers, \overline{AC} and \overline{BD} which are set parallel to the ground as shown in Fig. 1: the outer ends A and B are fixed rigidly to the ground, leaving the inner ends C and D free. They are constructed with super-invar plates of two meters long, six centimeters wide, and two millimeters thick. This construction is ladder shaped, and every free end consists of a super-invar plate backing with a super-invar bar whose diameter is one centimeter. Each lever is eight meters long and the total span \overline{AB} is about fifteen meters and ninety centimeters. Thus the free ends pile about five centimeter each other. The parallel distance \overline{CD} between the two levers is about thirteen centimeters. Both levers are suspended with thin wires at many points.

The changes of the distance \overline{CD} are magnified with an amplifier shown in Fig. 3. The mechanism of the amplifier works as follows. The distance variation \overline{CD} is transformed into a tilt of the axis of a Zöllner-type pendulum with a mechanical lever, and the horizontal pendulum is increasingly rotated. This rotation is amplified also with an optical lever, and is recorded on photographic paper.

On fig. 3 C and D are the free ends of the canti-levers, S is the support of the pendulum, F is the mass made of a copper plate to be use also for electro-magnetic damping, G is the reflecting mirror of the recording system, E_1 is the fulcrum of the supporter S and consists in two plate springs, E_2 is the connecting point between S and K, J is the microadjuster of the distance

between C and D, K is the connector made of a plate spring between S and J, and I is the ring shaped spring to stretch K.

The important points for the design of this instrument, whose sensitivity is the order of 10^{-9} per millimeter on the record, are :

- (1) in order to reduce the forces which might bend horizontally the main canti-levers,
(i) the canti-levers should be suspended from the points which are higher than 40 cm to reduce the horizontal components of the weights of the levers themselves,
(ii) the flexures of the axial springs in the amplifier should be weak,
(iii) the moment of inertia of the pendulum should be low.

(2) In order to reduce the difference between the height changes of the free ends, C and D, of the levers within 0,1 mm, the intervals of the suspending points of the levers should be short, because the difference is caused by the vertical bending of the levers.

The sensitivity of this instrument $\frac{\bar{\omega}}{\delta y}$ is given by

$$\frac{\bar{\omega}}{\delta y} = \frac{\pi^2 l' d_0}{l^n g L T^2}$$

where $\bar{\omega}$ is the generating rotational strain, δy the recording value for $\bar{\omega}$, l' is the length of the equivalent pendulum, $d_0 = \overline{E_1 E_2}$, l^n is the length of the optical lever of the recording system, $L = \overline{AB}/2$, T is the period of the pendulum P, and g is the gravity acceleration. Putting $l' = 5$ cm, $d_0 = 3$ cm, $l^n = 200$ cm, $T = 6$ sec, and $2L = 1590$ cm, we have

$$\frac{\bar{\omega}}{\delta y} = 1.35 \times 10^{-9} / \text{mm}.$$

This sensitivity is sufficient to observe the earth tides. The sensitivity may be changed by adjusting the period of pendulum P at will from some seconds to twenty seconds.

The influence caused by the ground tilt as we are using a horizontal pendulum as an amplifier is given by

$$\frac{\text{magnification for } \bar{\omega}}{\text{magnification for ground tilt}} = \frac{2L}{d_0} = 530$$

As with this instrument the magnification $\bar{\omega}$ is much larger than the magnification for the ground tilt, we may neglect the influences caused by the ground tilt in this observation.

4. Observation. Observations with this rotationmeter has been carried out at Osakayama Observatory (latitude $34^{\circ}59.6'$ N, longitude $135^{\circ}51.6'$ E). The instrument has been set in the

tunnel about 150 m from the entrance and several tens meters under the ground. The neighbouring stratum consists of clay slate belonging to Chichibu palaeozoic system. The direction of the canti-levers is south 38° west in the horizontal plan, the total length of the levers setting 15.90 meters. Its sensitivity is about 2×10^{-9} /mm.

Assuming the Shida's number l_2 be 0.05, the value of $\partial v' / \partial \xi$ in this observing direction is computed as

$$M_2 = 0.251 \times 10^{-8} \cos (2 t - 347.9^\circ),$$
$$O_1 = 0.079 \times 10^{-8} \cos (t - 161.4^\circ).$$

Photo 2 shows the observing record of the rotationmeter at Osakayama for about one week. June third 1966, shown in this photo, is in the full moon day. We can find that the positive maximum is about midnight. And this agrees well with our calculations.

As this observation by means of the rotationmeter has yet many points to be improved, we will effort to make better this observation.

§4. Acknowledgement. The present author wishes to express his hearty thanks to Messrs. K. Morimoto, K. Tanaka and S. Fujii, the engineer in the Geophysical Institute, Kyoto University, for the manufacturing of this instrument and their helps in setting it up.

REFERENCES

- 1) for example, G. TSUBOI
Investigation on the Deformation of the Earth Crust Found by Precise Geodetic Means
Japanese Journal of Astronomy and Geophysics. Vol. X, No 2, (1933), pp. 96-248
- 1') K. KASAHARA & A. SUGIYAMA
Spatial Distribution of Horizontal Secular Strain in Japan
Journal of the Geodetic Society of Japan, Vol. 10, (1964), 139-145.
- 2) C. TSUBOI, Y. TOMODA, Y. OZAKI and H. SUZUKI
A Seismograph to Observe the Rotation and its Record,
read at Lecture Meeting of the Seismological Society of Japan on May, 1951.
- 3) Y. HAGIWARA
A Rotational Seismometer,
Zisin, 2nd Series, Vol. 11 (1958) pp. 141-144 (in Japanese)

- 4) H. WATANABE
A Rotational Strain Seismometer.
Disaster Prevention Research Institute Bulletin, No 58, (1962), pp. 1-15 .
- 5) K. TAZIME & N. DEN
Rotation Seismogram for Geophysical Prospecting,
Bulletin of the Geophysical Institute, Hokkaido University, No 14, (19-65), pp. 96-103, (in Japanese).
- 6) T. HAGIWARA, T. RIKITAKE, K. KASAHARA and J. YAMADA
Observation of the Deformation of the Earth's Surface at Aburatsubo, Miura Peninsula
Part III., Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo University, Vol. 27, (1949), pp. 39-47.
- 7) R. TAKAHASHI
Tilting Motion of the Earthcrust caused by Tidal Loading.
Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo University, Vol. 6, (1929), pp. 85-108.
- 8) I. OZAWA
On the Extensometer whose Magnifier is a Zöllner Suspension Type Tiltmeter, and the Observation of the Earth's Strain by Means of the Instruments.
Annali di Geofisica, Vol. XVIII, No 3, (1965), pp. 263-278.

Appendix. We have in Love's Treatise of Elasticity

$$2\omega\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r u_\phi \sin \theta) \right\},$$

$$2\omega\phi = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r u_\theta) - \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right\},$$

with

$$u_{r2} = H_2(r) \frac{W_2}{g}, \quad u_{\theta 2} = \frac{L_2(r)}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta}, \quad u_{\phi 2} = \frac{L_2(r)}{g \sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \phi},$$

From these

$$2\omega\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{h_2}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} - \frac{\ell_2}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} - \frac{r}{g} \frac{\partial L_2(a)}{\partial r} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} - \frac{r \ell_2}{g} \frac{\partial^2 W_2}{\partial r \partial \phi} \right\}$$

$$= \frac{1}{a \sin \theta} \left\{ h_2 - 3\ell_2 - a \frac{\partial L_2(a)}{\partial r} \right\} \frac{\partial W_2}{\partial \phi} = \frac{2}{ag \sin \theta} (h_2 - \ell_2) \frac{\partial W_2}{\partial \phi}$$

$$2\omega\phi = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\ell_2}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} + r \frac{\partial L_2(a)}{\partial r} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} + \frac{r \ell_2}{g} \frac{\partial^2 W_2}{\partial r \partial \theta} - \frac{h_2}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \right\}$$

$$= \frac{1}{a} \left\{ 3\ell_2 + a L_2(a) - h_2 \right\} \frac{\partial W_2}{g \partial \theta} = -\frac{2}{ag} (h_2 - \ell_2) \frac{\partial W_2}{\partial \theta}$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} = -\frac{\ell_2 - h_2}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta}$$

as $\frac{\partial W_2}{\partial r} = \frac{2}{r} W_2$ and $a \frac{\partial L_2(a)}{\partial r} = -(h_2 + \ell_2)$ from the condition of the free surface .

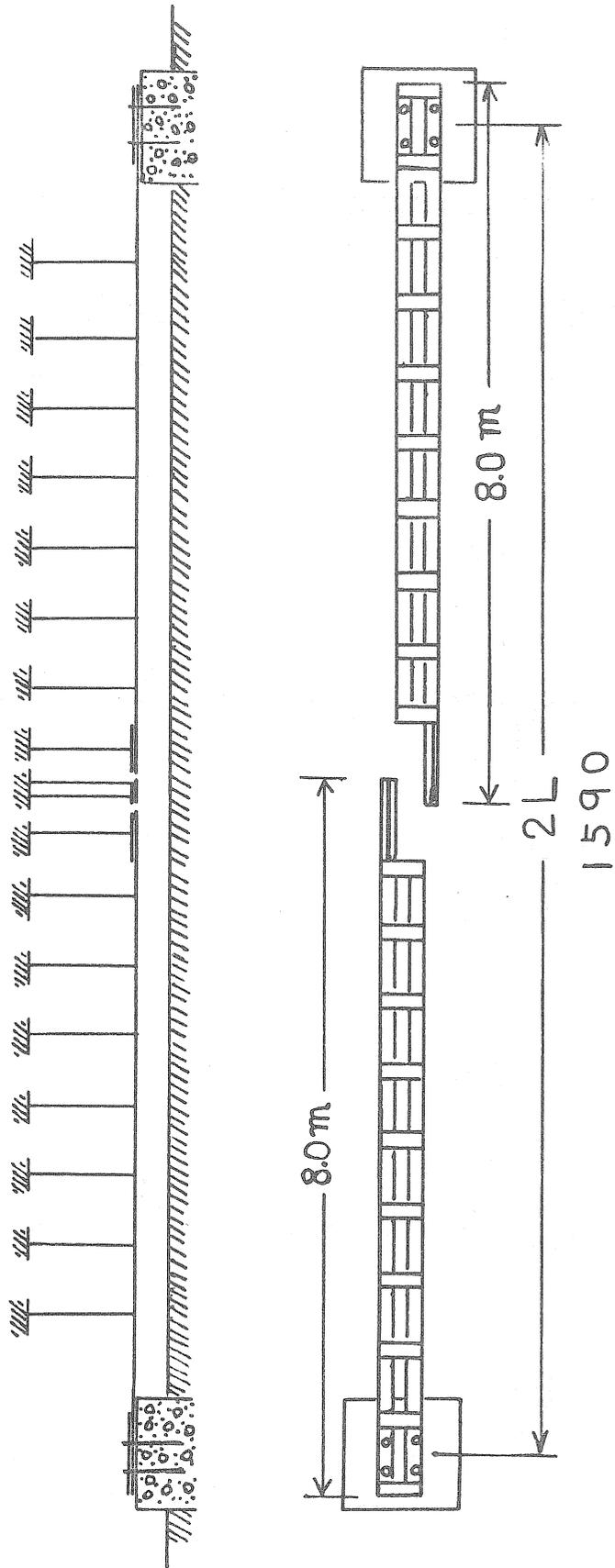


Fig. 1 On a scale of 1/2

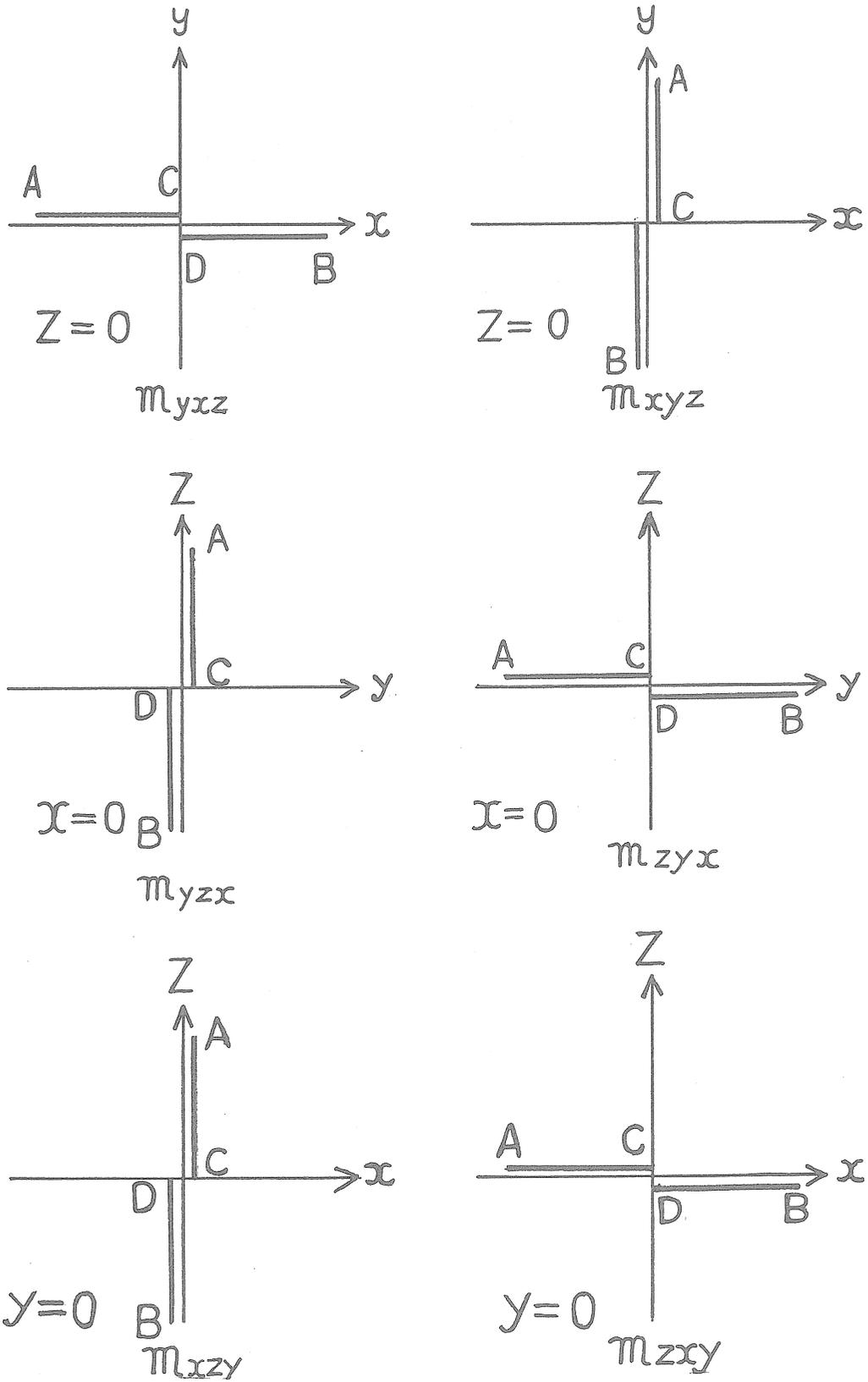


Fig. 2 On a scale of 1/2

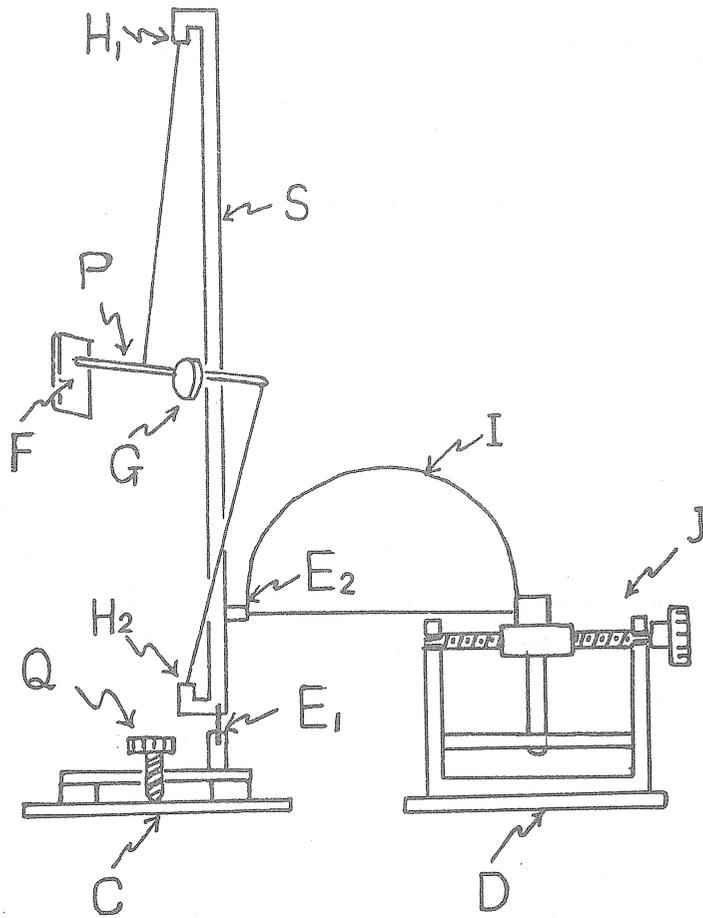
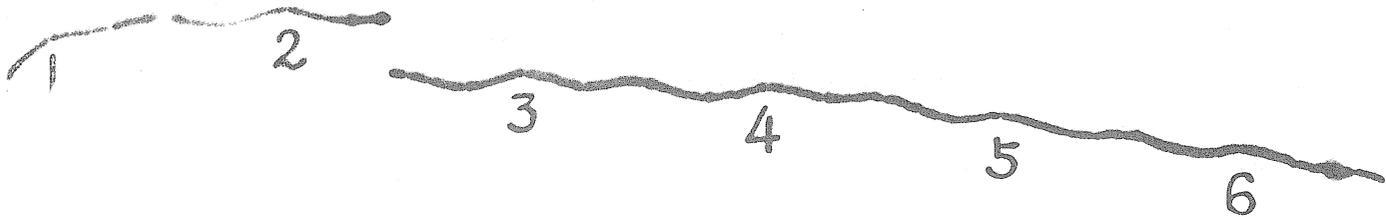


Fig. 3 On a scale of 2/3



Osakayama Ro May 31 ~ Jun. 6. 1966.

Photo 2. On a scale of 1/2

ZUR FRAGE DER STÖRSIGNALE BEI DER ERDGEZEITENREGISTRIERUNG MIT GRAVIMETERN

von *Manfred BONATZ*

Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn

In [1] und [2] wurde darauf hingewiesen, daß bei der Registrierung der gravimetrischen Gezeiten mit den Askania-Gravimetern GS 11 und 12 die der Gezeitenamplitude von $250 \mu\text{Gal}$ entsprechende Meßspannung am Gravimenterausgang nur einige Mikrovolt beträgt. Diesem Nutzsignal überlagern sich wahrscheinlich durch mikroseismische Einflüsse verursachte kurzperiodische Störspannungen, die in der Station Bonn ein Vielfaches der Gezeitenamplitude betragen.

Die an den Meßklemmen des Gravimeters abzugreifenden Spannungen werden, wie bereits in [1] und [2] beschrieben, mit Hilfe eines Keithley 150 B Mikrovoltmeters verstärkt. An den 1-Volt-Registriererausgang des Verstärkers ist über eine R-C-Siebkette ein Kompensationsschreiber, an den zweiten (0,1-Volt-) Registriererausgang zusätzlich ein Siemens Flüssigkeitsstrahloszillograph "Oscillomink" angeschlossen. Mit dieser Anordnung ist es möglich sowohl die langperiodischen (gesiebten) Gezeitensignale als auch die kurzperiodischen (ungesiebten) Störsignale parallel zu registrieren. Die von beiden Geräten aufgezeichneten Meßwerte lassen sich über die in [3] beschriebene "Spindeleichtung mit Meßbereichsumschaltung", die auf beide Registriergeräte gleichzeitig wirkt, in Schwereeinheiten umrechnen.

Abbildungen 1 und 2 zeigen Beispiele von Registrierungen der Störsignale. Die Messungen wurden ausgeführt mit dem Askania-Gravimeter GS 12 Nr. 85 a ; das Gravimeter steht auf einem zwei Meter tief gegründeten Betonpfeiler. Der Untergrund besteht bis zur Tiefe von mehreren Metern aus lehmigem Sand.

Die Amplituden der Störsignale bei ruhigem Verlauf (Abb. 1) betragen etwa $500 \mu\text{Gal}$, bei stark unruhigem Verlauf (Abb. 2) 2000 bis $3000 \mu\text{Gal}$. Die Frequenzen schwanken zwischen 1 und 0,1 Hz.

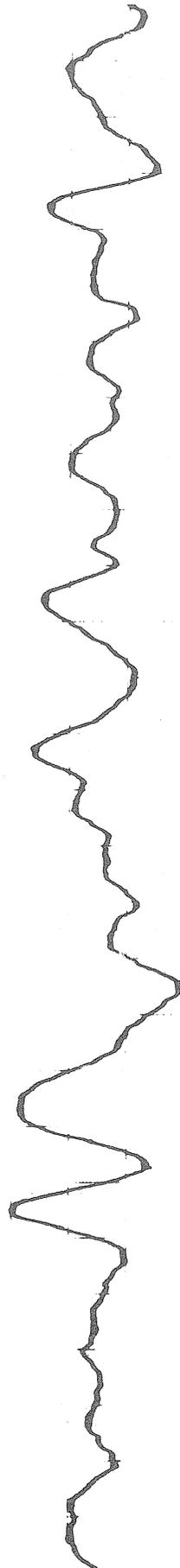
Aus den aufgezeigten Ergebnissen, die durchaus nicht auf die Station Bonn beschränkt sein dürften, folgt, daß die Frage der optimalen Aufstellung der Gezeitengravimeter neu über-

Abb. 1

Abb. 2

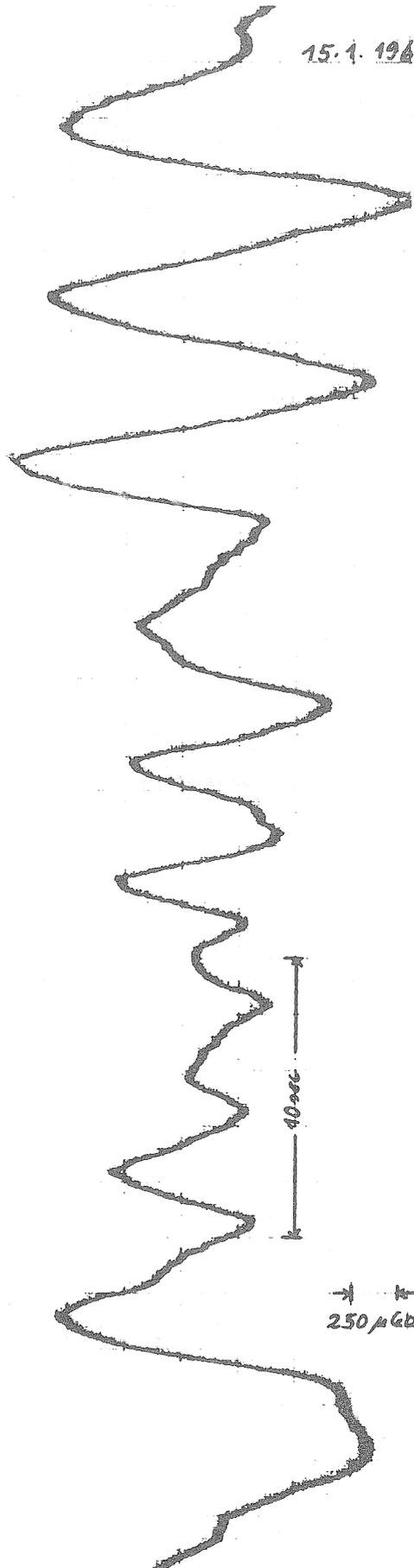
19.8.1968

15.1.1968



250 μ Gal

10 sec



40 sec

250 μ Gal

prüft werden muß. Denn wenngleich die Wirkungen der Störspannungen auf die sichtbare Registrierkurve durch geeignete Dämpfung der Registriereinrichtungen praktisch eliminiert werden können, so bleibt der Einfluß auf den Meßwertgeber, also das Gravimetersystem, bestehen und damit eine mögliche Ursache für systematische Fehler (Gang !). Es bedarf daher einer Gravimeterlagerung, die das Meßsystem vor den aufgezeigten Störungen schützt.

L I T E R A T U R.

[1] M. BONATZ

Gravimetric Earth Tide Recording with Askania-Gravimeter GS 11 or 12 by Electronic Amplification of the Gravimeter-Signal

Dem Erdzeitensymposium anläßlich der Generalversammlung der IUGG 1967 in Luzern vorgelegter Bericht.

[2] M. BONATZ

Genauigkeitssteigerung der Eichung durch Spindelverstellung bei Verwendung eines elektronischen Registrierverstärkers zu den Askania-Gravimetern GS 11 und 12

Marées Terrestres, Bulletin d'Informations N° 49 (1967) S. 2226.

[3] M. BONATZ

Ergebnisse der Gravimeteireichung durch Spindelverstellung bei Verwendung eines elektronischen Registrierverstärkers

Marées Terrestres, Bulletin d'Informations N° 51 (1968) S. 2332.

ERGEBNISSE EINER 100-TAGIGEN GRAVIMETERREGISTRIERUNG BEI VERWENDUNG
EINES ELEKTRONISCHEN VERSTÄRKERS

von Manfred BONATZ

Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn.

In der Zeit vom 18.10.1967 bis 26.1.1968 wurden in der Station Bonn Proberegistrierungen mit dem Askania-Gravimeter GS 12 Nr. 85a unter Verwendung eines elektronischen Verstärkers Keithley 150 B durchgeführt. Die Registrieranlage wird in [1], [2], [3], beschrieben.

Die Ergebnisse der harmonischen Analysen nach Venedikov und Lecolazet sind in der Tabelle nachgewiesen. Sie zeigen bei den halbtägigen Hauptwellen für die Amplitudenquotienten bis zu 50 % kleinere mittlere Fehler (innere Genauigkeit) als in der Station Bonn sowohl mit dem Askania-Gravimeter GS 11 Nr. 116 als auch mit dem Gravimeter Nr. 85a bei zum Teil erheblich längeren Registriererien bisher überhaupt erzielt wurden [4], [5]; die Genauigkeitssteigerung bei den Amplitudenquotienten der ganztägigen Hauptwellen ist dagegen geringer. Eine Verbesserung in den mittleren Fehlern der Phasen ist nicht festzustellen.

Bei der Beurteilung der Analysenergebnisse ist zu berücksichtigen, daß die Registrierungen zeitweilig erheblich durch Störungen beeinträchtigt wurden, die von einer weniger als 100 m entfernten Großbaustelle ausgingen. Bei einer Registrierempfindlichkeit von etwa $1,3 \mu\text{Gal}/\text{mm}$ betrug die Breite der Registrierkurve im Durchschnitt 2 bis 3 cm ! (Abbildung). Daß dennoch bei den aus der harmonischen Analyse ermittelten Amplitudenquotienten eine Genauigkeitssteigerung gegenüber den bisher mit "schmalen" (1 bis 2 mm) Registrierkurven bei etwa gleicher Empfindlichkeit erzielten Ergebnissen zu verzeichnen ist, deutet wohl auf Fehler in diesen Registrierkurven hin, die nicht durch sichtbare Unregelmäßigkeiten zu erkennen sind. Damit bestätigt sich erneut, daß die Güte einer Registrierung nicht durch deren optischen Eindruck bestimmt wird. Durch lange Registriererien läßt sich allein der Einfluß der zufälligen Fehler reduzieren, wie sie sich im vorliegenden Falle beispielsweise durch die Fehler im Auffinden der Mitte des Registrierbandes darstellen, nicht jedoch der systematische Fehleranteil, dessen Ausschaltung offensichtlich nicht nur ein Eichproblem ist ! Zur Frage der Eichung der elektronisch verstärkten Gravimetermeßwerte vgl. [2] und [3].

L I T E R A T U R

- [1] M. BONATZ
Gravimetric Earth Tide Recording with Askania-Gravimeter GS 11 or 12 by Electronic Amplification of the Gravimeter-Signal
Dem Erdzeitensymposium anlässlich der Generalversammlung der IUGG 1967 in Luzern vorgelegter Bericht
- [2] M. BONATZ
Genauigkeitssteigerung der Eichung durch Spindelverstellung bei Verwendung eines elektronischen Registrierverstärkers zu den Askania-Gravimetern GS 11 und GS 12.
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations N° 49 (1967), S. 2226
- [3] M. BONATZ
Ergebnisse der Gravimetreichung durch Spindelverstellung bei Verwendung eines elektronischen Registrierverstärkers
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations N° 51 (1968), S. 2332
- [4] M. BONATZ
Ergebnisse der Schwereregistrierungen in der Station Bonn (1964/65),
Dt. Geod. Kommiss., Veröff, Reihe B, Heft 133, München 1966
- [5] M. BONATZ
Ergebnisse von Parallelregistrierungen mit zwei Askania-Gravimetern in der Erdzeitenstation Bonn.
Dt. Geod. Kommiss., Reihe B: Angewandte Geodäsie, Heft 158, München 1968.

Harmonische Analyse nach Venedikov

STATION BONN 2 COMPOSANTE VERTICALE ALLEMAGNE

INSTITUT FUR THEORETISCHE GEODAESIE BONN M.BONATZ
GRAVIMETRE ASKANIA GS 12 85

ASK 085 67 10 18 68 1 26

NOMBRE TOTAL DE JOURS 102

ONDES DIURNES FACT.AMPL. PHASES

1 - 11	Q1	1.24665	4.137
12 - 21	O1	1.16285	-0.703
22 - 29	M1	1.06834	-2.129
30 - 40	P1S1K1	1.11863	1.329
41 - 45	J1	1.01985	-12.506
46 - 52	OO1	1.30235	2.392

ERREURS Q.M.		FACT.AMPL.	PHASES
1 - 11	Q1	0.05971	2.206
12 - 21	O1	<u>0.01162</u>	0.491
22 - 29	M1	<u>0.11214</u>	5.630
30 - 40	P1S1K1	<u>0.00727</u>	0.343
41 - 45	J1	0.14810	8.154
46 - 52	OO1	0.18657	6.313

ERREUR Q.M. D 12.87491

ONDES SEMIDIURNES FACT.AMPL. PHASES

1 - 5	2N2	1.05605	11.151
6 - 9	N2	1.21137	3.278
10 - 14	M2	1.20658	2.739
15 - 19	L2	1.29817	-7.882
20 - 27	S2K2	1.19346	1.702

ERREURS Q.M.		FACT.AMPL.	PHASES
1 - 5	2N2	0.12151	6.255
6 - 9	N2	<u>0.02578</u>	1.014
10 - 14	M2	<u>0.00474</u>	0.191
15 - 19	L2	<u>0.09778</u>	3.328
20 - 27	S2K2	<u>0.01010</u>	0.414

ERREUR Q.M. SD 4.28229

Harmonische Analyse nach Lecolazet

Zentralzeit	σ M_2	κ	σ S_2	κ	σ N_2	κ	σ K_1	κ	σ O_1	κ	σ Q_1	κ
1.11.67	1,208	2,42	1,199	2,20	1,203	-3,60	1,119	2,28	1,176	0,39	1,215	3,41
12.11.	1,200	2,04	1,211	1,75	1,283	-1,00	1,119	2,48	1,196	-0,31	1,070	1,13
22.11.	1,182	3,47	1,218	1,81	1,251	0,41	1,122	2,29	1,193	0,22	1,120	5,30
3.12.	1,216	3,50	1,221	1,11	1,218	5,09	1,127	2,24	1,192	-1,22	1,250	4,25
13.12.	1,204	1,92	1,213	2,08	1,200	8,19	1,138	2,02	1,166	-1,53	1,258	4,84
24.12.	1,191	2,58	1,227	0,77	1,252	6,24	1,131	2,14	1,152	-1,84	1,308	8,78
3. 1.68	1,228	3,01	1,201	2,34	1,231	6,39	1,121	1,98	1,151	-1,62	1,207	11,81
Mittel	1,204	2,71	1,213	1,72	1,234	3,10	1,125	2,20	1,175	-0,84	1,204	5,64

A technical drawing consisting of a series of horizontal lines. A vertical dimension line is drawn between two lines, labeled with the letter 'h'. A horizontal dimension line is drawn below the lines, labeled '100 mm'. The drawing is partially obscured by a large, dark, irregular smudge on the right side.

CERTAINES QUESTIONS DE LA THEORIE DU GRAVIMETRE ASKANIA

I.A. DITCHKO

Marées Terrestres, Acad. Sc. RSS d'Ukraine, Observatoire gravimétrique de Poltava-Kiev 1966,
pp. 117 - 137

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ГРАВИМЕТРА АСКАНИЯ.

И.А. ДЫЧКО.

Акад. Наук. Укр. ССР Полтава. Грав. Obs. Инст. Геоф. АН УССР.
Земные Приливы КИЕВ - 1966.

Introduction

Dans la littérature que nous possédons sur la théorie du gravimètre on traite de la statique de cet appareil [1, 2] qui est employé pour mesurer les variations relatives de la force de pesanteur. Cependant la détermination de la phase du système gravimétrique galvanomètre de la firme Askania [3, 4] montre que ce système donne un retard instrumental important dont il faut tenir compte.

Dans le travail [4] on étudie la dynamique du système sensible du gravimètre et l'influence de l'amortissement du galvanomètre enregistreur sur l'enregistrement. Lors d'une étude ultérieure de l'appareil, il est apparu nécessaire d'examiner également les conditions d'équilibre statique du système car la géométrie de l'appareil est particulière. Dans le présent article on a obtenu l'équation de l'équilibre statique du système élastique du gravimètre et, en fonction de celle-ci, les caractéristiques principales de cet appareil. En outre, on étudie la question de l'influence du galvanomètre intérieur sur l'enregistrement : il est apparu que cette influence est extrêmement faible.

On a ainsi appliqué la théorie du séismographe vertical [5-7] qui est suffisamment bien mise au point. Cependant le caractère propre du système mécanique du gravimètre et les particularités de son schéma électrique n'ont permis que de se servir des principes généraux de cette théorie.

Equilibre statique du système mobile.

Nous admettrons que lors d'une variation de la force de pesanteur, le système mobile du gravimètre s'écarte de la position horizontale et y retourne ensuite lorsqu'on agit sur le ressort de mesure BD (fig. 1). A cause de l'imprécision de cette opération et du nivellement de l'appareil il subsiste un angle θ entre le fléau et l'horizontale. On suppose ici que l'axe de rotation du système O est immobile. Pour que le système soit en équilibre dans cette position, le moment de la force de pesanteur M_1 doit être égalé par la somme des moments opposés des forces élastiques des ressorts c'est-à-dire que :

$$M_1 = M_{21} + M_{22} + M_{23}, \quad (1)$$

où M_{21} , M_{22} , M_{23} sont les moments respectivement du ressort principal, du ressort de mesure et du ressort de zone tandis que

$$M_1 = mgr_0 \cos \theta, \quad (2)$$

où r_0 est la distance de l'axe de rotation au centre de gravité du système.

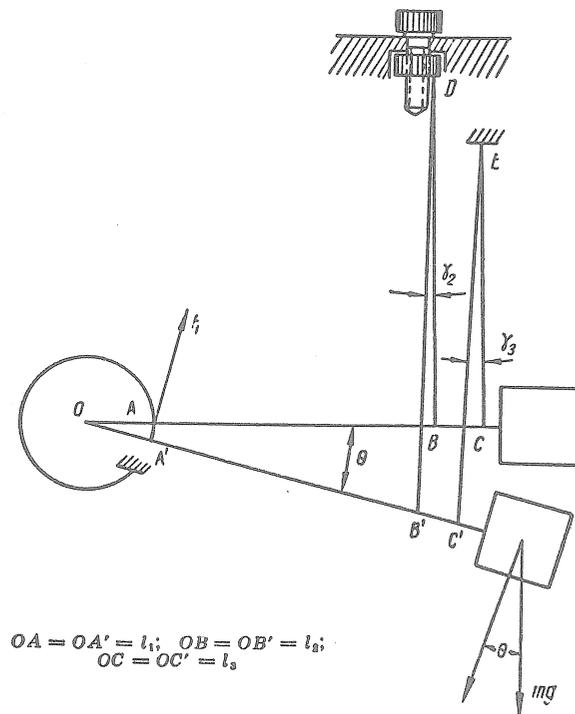


Fig. 1. Schéma de principe du gravimètre

En tenant compte de ce que

$$C'E^2 = L_{30}^2 + 4l_3^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2L_{30}l_3 \sin \theta$$

et

$$\frac{\sin \gamma_3}{C'C} = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{C'E},$$

nous obtiendrons

$$\gamma_3 = \arcsin \frac{2l_3 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sqrt{L_{30}^2 + 4l_3^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2L_{30}l_3 \sin \theta}} \quad (5)$$

En désignant la tension du ressort de zone par F_3 , nous aurons, conformément à la figure 2 :

$$M_{23} = F_3 l_3 \cos(\theta - \gamma_3)$$

ou

$$M_{23} = \left[F_{30} + f_3 \left(\frac{L_{30}}{\cos \gamma_3} - L_{30} + \frac{l_3 \sin \theta}{\cos \gamma_3} \right) \right] l_3 \cos(\theta - \gamma_3), \quad (6)$$

où F_{30} est la tension du ressort de zone dans la position horizontale du système, f_3 est la rigidité de ce ressort et γ_3 est déterminé par la relation (5).

L'allongement du ressort de mesure étant

$$\Delta L'_1 = \Delta L'_2 + \frac{L_{20} + \Delta L'_2}{\cos \gamma_2} - L_{20} - \Delta L'_2 + \frac{l_2 \sin \theta}{\cos \gamma_2},$$

où $\Delta L'_2$ est l'allongement du ressort de la vis de mesure, on obtient :

$$M_{22} = \left[F_{20} + f_2 \left(\frac{L_{20} + \Delta L'_2}{\cos \gamma_2} - L_{20} + \frac{l_2 \sin \theta}{\cos \gamma_2} \right) \right] l_2 \cos(\theta - \gamma_2), \quad (7)$$

où

$$\gamma_2 = \arcsin \frac{2l_2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sqrt{(L_{20} + \Delta L'_2)^2 + 4l_2^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2(L_{20} + \Delta L'_2) l_2 \sin \theta}},$$

F_{20} est la tension du ressort de mesure dans la position horizontale initiale et f_2 est la rigidité de ce ressort.

Les calculs du gravimètre et aussi l'enregistrement des marées sont effectués près de la position horizontale du système, l'angle θ est donc très faible. Nous nous limiterons dans la décomposition de (6) et (7) au carré de θ .

En décomposant $\sin \theta$ et $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ en séries de Mac Laurin et le dénominateur en binôme de Newton, nous obtiendrons en fonction de (5)

$$\sin \gamma_3 \approx \frac{l_3}{2L_{30}} \theta^2.$$

et

$$\cos \gamma_3 \approx 1, \quad (8)$$

Par conséquent

$$\cos \theta \cos \gamma_3 = 1 - \frac{\theta^2}{2}, \quad \sin \theta \sin \gamma_3 \approx 0$$

et

$$\cos(\theta - \gamma_3) = 1 - \frac{\theta^2}{2}, \quad (9)$$

c'est-à-dire que l'angle γ_3 est tellement faible que dans nos limites de précision

$$\cos(\theta - \gamma_3) = \cos \theta.$$

Tenant compte de (8) nous déduisons de (4) :

$$\Delta L_3 = l_3 \theta, \quad (10)$$

et en tenant compte de (9) dans (6) :

$$M_{23} = F_{30} l_3 + f_3 l_3^2 \theta - \frac{1}{2} F_{30} l_3 \theta^2. \quad (11)$$

De façon analogue nous trouverons à l'aide de (7)

$$M_{22} = F_{20} l_2 + f_2 \Delta L_2' l_2 + f_2 l_2^2 \theta - \frac{1}{2} (F_{20} + f_2 \Delta L_2') l_2 \theta^2. \quad (12)$$

Alors (1) peut s'écrire

$$\begin{aligned} mgr_0 = & F_{10} l_1 + F_{20} l_2 + F_{30} l_3 + f_2 \Delta L_2' l_2 + (f_1 l_1^2 + f_2 l_2^2 + f_3 l_3^2) \theta + \\ & + \frac{1}{2} (mgr_0 - F_{20} l_2 - F_{30} l_3 - f_2 \Delta L_2' l_2) \theta^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Si le système est ramené avec précision dans la position horizontale par la vis de mesure alors $\theta = 0$ et en vertu de (13) nous avons

$$mgr_0 = F_{10} l_1 + F_{20} l_2 + F_{30} l_3 + f_2 \Delta L_2' l_2.$$

On en déduit que dans nos limites de précision on peut écrire (13) sous la forme :

$$m g r_0 = F_{10} l_1 + F_{20} l_2 + F_{30} l_3 + f_2 \Delta L_2 l_2 + (f_1 l_1^2 + f_2 l_2^2 + f_3 l_3^2) \theta + \frac{1}{2} F_{10} l_1 \theta^2. \quad (14)$$

Pour tenir compte de l'influence de la température, de la pression, de l'inclinaison du gravimètre et également de l'influence électrostatique et magnétique on doit introduire encore dans cette égalité les termes ci-après.

Effet de température. Appelons $M_1 (1 + \lambda t^\circ)$ le moment de la force de pesanteur et $M_2 (1 + \mu t^\circ)$ le moment des forces élastiques des ressorts de manière à tenir compte de leurs variations en fonction de la température. λ est un coefficient, dépendant de la température et des propriétés thermoélastiques des ressorts, t° est la température rapportée à une époque initiale pour laquelle $\mu = \lambda$. Lorsque le système est en équilibre $M_1 = M_2$. Par conséquent la variation du moment total en fonction de la température sera

$$\Delta M_t = M_1 (\mu - \lambda) t^\circ. \quad (15)$$

Effet barométrique. Le moment de la poussée d'Archimède agissant du côté de la masse du gravimètre sera $\rho v_m r_m$ et le moment de la même poussée du côté du compensateur barométrique - $\rho v_b r_b$ où ρ est la densité de l'air, v_m est le volume de la masse principale avec la partie correspondante du levier, v_b est le volume des vases compensateurs avec la partie correspondante du levier, r_m et r_b sont les distances à l'axe de rotation des centres de poussée respectifs de la masse principale et du compensateur. Si $\rho_0 = 12.93 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ est la densité de l'air pour une température nulle et une pression atmosphérique de 760 mm pm, cm., B la pression de l'air en mm. pm, cm. et t° la température de l'air, l'influence de la pression s'écrit :

$$\Delta M_b = \rho (v_m r_m - v_b r_b) = \frac{\rho_0 B (v_m r_m - v_b r_b)}{760 \left(1 + \frac{t^\circ}{273}\right)}, \quad (16)$$

Influence de l'inclinaison. Si l'axe de rotation du système est incliné d'un angle β , tenant compte de ce que le système n'a qu'un seul degré de liberté, le moment de la force de pesanteur peut être représenté par

$$M_1 \cos \beta \approx M_1 \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right).$$

et par conséquent

$$\Delta M_\beta = M_1 \frac{\beta^2}{2}. \quad (17)$$

Influence magnéto-azimutale. Le constructeur ne fournit aucune donnée relative à l'influence des champs électrostatiques à cause évidemment de leur petitesse. L'effet magnéto-azimutal est, conformément aux données du constructeur, (17) :

$$\Delta M_{\varphi} = a \sin \varphi, \quad (18)$$

où $a < 0.02$ mgal, et l'azimut ϕ se compte du Nord vers l'Est.

En tenant compte de toutes les perturbations énumérées, la condition d'équilibre du système s'écrit :

$$\begin{aligned} mgr_0 = & F_{10}l_1 + F_{20}l_2 + F_{30}l_3 + f_2\Delta L_2' l_2 + \\ & + (f_1l_1^2 + f_2l_2^2 + f_3l_3^2)\theta + \frac{1}{2}F_{10}l_1\theta^2 + mgr_0(\mu - \lambda)\epsilon^\circ + \\ & + \frac{4.65 \cdot 10^{-4}(v_m r_m - v_b r_b)}{273 + \epsilon^\circ} B + mgr_0 \frac{\beta^2}{2} + a \sin \varphi. \end{aligned} \quad (19)$$

M_1 est remplacé ici par sa première approximation déduite de (2).

Détermination de certaines constantes.

Valeur de division de l'échelle. A partir de (19), tenant compte de ce que l'angle β est petit ($\beta < 1^\circ$) nous obtiendrons :

$$\frac{\partial g}{\partial (\Delta L_2')} \approx \frac{f_2 l_2}{m r_0} [1 + (\mu - \lambda)\epsilon^\circ]. \quad (20)$$

Le premier terme de cette équation représente la valeur de la division et le second sa dépendance en fonction de la température. Puisque la rigidité du ressort augmente linéairement avec de petites charges, c'est-à-dire

$$f_2 = a + b\Delta L_2'$$

nous aurons, en négligeant le terme de température :

$$\frac{\partial g}{\partial (\Delta L_2')} = \frac{l_2}{m r_0} (a + b\Delta L_2'), \quad (21)$$

où a et b sont les constantes pour le ressort donné.

Ainsi la valeur de la division de l'échelle du gravimètre est la somme de la partie constante et de la partie dépendant linéairement de l'allongement du ressort de mesure. Le graphique de la dépendance de la valeur de division en fonction de la tension du ressort de mesure est joint à la description de l'appareil. Les valeurs que nous avons obtenues du coefficient d'étalonnage [8] sont, dans les limites des erreurs de graduation (0,2 %), en accord avec celles données par le constructeur.

L'origine de certains écarts dépassant 0,2 % n'est pas encore éclaircie. Pour cela il faut faire une étude détaillée de l'échelle du gravimètre dans toute son étendue.

Dans des études semblables antérieures [9, 18] on a trouvé une inclinaison du graphique un peu plus petite que celle donnée par la firme.

La bonne concordance des valeurs du coefficient d'étalonnage obtenues par différents procédés et à des époques très différentes [8] montre la stabilité de la sensibilité de l'appareil. Cela est également confirmé par d'autres auteurs [9, 18, 19].

Influence de l'inclinaison. En différenciant (19) suivant θ , nous obtenons :

$$\frac{\partial g}{\partial \theta} = \frac{1}{mr_0} (f_1 l_1^2 + f_2 l_2^2 + f_3 l_3^2) + \frac{F_{10} l_1}{mr_0} \theta. \quad (22)$$

$\frac{\partial g}{\partial \theta}$ est constitué de deux composantes car de l'angle θ dépend non seulement l'influence de l'inclinaison mais aussi l'indication de l'appareil à laquelle correspond le premier terme de (22).

Nous calculerons le rapport entre les variations des moments de chacun des trois ressorts lorsque le système est écarté de l'angle θ par rapport à son nivellement. Pour cela nous écrivons le premier terme de l'équation (22) sous la forme

$$\frac{f_1 l_1^2}{mr_0} + \frac{f_2 l_2^2}{mr_0} + \frac{f_3 l_3^2}{mr_0} = \frac{F_{10} l_1}{2\pi m r_0} + \frac{\partial g}{\partial (\Delta L_2')} l_2 + \frac{\partial g}{\partial (\Delta L_3')} l_3, \quad (23)$$

où

$$\frac{F_{10}}{2\pi l_1} = f_1, \quad (24)$$

puisque l'angle de torsion initial du ressort principal est égal à 2π [19,20], $\frac{\partial g}{\partial (\Delta L_3')}$ est la valeur de division du ressort de zone qui s'introduit de façon analogue à $\frac{\partial g}{\partial (\Delta L_2')}$.

Les valeurs r_0 , l_1 , l_2 et l_3 sont inaccessibles à la mesure directe, c'est pourquoi nous poserons $r_0 = l_2 = l_3 = 100$ mm et $l_1 = 10$ mm car les points d'attache au levier des ressorts de zone et de mesure se trouvent près de la masse [17]. Prenons également $\frac{F_{10}}{m} = 107$ mgal (puisque $r_0 = 10 l_1$) $\frac{\partial g}{\partial (\Delta L_2')} = 10$ mgal/mm et $\frac{\partial g}{\partial (\Delta L_3')} = 200$ mgal/mm (conformément à [17] en supposant le pas de la vis de zone égal à 1 mm). Alors nous obtiendrons respectivement pour les trois premiers termes de l'équation (22) $2 \cdot 10^5$, 10^3 et $2 \cdot 10^4$. Ainsi, lors d'une dénivellation, le ressort principal change la valeur du moment d'un ordre plus grand que le ressort de zone et de deux ordres plus grand que le ressort de mesure. La rigidité relativement grande du ressort de mesure est la cause de l'étalonnage incertain de l'enregistrement.

C'est pourquoi Melchior [21, 22] l'a remplacé par un ressort moins rigide et a obtenu une meilleure précision d'étalonnage. Cependant, pour une grande zone de mesures dans les observations de campagne, une grande rigidité du ressort de mesure est nécessaire. Il est évident que pour ces deux buts, il est utile d'avoir deux ressorts différents.

Pour estimer la valeur du dernier terme de l'équation [22] qui exprime l'influence de l'inclinaison, nous déterminerons son rapport à $\frac{f_1 \theta^2}{mr_0}$, en tenant compte de (24)

$$\frac{F_{10} l_1 \theta}{f_1 l_1^2} = 2\pi\theta. \quad (25)$$

En prenant $1'$ comme limite supérieure de l'erreur de réglage du levier du système dans la position horizontale, nous obtiendrons pour la valeur de ce rapport : 10^{-3} .

Ainsi, le dernier terme de l'équation [22] peut être de trois ordres plus petit que le premier.

La valeur de l'influence de l'inclinaison étant insignifiante on peut poser :

$$\frac{F_{10} l_1}{mr_0} = g\theta. \quad (26)$$

Le gravimètre a la même sensibilité vis-à-vis d'une inclinaison dans l'axe du système. Nous déduisons facilement le coefficient correspondant de (19) en tenant compte de la petitesse de β

$$\frac{\partial g}{\partial \beta} = g\beta. \quad (27)$$

Il est facile d'en déduire qu'une inclinaison du gravimètre de $1'$ dans la direction du levier du système comme dans la direction perpendiculaire provoque un changement dans ses indications de 0.04 mgal.

L'étude du gravimètre comporte la détermination des paraboles de dépendance des indications de l'appareil en fonction des inclinaisons dans les deux directions. Par conséquent, lors d'une installation soignée des appareils à l'aide des niveaux (valeur de division $1'/2$ mm) on peut éviter dans les observations de campagne les erreurs d'inclinaison.

L'écart du levier du système par rapport à sa position moyenne lors de l'enregistrement des marées par la méthode qui n'est pas une méthode de zéro n'apporte pas d'erreur importante car l'angle θ (25) ne change que très faiblement et l'imprécision du nivellement de l'appareil ne se fait pas sentir sur les enregistrements.

Coefficient de température. De (19) nous obtiendrons en négligeant l'influence de la température sur le terme barométrique

$$\frac{\partial g}{\partial t} \approx g(\mu - \lambda). \quad (28)$$

On peut choisir les données de fabrication de telle sorte que $\mu = \lambda$. C'est là le procédé de compensation de température. Cependant, il paraît pratiquement impossible d'obtenir une compensation dans tout le domaine nécessaire des températures. La valeur $\mu - \lambda$ ne peut être réduite qu'à un minimum déterminé. D'après les données de la firme [17], le gravimètre Askania a une dérive de moins de 0,1 mgal pour une variation de la température extérieure de 10° C.

Puisque le coefficient de thermostatisation du double thermostat est de plus de 150, [1] la température varie à l'intérieur du gravimètre de moins de 0,1, et par suite

$$\mu - \lambda < 10^{-6}$$

Conformément à une détermination plus précise [19]

$$\mu - \lambda < 0,3 \cdot 10^{-6} \quad (29)$$

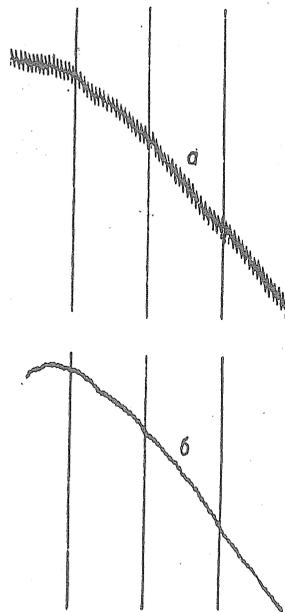


Fig. 3. Oscillations de l'enregistrement lors du fonctionnement du thermostat.
a - les deux thermostats fonctionnent
b - le thermostat intérieur est débranché.

Cette valeur $\mu - \lambda$ n'influence pas la valeur du coefficient d'étalonnage (20) dans les limites de températures du thermostat (différence 20°). Cependant, conformément à (28) et (29) une variation de température de 0°01 (précision du branchement du thermomètre à contact du thermostat) peut provoquer un déplacement de l'enregistrement atteignant 3 μ gal. Ces déplacements liés au fonctionnement du thermostat ont été observés par l'auteur (fig. 3) et aussi par d'autres chercheurs [11, 23, 24].

Ces déplacements peuvent s'expliquer non seulement par l'influence de la température mais aussi par des effets d'induction ce qui est confirmé par les travaux [12, 25]. Evidemment il y a ici aussi une autre influence (les rejets instantanés doivent correspondre aux inductions et la "scie" à l'effet de température).

Coefficient barométrique. Le système de sensibilité du gravimètre est hermétiquement enfermé et c'est pourquoi il n'est pas soumis à l'influence des variations de pression atmosphérique.

Pour le cas où l'hermétisation serait perturbée, la compensation barométrique est prévue.

Le coefficient barométrique du système est obtenu à partir de (19) :

$$\frac{\partial g}{\partial B} = \frac{4.65 \cdot 10^{-4} (v_m r_m - v_b r_b)}{m r_0 (273 + t^\circ)} \quad (30)$$

relation qui montre que l'influence de la pression atmosphérique s'annule quand il y a égalité des moments des poussées d'Archimède sur la masse principale et sur le compensateur.

Conformément à [17] lors de l'absence d'hermétisation, la variation subie par l'appareil sera de moins de 0.05 mgal pour un déplacement en hauteur de 500 m c'est-à-dire :

$$\frac{\partial g}{\partial B} < 0.001 \text{ mgal/mm pm.cm.}$$

Cette valeur du coefficient barométrique peut provoquer un déplacement forcé du point nul de l'enregistrement en fonction de la variation de la pression atmosphérique si l'appareil est rendu hermétique.

Une corrélation entre la pression atmosphérique et le point nul du gravimètre (fig. 4) a été observée par l'auteur lors d'une intense variation de pression. Conformément à la figure 4

$$\frac{\partial g}{\partial B} = 6,9 \text{ mgal/mm pm. cm.}$$

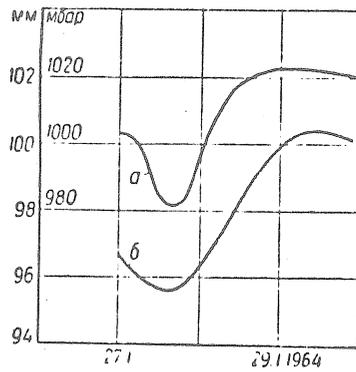


Fig. 4. Pression (a) et point nul (b) sur une des parties d'enregistrement. 1 mm - 6,53 μ gal.

Cependant le coefficient barométrique peut s'expliquer non seulement par la poussée d'Archimède mais également par beaucoup d'autres causes de caractère instrumental et géophysique (déformations du corps du gravimètre, fléchissements du sol, attraction des masses d'air déplacées etc....).

Il est intéressant de constater que les coefficients barométrique et thermique du gravimètre "North American" déterminés par R. Lecolazet [26] sont voisins des valeurs ci-dessus - respectivement 3.1 μ gal/mm pm. cm et 10 μ gal/ 0.01° C.

Influence du champ magnétique de la Terre. La protection du système sensible du gravimètre Askania contre les champs électromagnétiques est réalisée par un manchon d'un alliage spécial.

Lorsque la tension du champ magnétique de la Terre est constante, le coefficient correspondant ne dépendra que de l'azimut ϕ d'installation de l'appareil. De (19) nous déduisons

$$\frac{\partial g}{\partial \varphi} = \frac{a}{mr_0} \cos \varphi. \quad (31)$$

Pour le gravimètre Askania, l'erreur magnéto-azimutale maximale est 0,02 mgal. Par conséquent, lors des observations en campagne on peut l'écarter : cet effet n'influence pas les mesures car la variation de tension du champ magnétique de la Terre est insignifiante.

Influence du galvanomètre intérieur sur l'enregistrement. Deux galvanomètres fonctionnent parallèlement pour l'enregistrement des marées dans le gravimètre Askania : l'un, enregistreur branché seulement pour l'enregistrement des marées et l'autre, intérieur qui est employé pour les observations de campagne. Pour obtenir la fonction de mouvement du galvanomètre enregistreur il faut résoudre le système des équations différentielles des deux galvanomètres en tenant compte de leur lien de dissipation (par amortissement)

Le mouvement du système mobile du gravimètre est transformé à l'aide des photo-éléments en paramètres du courant électrique qui agit sur les galvanomètres. Pour les processus à longue période, que sont les marées, le photo-élément ne peut évidemment pas donner d'altérations notables. C'est pourquoi en négligeant l'altération du système mobile du gravimètre due à la marée [4], le courant dans le réseau du photo-élément s'écrit :

$$I_0 = k \sum_1^{\infty} R_j \sin(q_j t + \zeta_j) + k\Phi(t), \quad (32)$$

où k est le facteur de transfert, fonction de la sensibilité du photo-élément, de la résistance du réseau, de la fréquence propre du système mobile et de sa longueur réduite :

$\sum_1^{\infty} R_j \sin(q_j t + \zeta_j)$ composante verticale de la force génératrice de marée, représentée par le développement de Doodson [27] ; $\phi(t)$ est le mouvement du point nul du système donné habituellement avec un degré déterminé de précision par un polynôme d'ordre n .

Au travers du cadre du galvanomètre enregistreur passe seulement une partie de ce courant I_{10} . Le moment de torsion correspondant du cadre sera

$$m_1 = H_1 N_1 S_1 I_{10} \cos \varphi, \quad (33)$$

où H_1 est la tension du champ magnétique du galvanomètre :

N_1 est la quantité de spires dans le cadre du galvanomètre ;

S_1 est la surface moyenne d'une spire du cadre ;

φ est l'angle d'inclinaison du cadre par rapport à la position d'équilibre.

On peut obtenir I_{10} par la figure 5

$$I_{10} = \frac{I_0 R_1'}{R_1' + \rho_1 + R}, \quad (34)$$

où

$$\frac{1}{R_1'} = \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{r}. \quad (35)$$

Le moment des forces d'amortissement électromagnétique

$$m_2 = H_1 N_1 S_1 I_1 \cos \varphi, \quad (36)$$

où

$$I_1 = \frac{\frac{\partial \Phi_1}{\partial t}}{R_1 + \rho_1 + R} \quad (37)$$

est le courant produit dans le cadre du galvanomètre enregistreur.

Ici

$$\Phi_1 = H_1 N_1 S_1 \sin \varphi$$

est le flux d'induction magnétique au travers du cadre qui peut être représenté pour les petits angles ϕ par

$$\Phi_1 = G_1 \varphi,$$

où

$$G_1 = H_1 N_1 S_1$$

et s'appelle constante électrodynamique du galvanomètre. R_1 est la résistance du réseau extérieur du galvanomètre enregistreur qui est déterminé par la figure 5.

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{r} + \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{R_\Phi} \quad (38)$$

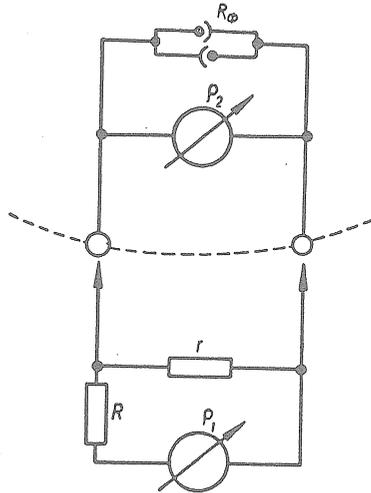


Fig. 5. Réseau électrique du système enregistreur. Résistances : R_Φ des photo-éléments, ρ_2 du galvanomètre intérieur, ρ_1 du galvanomètre enregistreur, R et r sont des résistances supplémentaires.

En prenant $\cos \phi = 1$ et en tenant compte de (33) et (36) nous obtiendrons :

$$K_1 \varphi'' + \left(b_1 + \frac{G_1^2}{R_1 + \rho_1 + R} \right) \varphi' + a_1 \varphi = G_1 I_{10}, \quad (39)$$

où K_1 est le moment d'inertie du cadre du galvanomètre ; b_1 est la constante d'amortissement de l'air ; a_1 est la constante de torsion du fil du galvanomètre.

A l'état de repos du galvanomètre ($\phi'' = \phi' = 0$) nous avons

$$I_1 = c_1 \varphi, \quad (40)$$

où $c_1 = \frac{a_1}{G_1}$ est la constante de courant du galvanomètre.

Si on tient compte de la dissipation du galvanomètre intérieur sur l'enregistrement, l'équation (39) s'écrit :

$$K_1\varphi'' + \left(b_1 + \frac{G_1^2}{R_1 + \rho_1 + R} \right) \varphi' + a_1\varphi = G_1(I_{10} + I_{21}), \quad (41)$$

où I_{21} est la partie du courant conduit par le cadre du galvanomètre intérieur qui agit sur l'enregistreur.

Par la figure 5 nous avons

où
$$I_{21} = \frac{I_2 R'}{R' + R + \rho_1}, \quad (42)$$

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{r} + \frac{1}{R_\Phi}, \quad (43)$$

et
$$I_2 = \frac{G_2 \psi'}{R_2 + \rho_2}. \quad (44)$$

Ici G_2 est la constante électrodynamique du galvanomètre intérieur : R_r est la résistance du réseau extérieur de ce galvanomètre qui se détermine (fig. 5) par l'équation :

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_\Phi} + \frac{1}{r} + \frac{1}{R + \rho_1}, \quad (45)$$

Nous composerons de façon analogue l'équation du mouvement du galvanomètre intérieur

$$K_2\psi'' + \left(b_2 + \frac{G_2^2}{R_2 + \rho_2} \right) \psi' + a_2\psi = G_2(I_{20} + I_{12}), \quad (46)$$

où K_2 est le moment d'inertie du cadre de ce galvanomètre :

b_2 est la constante d'amortissement de l'air :

a_2 est la constante de torsion du fil :

$$I_{20} = \frac{I_0 R_2'}{R_2' + \rho_2} \quad (47)$$

est la partie du courant agissant depuis le photo élément sur le galvanomètre intérieur.

$$\frac{1}{R_2'} = \frac{1}{r} + \frac{1}{R + \rho_1}, \quad (48)$$

$$I_{12} = \frac{I_1 R'}{R' + \rho_2} \quad (49)$$

est la partie du courant conduit par le galvanomètre enregistreur qui agit sur le galvanomètre intérieur. La valeur de ces courants est déterminée également par la figure 5.

En négligeant la dérive de l'appareil nous obtenons le système cherché d'équations

$$\begin{cases} \varphi'' + 2\varepsilon_1\varphi' + n_1^2\varphi = h_1 \sum_1^{\infty} R_j \sin(q_j t + \zeta_j) + 2\varepsilon_1\sigma_1\psi' \\ \psi'' + 2\varepsilon_2\psi' + n_2^2\psi = h_2 \sum_1^{\infty} R_j \sin(q_j t + \zeta_j) + 2\varepsilon_2\sigma_2\varphi' \end{cases} \quad (50)$$

où

$$2\varepsilon_1 = \frac{b_1}{K_1} + \frac{G_1^2}{K_1(R_1 + \rho_1 + R)}, \quad 2\varepsilon_2 = \frac{b_2}{K_2} + \frac{G_2^2}{K_2(R_2 + \rho_2)}, \quad (51)$$

$$n_1^2 = \frac{a_1}{R_1}, \quad n_2^2 = \frac{a_2}{R_2}, \quad (52)$$

$$h_1 = \frac{kG_1R_1'}{K_1(\rho_1 + R + R_1)}, \quad h_2 = \frac{kG_2R_2'}{K_2(R_2 + \rho_2)}, \quad (53)$$

$$2\varepsilon_1\sigma_1 = \frac{G_1G_2R'}{K_1(R_2 + \rho_2)(R' + \rho_1 + R)}, \quad 2\varepsilon_2\sigma_2 = \frac{G_1G_2R'}{K_2(R_1 + \rho_1)(R' + \rho_2)}. \quad (54)$$

Plus σ_1 et σ_2 sont grands, plus est forte l'influence des galvanomètres l'un sur l'autre. C'est pourquoi on peut caractériser leur lien réciproque par le coefficient de liaison

$$\sigma^2 = \sigma_1\sigma_2. \quad (55)$$

Pour $\sigma^2 = 0$ les galvanomètres sont isolés et les processus passent indépendamment dans chacun d'eux.

De (51) il découle :

$$\begin{cases} \frac{G_1^2}{(R_1 + \rho_1 + R)K_1} = 2(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10}) \\ \frac{G_2^2}{(R_2 + \rho_2)K_2} = 2(\varepsilon_2 - \varepsilon_{20}), \end{cases} \quad (56)$$

où

$$\varepsilon_{10} = \frac{1}{2} \frac{b_1}{K_1} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{20} = \frac{1}{2} \frac{b_2}{K_2}.$$

D'où nous obtenons en fonction de (54)

$$\sigma^2 = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})(\varepsilon_2 - \varepsilon_{20})}{\varepsilon_1\varepsilon_2} \cdot \frac{(R')^2}{(R' + \rho_1 + R)(R' + \rho_2)}. \quad (57)$$

Puisque l'amortissement de l'air est très faible, on peut poser

$$\sigma^2 = \frac{(R')^2}{(R' + \rho_1 + R)(R' + \rho_2)}. \quad (58)$$

Mouvement propre du système. Dans le cas du mouvement libre du système (lors de l'absence de forces contraignantes) nous obtiendrons par (50) :

$$\begin{cases} \varphi'' + 2\varepsilon_1\varphi' + n_1^2\varphi - 2\varepsilon_1\sigma_1\psi' = 0, \\ \psi'' + 2\varepsilon_2\psi' + n_2^2\psi - 2\varepsilon_2\sigma_2\varphi' = 0. \end{cases} \quad (59)$$

La solution générale du système (59) aura la forme [13, 14]

$$\begin{cases} \varphi = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t} + A_3 e^{-\lambda_3 t} + A_4 e^{-\lambda_4 t}, \\ \psi = B_1 e^{-\lambda_1 t} + B_2 e^{-\lambda_2 t} + B_3 e^{-\lambda_3 t} + B_4 e^{-\lambda_4 t}, \end{cases} \quad (60)$$

où A_i et B_i sont les constantes d'intégration déterminées par les conditions initiales. Le rapport entre les constantes d'indices identiques s'exprime comme suit [17] :

$$B_i = -A_i \frac{\lambda_i^2 - 2\varepsilon_1 \lambda_i + n_1^2}{2\varepsilon_1 \sigma_1 \lambda_i} \quad \text{или} \quad B_i = -A_i \frac{2\varepsilon_2 \sigma_2 \lambda_i}{\lambda_i^2 - 2\varepsilon_2 \lambda_i + n_2^2}. \quad (61)$$

Pour déterminer les coefficients A_i il faut connaître les valeurs numériques de la fonction ϕ et ses trois premières dérivées à l'époque initiale ce qui complique fort la solution pratique de ce problème.

L'exposant λ_i dans (60) et les valeurs qui lui correspondent dans (61) sont les racines de l'équation caractéristique du système (59) qui a la forme [7, 16]

$$\lambda^4 - 2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \lambda^3 + [n_1^2 + n_2^2 + 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 - \sigma^2)] \lambda^2 - 2(\varepsilon_2 n_1^2 + \varepsilon_1 n_2^2) \lambda + n_1^2 n_2^2 = 0. \quad (62)$$

La solution de cette équation est en générale très laborieuse et comporte une grande quantité de transformations algébriques. Dans notre cas elle se simplifie par le fait que deux racines de cette équation sont un peu plus petites que les deux autres. Elles sont toutefois effectives puisque les deux galvanomètres sont fortement amortis.

Les valeurs approchées des deux plus grandes racines peuvent être obtenues si l'on tient compte de ce que les constantes élastiques des galvanomètres sont un peu plus petites que leurs amortissements. On peut ainsi négliger non seulement le dernier terme du second membre (62) mais aussi l'avant dernier et les dérivées $n_1^2 \lambda^2$ et $n_2^2 \lambda^2$ car pour les grandes valeurs de λ elles seront très faibles vis-à-vis des autres termes. La solution de l'équation (62) sera alors

$$\lambda_{1,2} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \pm \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 \sigma^2}. \quad (63)$$

Si le coefficient de liaison [14, 15] est

$$\frac{4\varepsilon_1 \varepsilon_2 \sigma^2}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2} \ll 1,$$

nous obtiendrons en décomposant (63) en binôme de Newton

$$\lambda_{1,2} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \pm (\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \eta), \quad (64)$$

où η est la somme des termes restants de la série. Puisque les amortissements sont tels que $\delta_1 = \frac{\lambda_1}{2}$ et $\delta_2 = \frac{\lambda_2}{2}$ ce qui est analogue à l'oscillation non forcée quand on néglige les forces élastiques) il découle de (64) :

$$\delta_2 < \varepsilon_2 < \varepsilon_1 < \delta_1. \quad (65)$$

Comme l'a montré Niersessov en [15] l'inégalité (65) a lieu pour tous les cas où l'on peut négliger les forces élastiques. Ainsi la présence d'un lien dissipatif entre les galvanomètres conduit à une diminution du plus petit amortissement propre et à une augmentation du plus grand. Si le coefficient de liaison diminue, les amortissements du système s'approchent des amortissements partiels.

Pour déterminer les deux plus petites racines de l'équation caractéristique (62), on peut négliger leur quatrième et troisième puissances et aussi leurs produits par n_1^2 et n_2^2 . Dans ces conditions :

$$\lambda_{3,4} = \frac{\varepsilon_2 n_1^2 + \varepsilon_1 n_2^2 \pm \sqrt{(\varepsilon_1 n_2^2 - \varepsilon_2 n_1^2)^2 + 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 n_1^2 n_2^2 \sigma^2}}{4\varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 - \sigma^2)}. \quad (66)$$

Nous noterons que si

$$\frac{4\varepsilon_1 \varepsilon_2 n_1^2 n_2^2 \sigma^2 (1 - \sigma^2)}{(\varepsilon_1 n_2^2 - \varepsilon_2 n_1^2)^2} \ll 1 \quad \text{et} \quad \frac{4\varepsilon_1^2 \varepsilon_2 n_2^2 \sigma^2 (1 - \sigma^2)}{(\varepsilon_1 n_2^2 - \varepsilon_2 n_1^2)^2} \ll 1 \quad (67)$$

nous obtiendrons, en décomposant (66) en série et en négligeant le rapport (67) :

$$\lambda_3 = \frac{n_2^2}{2\varepsilon_2 (1 - \sigma^2)}, \quad \lambda_4 = \frac{n_1^2}{2\varepsilon_1 (1 - \sigma^2)}, \quad (68)$$

et les coefficients des exposants du mouvement propre du système ne diffèrent des coefficients correspondants des mouvements non contraints [4, 7] que par le facteur $(1 - \sigma^2) - 1$. Il est facile de voir que l'amortissement (63) et les coefficients (66), (68) en l'absence de lien ($\sigma^2 = 0$) prennent les valeurs correspondantes au mouvement non contraint [4, 7]. Le mouvement du galvanomètre enregistreur est obtenu par le système (60) en négligeant les deux premiers termes.

$$\varphi = A_3 e^{-\lambda_3 t} + A_4 e^{-\lambda_4 t}. \quad (69)$$

Dans notre cas la condition (67) n'a pas lieu, c'est pourquoi λ_3 et λ_4 sont respectivement déterminés par les formules (38) et (45). Ainsi R_1 (résistance du réseau extérieur du galvanomètre enregistreur) nécessaire pour le calcul de R_ϕ a été déterminé par la méthode de compensation à l'aide du potentiomètre universel YИЛ - 60 - 2 et est donné dans la table 1.

Pour les calculs on s'est servi des valeurs de la table 1 que nous avons déterminées, à l'exception de ρ_2 , R_{2a} , D_2 et n_2 donnés par la firme car pour déterminer ces éléments il faut démonter le gravimètre.

La relation (57) nous donne :

$$\sigma^2 = 0.31, \quad (70)$$

et après le calcul de λ_3 et λ_4

$$\varphi = A_3 e^{-0.0589t} + A_4 e^{-0.0078t}. \quad (71)$$

Table 1

Paramètres principaux des galvanomètres et résistance du photo élément

	Galvanomètre enregistreur					Galvanomètre intérieur							
Selon les données de la firme	c_1	ρ_1	R_1	R_{1a}	D_1	n_1	c_2	ρ_2	R_2	R_{2a}	D_2	n_2	R_ϕ
	—	6	1.7	1500	195	—	$1.5 \cdot 10^{-8}$	4	2.3	100	14.4	1.08	3
D'après notre détermination.	$5.0 \cdot 10^{-11}$	6.5 ± 0.2	2.5 ± 0.1	712 ± 40	80 ± 4	1.34 ± 0.01	—	—	3.2 ± 0.2	—	—	—	6.5 ± 0.6

Remarques. Les résistances sont exprimées en $k\Omega$, n_1 et n_2 en sec^{-1} ; c_1 et n_1 , données par le constructeur ne sont pas reproduits car avant les observations, le fil a été remplacé ; R_{1a} et R_{2a} sont les résistances critiques extérieures des galvanomètres ; $D_1 = \frac{\epsilon_1}{n_1}$ et $D_2 = \frac{\epsilon_2}{n_2}$.

Malheureusement, nous ne pouvons poursuivre ici une longue discussion de ce résultat puisqu'on ne connaît pas le rapport entre A_3 et A_4 ni la précision des paramètres du galvanomètre intérieur qui sont donnés par le constructeur. Il est évident cependant que l'influence du premier terme sera insignifiante car la valeur absolue du coefficient est presque d'un ordre plus grand que dans le second terme. Par conséquent, le mouvement du galvanomètre enregistreur dépend du second terme de l'équation (71) ce dont témoigne également le fait que son coefficient est très proche de la valeur du coefficient déterminé immédiatement d'après les écarts [4].

A titre de contrôle nous avons résolu approximativement l'équation caractéristique (62) (table 2) après la substitution des paramètres correspondants. La précision des racines λ , données dans cette table étant suffisante, on n'a pas effectué d'approximations ultérieures. Les valeurs des racines λ_1 , λ_2 , λ_3 et λ_4 obtenues par (63) et (66) sont égales respectivement à 225.1, 20.5, 0.0589 et 0.0078 ; nous obtenons donc une concordance pratiquement complète.

Table 2.

Valeurs de la fonction (62) pour les différentes valeurs de λ

λ	λ_1		λ_2		λ_3		λ_4	
	225.04	225.05	20.3	20.4	0.0592	0.593	0.0077	0.0078
Valeur de la fonction	-85200	+64420	+7355	-1284	-0.0055	+0.0396	+0.0150	-0.0086

Mouvement forcé du système. Nous obtiendrons la fonction ϕ du mouvement du galvanomètre enregistreur sous l'influence de la force génératrice de marées par la solution du système (50) en négligeant le mouvement propre du galvanomètre [7]

$$\Phi = \frac{h_1 \left[(n_2^2 - q_j^2) + 2q_j \left(\varepsilon_2 + \frac{h_2}{h_1} \varepsilon_1 \sigma_1 \right) i \right]}{4\varepsilon_1 \varepsilon_2 q_j^2 (\sigma^2 - 1) + (n_1^2 - q_j^2) (n_2^2 - q_j^2) + 2q_j [\varepsilon_1 (n_2^2 - q_j^2) + \varepsilon_2 (n_1^2 - q_j^2)] i} \times \sum_1^{\infty} R_j \sin(q_j t + \zeta_j), \quad (72)$$

où $i = \sqrt{-1}$.

D'où les caractéristiques de fréquence U_{1j} et de phase Δ_{1j} seront :

$$U_{1j} = n_1^2 \sqrt{\frac{(n_2^2 - q_j^2)^2 + 4q_j^2 \left(\varepsilon_2 + \frac{h_2}{h_1} \varepsilon_1 \sigma_1 \right)^2}{[(n_1^2 - q_j^2) (n_2^2 - q_j^2) - 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 q_j^2 (1 - \sigma^2)]^2 + 4q_j^2 [\varepsilon_1 (n_2^2 - q_j^2) + \varepsilon_2 (n_1^2 - q_j^2)]^2}}, \quad (73)$$

$$\Delta_{1j} = \text{arc tg} \frac{2q_j \left\{ \left[\varepsilon_2 + \frac{h_2}{h_1} \varepsilon_1 \sigma_1 \right] [(n_1^2 - q_j^2) (n_2^2 - q_j^2) - 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 q_j^2 (1 - \sigma^2)] - (n_1^2 - q_j^2) [\varepsilon_1 (n_2^2 - q_j^2) + \varepsilon_2 (n_1^2 - q_j^2)] \right\}}{(n_2^2 - q_j^2) [(n_1^2 - q_j^2) (n_2^2 - q_j^2) - 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 q_j^2 (1 - \sigma^2)] + 4q_j^2 \left[\varepsilon_2 + \frac{h_2}{h_1} \varepsilon_1 \sigma_1 \right] [\varepsilon_1 (n_2^2 - q_j^2) + \varepsilon_2 (n_1^2 - q_j^2)]}. \quad (74)$$

En l'absence de lien entre les galvanomètres ($\sigma_1 = \sigma^2 = 0$) (73) et (74) prennent les valeurs

$$U_{1j} = \frac{n_1^2}{\sqrt{(n_1^2 - q_j^2)^2 + 4\varepsilon_1^2 q_j^2}}$$

et

$$\Delta_{1j} = \text{arc tg} \frac{2\varepsilon_1 q_j^2}{q_j^2 - n_1^2},$$

c'est-à-dire les caractéristiques du galvanomètre pour un mouvement non contraint.

Pour $R = 0$ et $r = \infty$ de (53), (35), (48) et (40) nous avons

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{c_1 n_2^2 \rho_1}{c_2 n_1^2 \rho_2} \quad (75)$$

où c_2 est la constante de courant du galvanomètre intérieur et en fonction de (54), (51), (40), (38), (45) et (43) on a :

$$\sigma_1 = \frac{c_1 K_2 n_2^2}{c_2 K_1 n_1^2} \cdot \frac{R_{\Phi}}{(R_2 + \rho_2)} \quad (76)$$

Les valeurs des moments d'inertie des cadres des galvanomètres K_1 et K_2 ne sont pas connues et c'est pourquoi nous ne pouvons déterminer que l'ordre de grandeur de σ_1 . Posons que $K_1 = K_2$, puisque les périodes des galvanomètres sont voisines entre elles. En utilisant les valeurs de la table 2 nous obtiendrons

$$\frac{h_2}{h_1} = 0.02 \text{ и } \sigma_1 = 0.01.$$

Nous estimerons maintenant quelle est l'influence du lien entre les galvanomètres sur les caractéristiques de fréquence et de phase du galvanomètre enregistreur. Comme en (73) et (74) les termes en σ^2 et σ_1 renferment q_j^2 , leur influence est très faible. La substitution des données numériques montre que pour les valeurs limites $\sigma^2 = 0$ et $\sigma^2 = 1$, U_{1j} est constant jusqu'à la quatrième décimale et Δ_{1j} change d'un millièmme de degré. L'influence de σ_1 sur ces valeurs est encore plus faible.

Ainsi se confirme ici la conclusion tirée précédemment [4] que la partie sensible du retard instrumental s'explique par l'amortissement du galvanomètre enregistreur.

BIBLIOGRAPHIE

1. P.F. CHOKINE
Gravimétrie
Edit. Géodésie, 1960, pages 153-175.
2. K.E. VESSELOV
Théorie élémentaire des gravimètres construits d'après le principe des poids à ressorts.
Publ. "Géophysique appliquée", publ. 12, 1955.
3. V.A. VOLKOV
Détermination des caractéristiques de phase des systèmes enregistreurs de marées gravimètre-galvanomètre.
"Etude des marées terrestres" "Science" M. 1964 pages 71 - 82.

4. P.S. KORBA et Y.A. DITCHKO
en ukrainien.
5. B.B. GALITZIN
Travaux choisis.
T. II Edit. Ac. des Sc. d'URSS, M. 1960 pages 128-219
6. G.L. CHNIRMAN
Théorie élémentaire de la suspension à ressort du séismographe vertical
Trav. de l'Inst. de séismologie, N° 83. Edit. Ac. des Sc. URSS M. 1938.
7. E.F. SAVARENSKII et D.P. KIRNOS
Eléments de séismologie et de séismométrie.
1955. pages 370-463.
8. Y.A. DITCHKO
Organisation et résultats des observations des variations de la force de pesanteur avec le gravimètre GS - 11 à Poltava,
Trav. de l'Obs. Grav. de Poltava. Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine XII, pages 3-16
Traduction BIM N° 42 pp. 1567 - 1580
9. You. S. DOBROCHOTOV
Contrôle en campagne de la valeur de division de l'installation de calcul des gravimètres GS - 11.
Publ. "Etude des marées terrestres" Edit. "Naouka" 1964 pp. 68-70
10. A. GRAF
Gravimètres, principes de mesure, construction, technique de mesure.
Edit. de Géodésie, 1961 page 11.
11. D.G. GRIDNIEV
Etudes du gravimètre statique en quartz avec enregistrement photo-électrique des données.
Publ. " Etude des marées terrestres " "Naouka", M. 1964, page 104.
12. S.N. BARSENKOV et autres.
Variations de marées de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze.
Publ. "Etude des marées terrestres" Publ. "Naouka" M. 1964 page 6.
Traduction BIM N° 47 pp. 1962-1995.
13. V.I. SMIRNOV
Cours de haute mathématique.
T. II 1953. pp. 132-134.
14. S.P. STRELKOV
Introduction à la théorie des oscillations.
1950, pp. 208 - 262.
15. I.L. NERSESSOV
Sur le coefficient de liaison du système séismographe - galvanomètre.
Trav. de l'Inst. de Géophysique. Ac. des Sc. d'URSS N° 36 (163) Edit. Ac. des Sc. d'URSS, M. 1956 pp. 134 - 143.

16. G. SCHMERWITZ
Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen
Zeitschrift für Geophysik, H. 5/6, 206, 220, 1936.
17. Schweremesser GS - 11,
Askania - Werke A.G., 1959.
18. I. NAKAGAWA
Some Problems on Time Change of Gravity. Parts 1.
Disaster Prevention Research Institute Kyoto University Bulletins, N° 53, 2 - 65, 1962.
19. R. SCHULZE
Zur Eichung von Registrier-Gravimetern.
Comm. de l'Obs. R. de Belg., N° 114, s.g. 39, 24 - 26, 1957.
20. A. GRAF
Bemerkung zur instrumentellen Ausrüstung einer Gezeitenstationen.
Comm. de l'Obs. R. de Belg., N° 142, s.g. 47, p. 118, 1958.
21. P. MELCHIOR
Rapport sur les marées terrestres 1961 - 1963.
Bull. d'Inf. Marées Terrestres, 33, p. 997, 1963.
22. P. MELCHIOR
Conclusions que l'on peut déjà tirer des observations des marées terrestres.
Comm. de l'Obs. R. de Belg., N° 215, s.g. 63, p. 364, 1963.
23. C. LEFEVRE
Programme d'enregistrement de la marée gravimétrique au Laboratoire Géophysique appliquée de la Sorbonne.
Bull. d'Inf. Marées Terrestres, 4, p. 62, 1957.
24. C. QUEILLE
Le gravimètre enregistreur du C.E.G.
Comm. de l'Obs. R. de Belg., N° 236, s.g. 69, p. 141, 1964.
25. M. BONATZ
Ein Verfahren zur Verringerung des Induktionseffektes bei der Erdgezeitenregistrierung mit dem Askania - Gravimeter GS-11.
Bull. d'Inf. Marées Terrestres, 38, 1347 - 1353, 1964.
26. R. LECOŁAZET
Enregistrement et analyse harmonique de la marée gravimétrique à Strasbourg (huit mois d'observation)
Annales de Géophysique, v. 13, n 3, 186 - 202, 1957.
27. A.T. DOODSON
The harmonic Development of the Tide - generating Potential.
Proc. Royal Soc. London A. 100, 305 - 329, 1922.

SUR LES CONSEQUENCES DE L'AMORTISSEMENT DANS LES OBSERVATIONS DES
VARIATIONS DE LA FORCE DE PESANTEUR AVEC LE GRAVIMETRE
"ASKANIA"

P.S. KORBA et I.A. DITCHKO

(Dopovidi Ac. des Sc. d'Ukraine, N° 8, 1035 - 1038, 1965)

О ПОСЛЕДСТВИЯХ ДЕМПИРОВАНИЯ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ
ВАРИАЦИЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ГРАВИМЕТРОМ "АСКАНИЯ".

Доповиди АН УССР, № 8, 1035-1038, 1965.

П.С. КОРБА и И.А. ДЫЧКО.

Par les observations gravimétriques actuelles des variations de marée de la force de pesanteur on peut apparemment déjà déterminer le retard de la marée dans la Terre solide et évaluer ainsi aussi bien sa viscosité que la valeur du ralentissement séculaire de sa rotation déterminé par ce retard. Il faut cependant tenir compte qu'à cause du fort amortissement des systèmes mobiles de l'appareil, le retard observé de la marée est aggravé par des altérations instrumentales.

Ce travail est consacré à l'estimation de la valeur de ces altérations ; nous y donnons les résultats des recherches théoriques et expérimentales pour le cas du gravimètre GS 11.

L'équation différentielle du mouvement du modèle idéalisé du système élastique du gravimètre "Askania" qui fonctionne par le principe de la balance de torsion, s'écrit :

$$K \frac{\partial^2 \nu}{\partial t^2} + P \frac{\partial \nu}{\partial t} + D \nu = mg \quad (1)$$

où K , m , ν sont respectivement le moment d'inertie, la masse et l'angle de torsion du système élastique ; P est le moment des forces de freinage ; D est l'élasticité du système ; g est la force de pesanteur ; t est le temps.

Dans l'équation (1) nous remplacerons le temps t par le temps relatif $\tau = \omega_0 t$, où ω_0 est la fréquence des oscillations propres du système élastique, et le moment des forces de freinage P par le degré de l'amortissement, (facteur sans dimension) est :

$$\beta = \frac{P}{2\sqrt{KD}}$$

Nous représenterons la force de pesanteur comme la somme de la partie constante g_0 et périodique Δg [2]

$$\Delta g = \sum_1^{\infty} \Delta g_i \sin(\omega_1 t + \phi_1) \quad (2)$$

qui représente les variations de la force de pesanteur déterminées par l'attraction de la Lune et du Soleil.

La solution de l'équation (1) après ces substitutions est la fonction

$$\nu = \nu_0 + C_1 e^{r_1 \tau} + C_2 e^{r_2 \tau} + \sum_1^{\infty} \frac{m \Delta q_1}{D \sqrt{(1 - q_1^2)^2 + 4 \beta^2 q_1^2}} \sin(\omega_1 t + \phi_1 - \epsilon_1), \quad (3)$$

où

$$q_1 = \frac{\omega_1}{\omega_0}, \quad \epsilon_1 = \arctg \frac{2\beta q_1}{1 - q_1^2} \quad (4)$$

Dans l'équation (3) ν_0 est l'angle de torsion du système élastique correspondant à la position d'équilibre répondant à la seule partie constante de la force de pesanteur g_0 . Si les caractéristiques élastiques du système sont constantes dans le temps l'angle ν_0 sera constant ; dans le cas inverse il changera et il y aura une dérive du gravimètre.

Les deux termes suivants de l'équation (3) sont les oscillations propres du système élastique. S'il est suffisamment amorti ces oscillations s'amortissent après un certain temps.

Le terme périodique de l'équation (3) décrit les oscillations forcées du système élastique du gravimètre sous l'effet des variations de la force de pesanteur. Cependant en comparant l'équation (2) avec le terme périodique de l'équation (3) on voit que le système élastique du gravimètre reproduit ces variations avec des distorsions. Cela apparaît aussi bien dans le retard de phase des ondes de marée que dans la diminution de leurs amplitudes par un facteur

$$\sqrt{(1 - q_1^2)^2 + 4 \beta^2 q_1^2}$$

Comme on le sait, dans le gravimètre "Askania" les oscillations du système élastique (3) se transforment linéairement dans les paramètres du courant électrique qui est enregistré par un galvanomètre de haute précision. Le mouvement du cadre du galvanomètre est décrit par une équation différentielle du second ordre de la forme (1) [3], dont le second membre est égal au moment magnétique du cadre (au produit de la force du courant par une valeur constante). Ainsi le galvanomètre apporte des altérations supplémentaires analogues. L'ampleur de ces altérations, comme il en découle de l'équation (3), est déterminée par le degré d'amortissement du cadre du galvanomètre, par sa fréquence propre et la fréquence du processus enregistré. Le degré de l'amortissement dû aux forces d'induction magnétique constitue la partie principale et s'exprime par la résistance du galvanomètre r_g , sa résistance critique extérieure r_k et la résistance du réseau extérieur R suivant l'équation [3] :

$$\beta = \frac{r_g + r_k}{r_g + R} \quad (5)$$

Nous examinerons maintenant le caractère du mouvement du système élastique lors d'une variation par à-coups de la force, ce qui a lieu par exemple lors des déplacements créés pour l'étalonnage de l'enregistrement. Si la force imposée est remplacée par une valeur précise, l'angle de torsion du système devient ν_1 , valeur qui correspond à la position d'équilibre. Conformément à (3) nous avons alors, sans tenir compte de la partie périodique

$$\nu = \nu_1 + C_1 e^{r_1 r} + C_2 e^{r_2 r} \quad (6)$$

où $r_{1,2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 1}$.

Dans les conditions initiales $r = 0$, $\frac{\partial \nu}{\partial r} = 0$ et $\nu = \nu_0$ nous avons : $\nu_0 = \nu_1 + C_1 + C_2$

Si le système se trouve à la limite de la périodicité ($\beta = 1$) alors il découle de (6)

$$\nu = \nu_1 - (\nu_1 - \nu_0) e^{-\omega_0 t} \quad (6')$$

Quand le système est remis au repos ($\beta \gg 1$)

$$\nu = \nu_1 - (\nu_1 - \nu_0) e^{-\frac{\omega_0 t}{2\beta}} \quad (6'')$$

Des équations (6') et (6'') il découle que lors d'une variation par à-coups de la force imposée, le système élastique se rétablit dans une nouvelle position d'équilibre suivant la loi exponentielle.

Examinons maintenant comment concordent entre eux le retard instrumental calculé par la formule (4) et le retard obtenu par les observations des marées terrestres.

L'amortissement du système élastique du gravimètre GS-11 correspond à la limite de la périodicité ($\beta = 1$) et la période de ses oscillations propres est $T = 1,5$ sec *. Il s'ensuit qu'aussi bien le retard de phase que la diminution d'amplitude de la marée sont loin des limites des erreurs de mesures. Le degré d'amortissement du galvanomètre appliqué au gravimètre N° 59 conformément aux paramètres que nous avons déterminés ($r_g = 6,5$ K ohm, $r_k = 0,7$ M ohm, $R = 2,5$ K ohm) est 78 et son retard pour $T_0 = 4,7$ sec est de 1,9 min. **

La diminution de l'amplitude de la marée et la partie du retard provoqués par l'amortissement de l'air du galvanomètre sont très faibles et n'influencent absolument pas les résultats des observations. Le retard instrumental général ϵ a été déterminé d'après la courbe de rétablissement du système dans la position d'équilibre (6"). Le coefficient de l'exposant calculé par moindres carrés à partir de 12 écarts mesurés lors de l'entraînement amplifié est :

$$\frac{\omega_0}{2\beta} = 0,0084, \text{ d'où } \beta = 80.$$

Il s'ensuit que ϵ est de 2,0 min., ce qui concorde bien avec le retard qui est provoqué par le galvanomètre c'est-à-dire que la partie principale du retard instrumental lui est due. La valeur du retard des marées terrestres provenant de nos meilleures observations d'après l'onde la plus sûre M_2 est de $2,9 \text{ min} \pm 0,5 \text{ min}$. On peut en conclure que le retard réel de la marée dans la Terre solide est dans les limites des erreurs d'observations.

Conformément aux équations (6') et (6") le système élastique du gravimètre et le cadre du galvanomètre exigent, au moment des déplacements pour l'étalonnage de l'enregistrement, un certain temps pour le rétablissement dans la nouvelle position d'équilibre. Avec une précision relative de calcul $\frac{\nu - \nu_1}{\nu_0 - \nu_1} = 0,001$ il prend une nouvelle position d'équilibre après 5 sec. et le cadre du galvanomètre après 15 min.

Ce grand temps de rétablissement de ce dernier est l'une des causes de la détermination imprécise du coefficient d'étalonnage de l'enregistrement.

BIBLIOGRAPHIE

1. P.F. CHOKIN, Gravimétrie, Edit. de l'Etat 1960 p. 6
2. A.T. DOODSON, Proc. of the Roy. Soc. London, Ser. A., 100, 305 (1922)
3. K.B. KARANDIEYEV, Galvanomètres à courant continu, leur théorie et application, Lvov. 1956.

* conformément aux instructions du constructeur

** le retard calculé d'après les données de la firme est deux fois plus grand.

ETUDE DE LA DEPENDANCE PERIODE-AMPLITUDE, PROPRE AUX
PENDULES HORIZONTAUX REPSOLD-LEVITSKII

V.G. GALOUBITSKII, E.Y. EVTOUCHENKO

Mar. Terr. Acad. Sc. RSS d'Ukraine, Observ. grav. de Poltava-Kiev 1966, pp. 138-149

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРИОД-АМПЛИТУДА, СВОЙСТВЕННОЙ
ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ МАЯТНИКАМ РЕПСОЛЬДА-ЛЕВИЦКОГО.

В.Г. Голубицкий, Е.И. Евтушенко.

Земные Приливы. Акад. Наук Укр. ССР Полтавск. Гравиметр.
Обсерв. Инст. Геоф. "Наукова Думка" Киев 1966.

Pour l'observation des inclinaisons de la surface de la Terre, provoquées par les marées terrestres, on se sert souvent des pendules horizontaux à suspension Zöllner. Les observations ont été effectuées et s'effectuent avec ces appareils aussi bien à l'étranger que dans notre pays. Les longues séries d'observations effectuées à l'aide des clinomètres du type Zöllner à Tomsk, Youriev, Kasan et Poltava peuvent servir d'exemple [1-3, 5, 6].

Pendant longtemps la sûreté de ces observations n'a fait aucun doute. Cependant, en 1960, Picha et Skalskii ont découvert, lors de l'étude de deux complexes de pendules de Schweydar, une grande dépendance de la période propre en fonction de l'amplitude d'oscillation [9]. L'existence de cette dépendance amène inévitablement à des erreurs d'observation importantes car la période propre du pendule horizontal constitue l'une des données fondamentales caractérisant la sensibilité K du clinomètre.

La formule pour déterminer la sensibilité est :

$$K = \frac{1}{2d \sin 1''} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \text{ sec. d'arc/mm} \quad (1)$$

où d est la distance depuis l'objectif du pendule jusqu'à l'enregistreur en mm, T_0 et T sont les périodes propres des oscillations non amorties du pendule respectivement dans les positions verticale et horizontale.

Les valeurs d et T_0 restent constantes pour un pendule horizontal donné. En les réunissant sous un symbole commun de constante de l'appareil :

$$C = \frac{T_0^2}{2d \sin 1''} \text{ sec. d'arc sec}^2/\text{mm} \quad (2)$$

la dépendance (1) peut être représentée sous la forme du rapport simple suivant :

$$K = \frac{C}{T^2} \quad (1')$$

Comme on le voit, la sensibilité du pendule est inversement proportionnelle au carré de la période. Par conséquent, n'importe quelle erreur relative dans la valeur T amènera à une erreur double correspondante dans la sensibilité K.

Les résultats des recherches effectuées par Picha et Skalskii [9] ont montré que pour certains pendules à suspension Zöllner la valeur de la période T pour de grandes amplitudes d'oscillation (25-26 min. d'arc) paraît exagérée en comparaison avec la valeur T relative à de petites amplitudes (1.5 à 2.0 min. d'arc) de 1.5 à 2.5 sec. (pour des périodes de travail de 70 à 75 sec.). Cela peut conduire à des erreurs dans la sensibilité de l'ordre de 3 à 6 %. On pose à présent de grandes exigences pour la précision de la détermination du facteur γ ; on ne peut donc admettre ces erreurs.

Picha et Skalskii n'ont pas réussi à mettre en évidence les causes provoquant cette dépendance mais ils ont invité les chercheurs à donner une attention particulière à ce phénomène.

Le premier à répondre à cet appel est Schneider [10] qui a effectué des études soigneuses des pendules de Tomaschek-Ellenberger, Tomaschek et Schweydar (dans les stations de Berggieshübel et Tiefenhort). Pour les pendules de Tomaschek-Ellenberger et Schweydar il a réussi à mettre en évidence une dépendance entre la période propre du pendule et l'amplitude de son oscillation quoique plus petite que pour Picha et Skalskii. Cette dépendance n'est pas apparue dans les pendules de Tomaschek. En conclusion Schneider a proposé une formule d'interpolation pour le passage de la période propre mesurée pour des amplitudes finies à la période propre correspondant aux amplitudes infiniment petites.

$$T_{A \rightarrow 0} = T - C e^{-2\alpha t} \quad (3)$$

où α est le coefficient caractérisant l'amortissement du pendule.

Dans un travail plus récent, Picha et Skalskii [11] proposent également une formule d'interpolation qui correspond pratiquement à celle de Schneider

$$T_{A \rightarrow 0} = T - \mu e^{-\alpha t}$$

où $T_{A \rightarrow 0}$, μ et α sont des constantes pour des séries isolées d'observations.

Dans ce même travail [11] Picha et Skalskii ont indiqué les causes physiques possibles déterminant l'apparition de la dépendance période-amplitude : le régime de travail des fils aux points de suspension du pendule à de grandes amplitudes d'oscillation et probablement les conditions microclimatiques sous le manchon du pendule ou comme le note Schneider [10] les permutations insignifiantes des points effectifs de rotation près des vis de serrage des fils du clinomètre.

L'observatoire gravimétrique de Poltava de l'Académie des Sciences d'Ukraine utilise assez largement les appareils de construction Repsold-Levitskii avec suspension de Zöllner. Avec ces appareils on a obtenu les valeurs de γ pour les stations de Poltava [6] Ingouletz, Shmakovo [7] on continue des observations à Toreze (Bassin du Don) [12] Kalouche (Carpathes), Simféropol. C'est pourquoi il est d'un grand intérêt pour nous d'étudier la dépendance de la période propre en fonction de l'amplitude pour les appareils de ce type puisqu'ils diffèrent sensiblement en construction des pendules de Tomaschek-Ellenberger et Schweydar.

La première étude des pendules Repsold-Levitskii [8] a été réalisée en mai 1962. Les pendules ont été placés sur une base massive en briques dans la cave principale de l'observatoire gravimétrique de Poltava, à une profondeur de 4 m.

Nous désignerons par A l'appareil dont le miroir est perpendiculaire à la tige, par B l'appareil dont le miroir est parallèle à la tige. Les amplitudes de l'oscillation ont été fixées sur une plaque photographique qui est entraînée par le mécanisme horaire dans le châssis de l'enregistreur avec une vitesse de 4 mm/sec. Les époques de passage du pendule en sa position d'équilibre s'imprimaient sur la bande d'un chronographe à quartz auquel les impulsions sont données par le photoélément $\phi 3$ Y-2 installé devant l'enregistreur et donnant un faible courant dans le réseau lors du passage du faisceau lumineux émanant du miroir du pendule. La description détaillée de l'expérience est donnée dans le travail [8].

Les études préliminaires ont poursuivi l'unique but d'expliquer si la dépendance de la période en fonction de l'amplitude est propre aux pendules de ce type. Les pendules ont été réglés sur une période de l'ordre de 45 sec et l'amplitude a varié de 24,5 à 3.2 min. d'arc. Dans ces conditions nous avons réussi à mettre en évidence une diminution de la période propre de 0.45 sec. pour le clinomètre A, et de 0.22 sec. pour le clinomètre B. On a montré que cette dépendance est propre aux appareils de construction Repsold-Levitskii.

Lors d'une étude réitérative du même complexe de pendules, le programme d'expérience était un peu plus élargi : 1) obtenir des indications sur la variabilité de la période dans le domaine des faibles amplitudes d'oscillation ; 2) étudier la dépendance période-amplitude pour différentes périodes propres ; 3) expérimenter les différents procédés de suspension du fil supérieur du pendule, 4) déterminer la constante ($\frac{g}{l_0}$) des pendules.

A la suite d'une petite transformation c'est-à-dire de la diminution de la largeur du miroir placé devant le couvercle de l'enregistreur de 7.5 à 5.0 min., nous avons réussi à enregistrer des amplitudes de 1.7 min. d'arc seulement contre 3.2 min. d'arc dans la première expérience. On a donné différentes valeurs (25, 30, 45, 62 et 67 sec) aux périodes propres des pendules horizontaux.

En outre, le procédé de suspension du fil double supérieur du pendule a été modifié. Pour les appareils Repsold-Levitskii, le fil supérieur entoure la tige du pendule et ensuite ses deux bouts reliés ensemble sont fixés dans une vis de serrage. Ainsi on essaie de déplacer les fils serrés presque tout contre. Nous avons changé la distance entre les fils en observant comment cela affecte la dépendance période-amplitude : on a pris des distances de 0.2, 0.7 et 1.6 mm entre les fils. Dans ce cas les périodes propres sont restées presque toujours les mêmes (environ 45 sec.)

Pour chaque série d'observations nous avons obtenu une série de valeurs de la période propre et les amplitudes lui correspondant. Pour diminuer l'influence des erreurs accidentelles, les périodes individuelles ont été moyennées de sorte qu'à chaque valeur T correspondent 4 à 5 périodes propres. Ensuite on a construit des graphiques précis de la dépendance période-amplitude (figures 1 - 6). Chaque graphique renferme quelques séries d'observations présentant la même période moyenne et une suspension du même type. Il convient de noter que pour de faibles valeurs d'amplitudes on observe un important désaccord des périodes. Cela est provoqué apparemment par l'influence de microséismes de fréquences voisines de la période propre (les oscillations des pendules sont alors forcées et non libres comme on le suppose lors de l'observation des périodes propres).

On a trouvé pour les deux pendules, pour toutes les périodes propres et les différentes variantes de suspension, le décrément d'amortissement χ , calculé comme étant le rapport de l'amplitude précédente à la suivante. Toutes les valeurs des décréments d'amortissement sont données dans la table 1.

Table 1.

Valeurs du décrément d'amortissement χ des pendules A et B

Période T, sec.	Pendule A			Pendule B
	$\Delta = 0.2\text{mm}$	$\Delta = 0.7$	$\Delta = 1.6\text{mm}$	$\Delta = 0.7\text{mm}$
25—26	—	1.011	—	1.008
31—32	—	1.016	—	1.011
46—47	1.062	1.020	1.015	1.019
55	—	1.038	—	—
62	—	1.056	—	—
67	—	1.067	—	—

La comparaison des décrets d'amortissement des pendules A et B montre que $\chi_A > \chi_B$ pour les mêmes périodes. Cela est provoqué probablement par les particularités de construction des appareils. Il faut également noter qu'avec l'augmentation de Δ c'est-à-dire de la distance entre les fils supérieurs de suspension à l'endroit de leur attache, le décret d'amortissement diminue.

Pour les pendules Repsold-Levitskii, l'expression pour la sensibilité s'écrit sous la forme :

$$K = \frac{4\pi^2}{\left(\frac{g}{l_0}\right)T^2 2d \sin 1''}, \quad (5)$$

où l_0 est la longueur du pendule et g l'accélération de la pesanteur. Cette expression est identique à (1) puisque

$$T_0^2 = 4\pi^2 \left(\frac{l_0}{g}\right). \quad (6)$$

La valeur $\left(\frac{g}{l_0}\right)$, parfois appelée constante du pendule reste invariable pour l'appareil donné dans un point précis d'observation et avec une suspension déterminée de la tige du pendule. Si on détermine sa valeur au début des observations alors la sensibilité K peut être représentée valablement pour l'application par une expression analogue à (1').

Pour déterminer la constante $\left(\frac{g}{l_0}\right)$, nous avons utilisé aussi dans notre étude le procédé de Galitzine-Orlov [4] : les périodes ont été mesurées à l'aide du chronographe et leurs valeurs numériques sont données dans la table 2. pour les deux pendules et pour différentes amplitudes.

Les figures 1, 3, 4 donnent la dépendance période-amplitude pour le pendule A pour différentes périodes propres et pour la même distance entre les fils Δ , égale à 0.7 mm. La disposition des points sur la figure 1 pour les périodes de 24-25, 31-32 et 45-46 sec. montre clairement que la période propre diminue avec l'amplitude et d'autant plus que la période T est plus grande

Table 2

Valeurs de la constante $\left(\frac{g}{l_0}\right)$ des pendules A et B pour $\Delta = 0.7$ mm

Amplitude mn. d'arc.	Pendule A	Pendule B
2.5—2.1	73.318	65.351
2.1—1.9	73.333	65.268
1.7—1.4	73.225	65.367

Ceci est particulièrement sensible sur les figures 3 et 4 donnant les graphiques pour les périodes $T = 61-63$ et $66-68$ sec. La différence entre la période finale et initiale pour $T = 67$ sec est d'environ 1,5 sec. Cette différence diminue avec la période propre et, pour $T = 24-25$ sec, elle devient à peine perceptible.

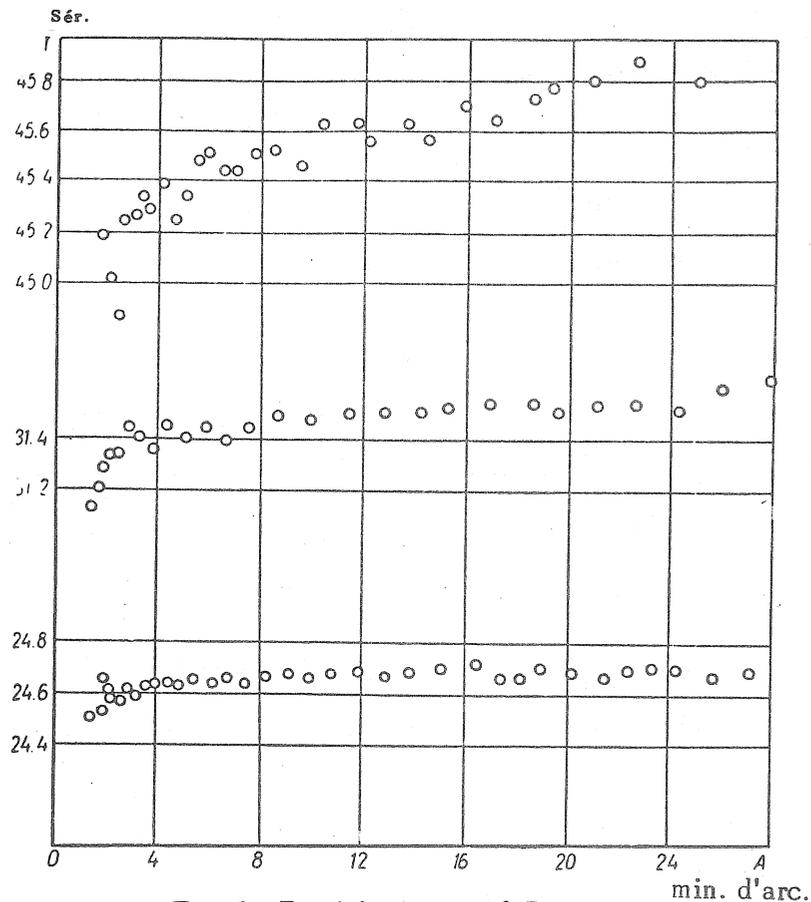


Fig. 1. Pendule A, $\Delta = 0.7$ mm.

Nous nous arrêterons plus en détail sur les courbes caractérisant la dépendance période-amplitude pour les valeurs $T = 45-46$ sec, puisque les observations dans les mines s'effectuent à peu près pour ces valeurs des périodes propres. Pour ces valeurs de T on observe sûrement une diminution de la période avec la diminution d'amplitude ; cependant pour des amplitudes de moins de 2,5 min. d'arc on note un important désaccord entre les points, désaccord provoqué évidemment par les microséismes. La différence entre les valeurs des périodes correspondant aux amplitudes finale et initiale, atteint dans ce cas 0.6 sec. c'est-à-dire que l'erreur dans la détermination de T est de 1.4 % et par conséquent l'erreur relative lors de la détermination de la sensibilité sera égale à 2.8 %.

Il faut cependant souligner que cette valeur de l'erreur relative est maximale et porte sur l'intervalle de variation de l'amplitude de 2.5 à 10 min. d'arc. En pratique, les mesures de la période propre lors de la détermination de la sensibilité de la variation de l'amplitude n'atteignent que 3 à 5 min. d'arc. et c'est pourquoi l'erreur relative dans la sensibilité à ces ampli-

tudes n'atteint que 0.2 - 0.7 % ce qui correspond à quelques unités de la troisième décimale de γ . Bien que cette erreur ne dépasse habituellement pas les erreurs accidentelles d'observation, il est souhaitable d'en tenir compte, en prenant en considération son caractère systématique et les exigences continuellement croissantes de précision d'enregistrement des marées.

Sur la figure 2 est représentée la dépendance période-amplitude pour le pendule B pour les périodes $T = 26, 30-31$ et $46-47$ sec.

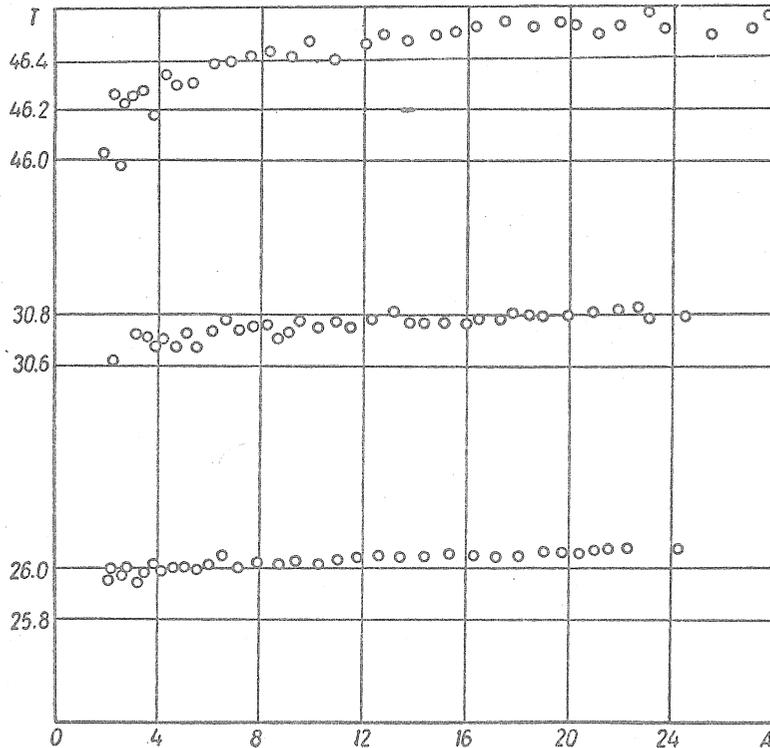


Fig. 2. Pendule B, $\Delta = 0.7$ mm min. d'arc.

Elles sont similaires à celles du clinomètre A, cependant la dépendance période-amplitude n'apparaît ici pas d'une façon aussi brusque. Pour la période de 46 à 47 sec., la différence entre la période finale et initiale n'atteint que 0.3 sec. pour une diminution d'amplitude de 24 à 2 min. d'arc c'est-à-dire presque deux fois moins que pour l'appareil A, ce qui est provoqué apparemment par les particularités de construction du pendule B (miroir longitudinal). Cela se confirme encore par le fait que le décrément d'amortissement du pendule B est plus petit que celui du pendule A pour les mêmes périodes (table 1). On peut en conclure que plus grand est le coefficient d'amortissement, plus sensible est la dépendance période-amplitude.

Nous nous arrêterons maintenant aux figures 5 et 6 qui représentent les graphiques pour pendule A pour $T = 45-47$ sec., pour différents procédés de suspension des fils.

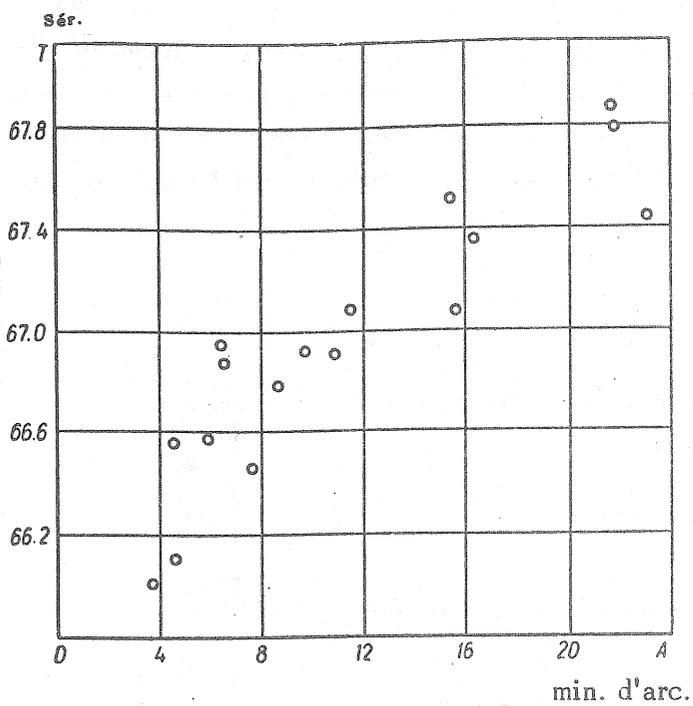


Fig. 3 Pendule A, $\Delta = 0.7$ mm

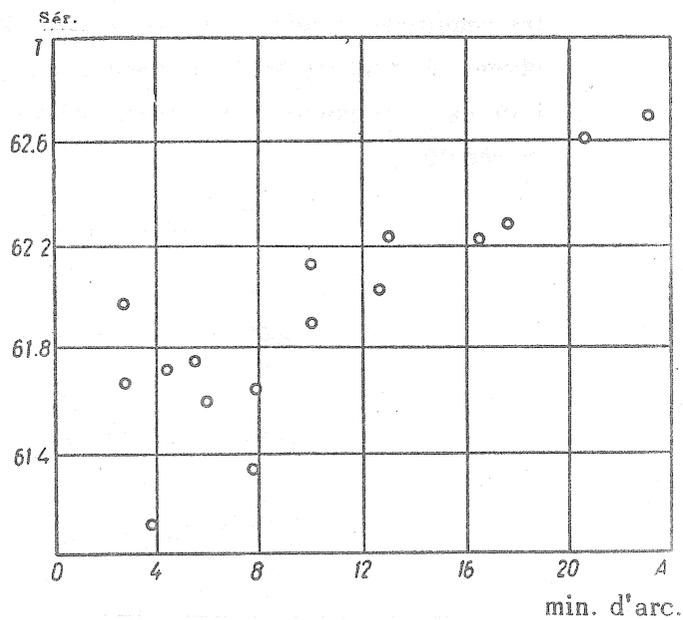


Fig. 4 Pendule A, $\Delta = 0.7''$ mm

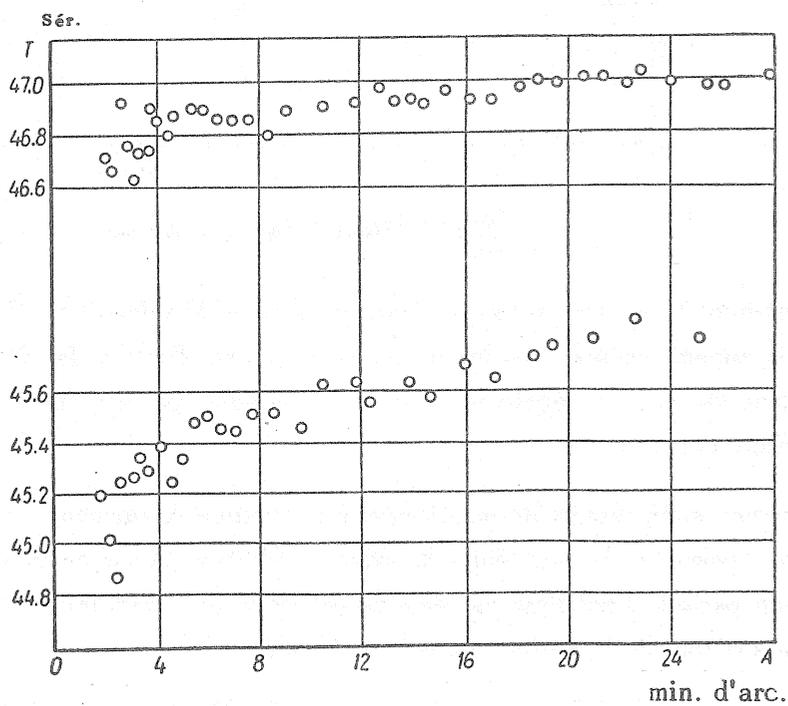


Fig. 5 Pendule A, pour $T = 47$ sec. $\Delta = 1.6$ mm ;
 $T = 45-46$ sec. $\Delta = 0.7$ mm.

On a pris les distances suivantes entre les fils Δ : 0.2, 0.7 et 1.6 mm. En comparant ces trois graphiques, nous voyons que lorsque Δ diminue, la différence des périodes augmente pour les amplitudes finales et initiales et la dépendance période-amplitude est renforcée. Nous avons obtenu un résultat particulièrement inattendu pour $\Delta = 0.2$ mm. Sur le graphique correspondant à ce cas, les points sont répartis presque sur une parabole. On ne peut actuellement expliquer ce résultat.

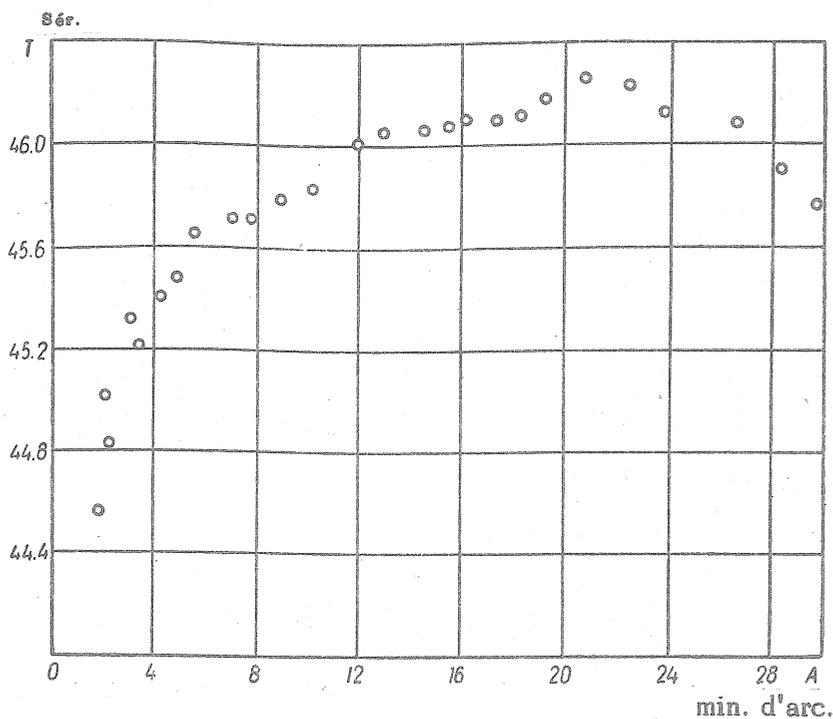


Fig. 6 Pendule A, $\Delta = 0.2$ mm.

Apparemment il se fait sentir ici une certaine particularité de fléchissement des fils de la suspension supérieure près des points de leur attache. Pour de faibles amplitudes, l'influence de la vibration du sol est également possible puisque par une telle suspension le système devient extrêmement instable.

Il n'est pas sans intérêt de mentionner que lorsque Δ augmente, le décrement d'amortissement diminue comme on le voit dans la table 1. Partant de là on peut tirer la conclusion que la dépendance période-amplitude est déterminée dans une certaine mesure par l'amortissement qui dépend à son tour de la période donnée au pendule.

Comme dans la formule (5) on entend par T la période correspondant aux amplitudes infiniment petites, la détermination des périodes pour des amplitudes finales introduit une certaine erreur systématique dans la valeur de la sensibilité dont il faut tenir compte. Pour la période $T \cong 45$ sec. l'erreur relative dans la détermination de la sensibilité peut atteindre l'ordre de 0.7 %.

La détermination des valeurs de T à de faibles amplitudes serait la voie la plus efficace pour la diminution de l'influence de cette erreur. Cependant l'essai de mesurer les périodes à des amplitudes plus petites que 2.5 min. d'arc, amène à des erreurs accidentelles importantes, provoquées par l'influence des microséismes.

Cependant pour augmenter la précision des observations effectuées avec les clinomètres Repsold-Levitskii, on peut recommander lors de la détermination de la période T de ne pas admettre les amplitudes d'oscillation dépassant 4-5 min. d'arc.

L'étude effectuée ne donne pas encore la possibilité de tirer une conclusion sur l'origine de la dépendance de la période en fonction de l'amplitude pour les pendules horizontaux de construction Repsold-Levitskii. Cependant elle a permis d'obtenir des indications importantes sur cet intéressant phénomène.

A notre avis, la cause la plus probable provoquant l'augmentation de la période T pour de grandes amplitudes d'oscillation est la diminution de l'angle i , provoquée par le renversement de l'axe de rotation du pendule à cause du déplacement des points de fléchissement des fils de suspension dans la direction des points de leur attache dans la vis de serrage. Dans cet article nous n'avons pas abordé le procédé d'extrapolation de la valeur de la période T vers des amplitudes infiniment petites : ce procédé sera examiné dans un travail séparé.

BIBLIOGRAPHIE

1. A. Ya. ORLOV
Première série d'observations avec les pendules horizontaux à Youriev sur les déformations de la Terre sous l'influence de l'attraction lunaire.
Trav. choisis T.2 Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, K, 1961 pages 156-215.
2. A. Ya. ORLOV
Résultats des observations de Youriev, Tomsk, Potsdam sur les déformations luni-solaires de la Terre.
Trav. choisis, T.3 Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, K. 1961 pages 13-132.
3. A. Ya. ORLOV
Sur les déformations de la Terre d'après les observations à Tomsk et à Poltava avec les pendules horizontaux.
Edit. Ac. des Sc. de l'URSS, Série Géograph. et Géophys. N° 1, M 1939.
4. A. Ya. ORLOV
Sur la détermination de la constante du pendule horizontal d'après le procédé du prince B.B. Galitzine.
Trav. choisis T 2. Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1961. pp. 268-270.

5. A.K. IVANOVA

Résultats des observations sur les oscillations de marées de la verticale à l'Observatoire Astronomique Engelhardt.

Bull. de l'Obs. Astr. Engelhardt N° 34, 1959, pages 29-67

Trad. BIM 40 pp. 1455-1485 1965.

6. Z.N. AKSENTIEVA

Résultats d'une série de 11 années d'observations (de 1930 à 1941) sur les oscillations de la verticale à Poltava.

Trav. de l'Obs. Grav. de Poltava, T. 2 Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, K. 1951, pages 3-88

Trad. BIM 34 pp. 1118-1132 1963

7. P.S. MATVEYEV

Résultats préliminaires des observations des inclinaisons de marées de la surface de la Terre à Shmakovo.

Trav. de l'Obs. Grav. de Poltava T. 10 Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, K. 1961, pages 3-13.

Trad. BIM 27 pp. 629-640 1962

8. P.S. MATVEYEV, V.G. GALOUBITSKII, E.Y. EVTOUCHENKO.

Sur la période propre des pendules horizontaux avec suspension de Zöllner en fonction de l'amplitude de l'oscillation.

Trav. de l'Obs. Grav. de Poltava T 12 Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, K. 1963, pages 100-109.

Trad. BIM 35 pp. 1134-1141 1964.

9. J. PICHA, L. SKALSKY

Eine Bemerkung zu den Gezeitenbeobachtungen

Studia Geophysica et Geodaetica t. 4, N° 3, 1960, S. 285-289

10. M. SCHNEIDER

Eine Bemerkung zur Bestimmung der Eigenperiode von Horizontalpendeln.

Studia Geophysica et Geodaetica, t. 6 N° 1, 1962, S. 86-94.

11. J. PICHA, L. SKALSKY

Determination of Period of Oscillation and Sensitivity of Simpl. Horizontal Pendulums for Tidal Measurements.

Studia Geophysica et Geodaetica, t. 7, N. 2, 1963, S. 156-163.

12. Z.N. AKSENTIEVA et E.I. EVTOUCHENKO

Les résultats préalables des observations des marées terrestres à Tchistiakovo (Donbass, bassin du Donetz).

Observ. Royal de Belgique, N. 236, Sér. Géophys., N. 69, 1964, pp. 323-327.

SUR LA QUESTION DE LA DETERMINATION DE LA PERIODE PROPRE DES PENDULES
HORIZONTALAUX

V.G. GALOUBITSKII

Marées Terrestres, Acad. Sc. RSS d'Ukraine, Obs. grav. de Poltava-Kiev 1966, pp. 150-154.

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОБСТВЕННОГО ПЕРИОДА
ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ МАЯТНИКОВ.

В.Г. ГОЛУБИЦКИЙ

Земные Приливы, Акад. Наук Укр. ССР Полтавс.
Грав. Обсерв. Инст. Геоф. АН УССР Киев-1966
стр. 150-154.

Les travaux [1-5] décrivent la dépendance de la période en fonction de l'amplitude pour les pendules horizontaux à suspension Zöllner (clinomètres de Tomaschek-Ellenberger, Tomaschek, Schweydar, Repsold-Levitskii). Cette dépendance doit se faire sentir sur la précision de détermination de leur sensibilité pendant les observations.

M. Schneider, J.Picha et L. Skalskii [4, 5] proposent une formule pour l'extrapolation de la période propre relative à des amplitudes finies à la période correspondant aux amplitudes d'oscillation infiniment petites ce qui donne la possibilité de tenir compte de l'influence de cette dépendance. On peut en principe écrire cette formule sous la forme suivante :

$$T_{A \rightarrow 0} = T - Ce^{-2\alpha t}, \quad (1)$$

où le coefficient α caractérise l'amortissement, et $T_{A \rightarrow 0}$ et T sont la période extrapolée et la période pour une amplitude finie de l'oscillation. Cependant l'expression (1) ne se prête pas commodément à une application pratique puisque pendant les observations il est très difficile (et parfois tout à fait impossible) d'effectuer des mesures ininterrompues de la période T avec une haute précision. Il faut évidemment trouver l'expression reliant les périodes propres pour des amplitudes finies et infiniment petites dans laquelle entreraient des valeurs déterminées suffisamment simplement.

Nous nous sommes efforcés à notre tour d'obtenir, sur la base des expériences [1, 2] effectuées avec les pendules Repsold-Levitskii, l'équation reliant la période propre du clinomètre à son amplitude d'oscillation.

La sensibilité du pendule horizontal de ce type peut être représentée par l'expression

$$K = \frac{C}{T_2} \quad (2)$$

où C est la constante dépendant de la longueur donnée du pendule et de la distance d depuis l'objectif jusqu'au tambour de l'enregistreur ; T est la période propre du pendule dans la position de travail.

Dans l'expression (2) T est la période propre du pendule horizontal pour des amplitudes infiniment petites, c'est-à-dire pour $A \rightarrow 0$. C'est pourquoi nous désignerons la période correspondante par $T_{A \rightarrow 0}$. Lors de la détermination de T nous ne pouvons pas remplir cette condition $A \rightarrow 0$ puisqu'on ne peut effectuer les mesures que pour certaines amplitudes [2] habituellement de l'ordre de 4 à 6 min. d'arc. La dépendance de la période en fonction de l'amplitude de la forme $T = f(A)$ montre que $T_{mes.} > T_{A \rightarrow 0}$. Cette inégalité provoque des erreurs dans la valeur déterminée de K puisque dans la formule (2) au lieu de $T_{A \rightarrow 0}$ il faut poser $T_{mes.}$. Par conséquent pour éliminer l'erreur apparaissant ainsi il faut que nous passions de $T_{mes.}$ à $T_{A \rightarrow 0}$.

Partant des graphiques de la dépendance période-amplitude [1, 2] nous avons admis comme d'autres auteurs qu'il vaut mieux extrapoler $T_{mes.}$ en $T_{A \rightarrow 0}$ d'après une loi exponentielle c'est-à-dire :

$$T_t = T_{A \rightarrow 0} \exp. \alpha A_t, \quad (3)$$

où T_t est la période mesurée ; A_t est l'amplitude lui correspondant, α est une constante inconnue.

L'étude des pendules horizontaux Repsold-Levitskii [1,2] nous a donné quelques séries de valeurs de la période propre et des amplitudes (valeurs T_t et A_t) pour différentes périodes $T_{moy.}$ (24.5, 31.5, 41.0, 45.5 sec. et autres). Nous avons ainsi la possibilité de composer pour chaque série un système d'équations conventionnelles de la forme (3) avec deux inconnues $T_{A \rightarrow 0}$ et α .

Pour la facilité on est passé aux logarithmes :

$$\ln T_t = \ln T_{A \rightarrow 0} + \alpha A_t \quad (4)$$

En résolvant le système d'équations de la forme (4) nous avons trouvé les valeurs $T_{A \rightarrow 0}$ et α pour les différentes périodes propres avec une suspension de même type pour les clinomètres A et B, données dans la table 1.

La comparaison des valeurs obtenues pour α montre que le coefficient α augmente avec la période T: En reportant ces valeurs sur le graphique (α en ordonnées α et $T_{moy.}$ en abscisse), on peut noter une dépendance linéaire de α en fonction de $T_{moy.}$ De là nous déduisons la période moyenne de la façon suivante :

$$T_{moy.} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_i. \quad (5)$$

Table 1.

Valeurs de α et $T_{A \rightarrow 0}$ calculées par moindres carrés.

Pendule A			Pendule B		
α	$T_{moy.}$	$T_{A \rightarrow 0}$	α	$T_{moy.}$	$T_{A \rightarrow 0}$
0.000108	24.66	24.63	0.000163	26.04	25.99
0.000237	31.48	31.39	0.000170	30.77	30.71
0.000479	40.96	40.73	0.000214	41.43	41.33
0.000532	45.54	45.30	0.000311	46.45	46.27
0.000889	54.46	53.86	—	—	—
0.000981	61.87	61.27	—	—	—
0.001075	66.96	66.14	—	—	—

où a et b sont des coefficients constants pour un clinomètre donné, de même suspension c'est-à-dire pour une distance invariable de Δ entre les fils supérieurs du pendule (dans notre cas $\Delta = 0.7$ mm). L'étude a montré que le facteur α n'est pas perturbé si en (6) on écrit $T_{mes.}$ au lieu de $T_{moy.}$, obtenu autant que possible à de faibles amplitudes. Après avoir résolu par moindres carrés le système des équations (6) nous avons trouvé les valeurs numériques a et b pour le pendule A.

$$a = - 0.000503,$$

$$b = + 0.000024.$$

Les coefficients a et b pour le clinomètre B n'ont pas été calculés étant donné la petite valeur de a .

Ainsi, en utilisant l'expression (6) on peut écrire l'équation (3) sous la forme suivante :

$$T_t = T_{A \rightarrow 0} \exp (a + bT_{mes.}) A_t$$

En passant de T_t et A_t à $T_{mes.}$ et $A_{mes.}$, obtenus par la moyenne de quelques valeurs de la période et de l'amplitude, nous avons :

$$T_{A \rightarrow 0} = T_{mes} e^{-(a + bT_{mes.}) A_{mes.}} \quad (7)$$

Nous avons vérifié cette formule sur des données pratiques en utilisant quelques séries de valeurs de T_t et A_t obtenues lors de l'étude des pendules de Repsold-Levitskii [1, 2]. Nous avons toujours calculé $A_{mes.}$ et $T_{mes.}$ à partir de dix valeurs consécutives des périodes propres et des amplitudes d'oscillation leur correspondant. L'extrapolation de $T_{mes.}$ à $T_{A \rightarrow 0}$ a été effectuée pour trois valeurs de période (31.0, 40.5 et 45.0 sec.). Les périodes extrapolées trouvées de $T_{extrap.}$ sont données dans la table 2. La comparaison de $(T_{extrap.})_{moy.}$ avec les valeurs authentiques de la période propre obtenues par la solution des systèmes correspondant d'équations de la forme (4) (table 1) montre leur bonne concordance. .

Cela nous donne des raisons d'affirmer qu'on peut appliquer l'équation (7) pour l'extrapolation de $T_{mes.}$ à $T_{A \rightarrow 0}$ puisqu'on peut obtenir la valeur de la période $T_{mes.}$ et la valeur de l'amplitude $A_{mes.}$ dans chaque salle d'observation avec une précision suffisante à l'aide d'un chronomètre.

Table 2.
Valeurs extrapolées de la période propre

N° P. P.	$T_{A \rightarrow 0} = 31.39$			$T_{A \rightarrow 0} = 40.73$			$T_{A \rightarrow 0} = 45.30$		
	$A_{mes.}$ min. d'arc.	$T_{mes.}$	$T_{extrap.}$	$A_{mes.}$ min. d'arc.	$T_{mes.}$	$T_{extrap.}$	$A_{mes.}$ min. d'arc.	$T_{mes.}$	$T_{ext.}$
1	16.598	31.527	31.39	20.431	41.099	40.69	20.404	45.924	45.37
2	13.948	31.484	31.37	14.134	41.052	40.77	13.968	45.733	45.35
3	11.621	31.482	31.39	9.894	40.897	40.70	9.870	45.666	45.40
4	9.677	31.436	31.36	7.033	40.870	40.73	7.175	45.594	45.40
5	8.090	31.470	31.41	5.318	40.821	40.72	3.975	45.327	45.20
6	6.138	31.479	31.43	4.186	40.690	40.61	3.115	45.366	45.28
7	5.227	31.410	31.44	3.378	40.861	40.79	11.594	45.614	45.30
8	4.272	31.445	31.41	18.480	41.073	40.71	8.557	45.535	45.30
9	15.681	31.523	31.40	13.320	41.071	40.81	6.039	45.554	45.39
10	13.080	31.511	31.41	10.024	40.940	40.74	18.683	45.739	45.23
11	10.939	31.513	31.43	7.595	40.927	40.78	13.634	45.630	45.26
12	9.150	31.491	31.42	5.996	40.897	40.78	9.995	45.539	45.27
13	7.778	31.434	31.37	5.047	40.839	40.74	7.340	45.462	45.26
14	6.547	31.491	31.44	3.750	40.768	40.69	5.436	45.452	45.31
15	5.622	31.430	31.39	3.118	40.718	40.66	4.037	45.340	45.34
16	4.572	31.471	31.43	23.449	41.216	40.75	16.169	45.734	45.30
17	4.103	31.474	31.44	16.976	41.026	40.71	11.214	45.588	45.29
18	3.479	31.381	31.35	12.390	40.936	40.69	8.194	45.511	45.29
19	2.719	31.427	31.41	9.495	40.963	40.78	6.080	45.458	45.29
Moyenne	—	—	31.405	—	—	40.729	—	—	45.307
m	—	—	±0.028	—	—	±0.051	—	—	±0.056

Il faut rechercher préalablement les coefficients a et b dans les conditions de laboratoire lors de l'étude des clinomètres puisqu'ils ne doivent pas changer lors du transport de l'appareil à l'endroit d'observation (il faut seulement garder inchangée la suspension de la tige du pendule).

BIBLIOGRAPHIE

1. P.S. MATVEYEV, V.G. GALOUBITSKII, E.I. EVTOUCHENKO
Sur la dépendance de la période propre des pendules horizontaux avec suspension de Zöllner en fonction de l'amplitude d'oscillation.
Trav. de l'Obs. grav. de Poltava, T. 12, Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1963, pp. 100-109.
Traduction BIM N° 35 pp. 1134-1141 1964
 2. V.G. GALOUBITSKII, E.I. EVTOUCHENKO
Etude de la dépendance période-amplitude propre aux pendules horizontaux de Repsold Levitskii
Marées terrestres, Kiev 1966
Traduction B.I.M. N° 52
Traduction BIM N° 52 pp. 2444-2454 1968
 3. J. PICHA, L. SKALSKY
Eine Bemerkung zu den Gezeitenbeobachtungen.
Studia Geophysica et Geodaetica, t. 4, N. 3, 1960, S. 285-289
 4. M. SCHNEIDER
Eine Bemerkung zur Bestimmung der Eigenperiode von Horizontalpendeln
Studia Geophysica et Geodaetica, t. 6, N. 1, 1962, S. 86-94.
 5. J. PICHA, L. SKALSKY
Determination of Period of Oscillation and Sensitivity of Simpl Horizontal Pendulums for Tidal Measurements
Studia Geophysica et Geodaetica, t. 7, N. 2, 1963, S. 156-163.
-

MESURE DES DEPLACEMENTS HORIZONTAUX A LA SURFACE DE LA TERRE PAR UN
EXTENSOMETRE EN QUARTZ

L.A. LATININA, R.M. KARMALIEVA

Mouvements actuels de l'écorce terrestre N° 2
Akad. Naouk SSR Estonie Institut de Physique et d'Astronomie Tartu 1965 pp. 376

ИЗМЕРЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СМЕЩЕНИЙ НА ЗЕМНОЙ
ПОВЕРХНОСТИ КВАРЦЕВЫМ ЭКСТЕНЗОМЕТРОМ.

Л.А. ЛАТЫНИНА, Р.М. КАРМАЛIEEBA

Современные движения земной коры № 2
Академия Наук Эстонской ССР
Инст. Физики и Астрономии Tartu 1965 стр. 376

Au Nord Est de Tiou-Chan, à la station de Talgar, on effectue depuis 1961 des observations systématiques sur les mouvements lents de la surface de la Terre à l'aide d'un extensomètre en quartz de grande base [1]. Les extensomètres mesurent le déplacement relatif des points de l'écorce terrestre distants l'un de l'autre, suivant les différentes installations, de quelques mètres à quelques dizaines de mètres. En tant qu'appareil géophysique, l'extensomètre possède quelques nouvelles possibilités ce qui amena ces dernières années à une large organisation d'observations extensométriques dans beaucoup de stations du monde.

La grande base de l'appareil, la distance entre les points dont on mesure le déplacement relatif, garantit une haute sensibilité de l'appareil. On élimine, grâce à la grande base de l'appareil, les particularités locales du mouvement en relation avec les incorporations hétérogènes, la fissuration et la stratification des roches. Ces qualités permettent d'utiliser l'appareil pour l'enregistrement des mouvements actuels d'origine tectonique, en particulier des mouvements dans les régions séismiquement actives qui présentent un grand intérêt pour l'étude des processus de formation des tremblements de terre [2]. Les extensomètres s'utilisent également pour l'enregistrement des oscillations séismiques à longue périodes, des mouvements de l'écorce terrestre dus aux marées et des mouvements provoqués par des facteurs météorologiques [2-4].

Les observations dont il est question ici sont effectuées dans une galerie de mine creusée deux ans avant l'installation de l'appareil. La galerie est perpendiculaire à l'orientation de la chaîne de montagne et à la direction Nord-Sud.

Les types de roches sont des Gneiss de structure stratifiée avec une fissuration très développée. L'appareil est installé le long de la galerie à une profondeur de 50 m et à une distance de 70 à 95 m de l'entrée de la galerie. La base de l'appareil est de 25 m. L'extensomètre est à tige. Les points de la roche sont reliés par une tige rigide, une de ses extrémités est fixée à la roche, l'autre est libre et se meut par rapport à la roche lors d'une variation de distance entre les deux points. Aux extrémités de la tige il y a des socles en béton solidement reliés à la roche. Le bout de la tige est bétonné dans un socle. Sur l'autre socle sont disposés les dispositifs d'enregistrement du mouvement de l'extrémité libre de la tige. Le long de la tige, à une distance de 1,5 m l'un de l'autre se trouvent des piliers dont les surfaces sont horizontales.

Sur ces piliers sont installées des plate-formes servant d'appuis de la tige qui en règlent la position en hauteur et permettent son déplacement libre dans la direction de l'axe. Il s'agissait au début de plate-formes avec des roulettes libres sur lesquelles s'appuyait la tige. Ensuite elles ont été remplacées par des suspensions. La tige est réglée dans la position horizontale. Elle est constituée de morceaux de tubes de verre de quartz transparent d'une longueur de 2 à 3 m. chacun. Les tubes sont reliés entre eux par des manchons d'invar. Pour les protéger des influences mécaniques et diminuer l'influence de la température on a construit le long de la tige, des deux côtés des socles intermédiaires, de petits murs en briques couverts en haut par des écrans en bois.

L'enregistrement du mouvement de l'extrémité libre de la tige s'effectue simultanément par deux appareils, un appareil d'enregistrement direct et un appareil d'enregistrement photoélectrique à distance. Ce dernier a été installé en 1963, une fine roulette sert de générateur de déplacement, elle est serrée entre la surface de la tige et la plate-forme attachée au socle. Lors du déplacement de la tige par rapport à la plate-forme la roulette tourne. L'enregistrement s'effectue par un procédé photo-optique directement au site d'installation de la tige dans la galerie (appareil d'enregistrement direct) et à l'aide d'une installation photoélectrique dans un laboratoire situé en dehors de la galerie.

La sensibilité de l'appareil d'enregistrement direct pour des déplacements de $0,25 \mu$ est de 1 mm, soit une déformation de 10^{-8} pour 1 mm.

L'appareil d'enregistrement photoélectrique donne une amplification supplémentaire de 10 à 100 fois. Le seuil des déplacements enregistrés est de $0,05 \mu$.

La figure (courbe 1) montre l'allure de la déformation dans la direction Nord Sud pour la période allant d'octobre 1961 à juin 1964. Le déplacement maximum noté au cours de cette période d'observation est de 30μ . Au cours des trois premiers mois du début de l'enregistrement on observe une vitesse de déformation plus grande par rapport aux périodes suivantes.

Ceci est en relation avec le processus de stabilisation sur les socles d'appui. Le déplacement général pour une période égale à trois ans est égal à 3μ . La déformation correspondante de la roche est égale à 10^{-7} . La courbe 2 donne l'allure des déformations pour un laps de temps plus court dans la direction Est-Ouest enregistrée par un extensomètre d'une longueur de 4 m. Comme le montre ce graphique le mouvement est sensiblement plus intense dans la direction Est-Ouest dans laquelle s'étend la chaîne. On note, mais pas d'une manière absolument évidente, un caractère saisonnier dans l'allure des déformations.

La courbe 3 donne la température extérieure. La baisse de température d'automne-hiver s'accompagne d'une contraction de la roche, l'augmentation de température de printemps-été s'accompagne d'une dilatation de la roche. L'amplitude du déplacement est de l'ordre de 1μ . On n'observe pas de corrélation entre la déformation et la température intérieure (courbe 4). On a effectué une comparaison de l'allure des déformations avec les époques d'origine des tremblements de terre proches de magnitude 5 et plus. On n'a pas découvert de relation directe entre ces phénomènes.

Avant le tremblement de terre le plus fort de la période étudiée (Aléoutiennes, 29 mars 1964) on a noté un changement de signe du mouvement. La contraction de la roche qui a été observée depuis septembre 1963 s'est changée au milieu de février en distension. De suite après le tremblement de terre le mouvement a de nouveau changé de signe. Il est difficile de dire si ces variations sont en relation avec le tremblement de terre du 29 mars 1964. Les oscillations séismiques visibles sur l'enregistrement ont des périodes prédominantes de 6 à 10 minutes. Le déplacement relatif maximal des points de la roche sur la base de 25 m lors du passage de l'onde est égal à $0,4 \mu$.

Superposées au mouvement lent se marquent les déformations de marées. Leur amplitude maximale sur le papier photographique est de 1,5 à 2 mm dans l'enregistrement optique direct et atteint 5 cm dans l'enregistrement photoélectrique ce qui correspond à la déformation du sol de $2 \cdot 10^{-8}$.

L'observation de ces déformations de marée permettent de déterminer les constantes élastiques de la Terre, le nombre de Love h et le nombre de Shida l . Pour ce faire les courbes ont été soumises à l'analyse harmonique. Nous avons utilisé la méthode de Pertsev [5] et nous avons obtenu les expressions :

$$\begin{aligned}(e_{\theta\theta})_{M_2} &= A \cos(2\tau + \alpha), \\ (e_{\theta\theta})_{O_1} &= B \cos(\tau + \beta),\end{aligned}$$

où $(e_{\theta\theta})_{M_2}$, $(e_{\theta\theta})_{O_1}$ sont les composantes de la déformation horizontale dans la direction NS pour les ondes lunaires semi-diurne M_2 et diurne O_1 , τ est le temps lunaire, A et B sont les amplitudes des ondes, α et β sont les déphasages de l'onde observée par rapport à l'onde théorique déterminée pour chaque série de 29 jours d'observations. Nous avons effectué l'analyse de neuf de ces séries.

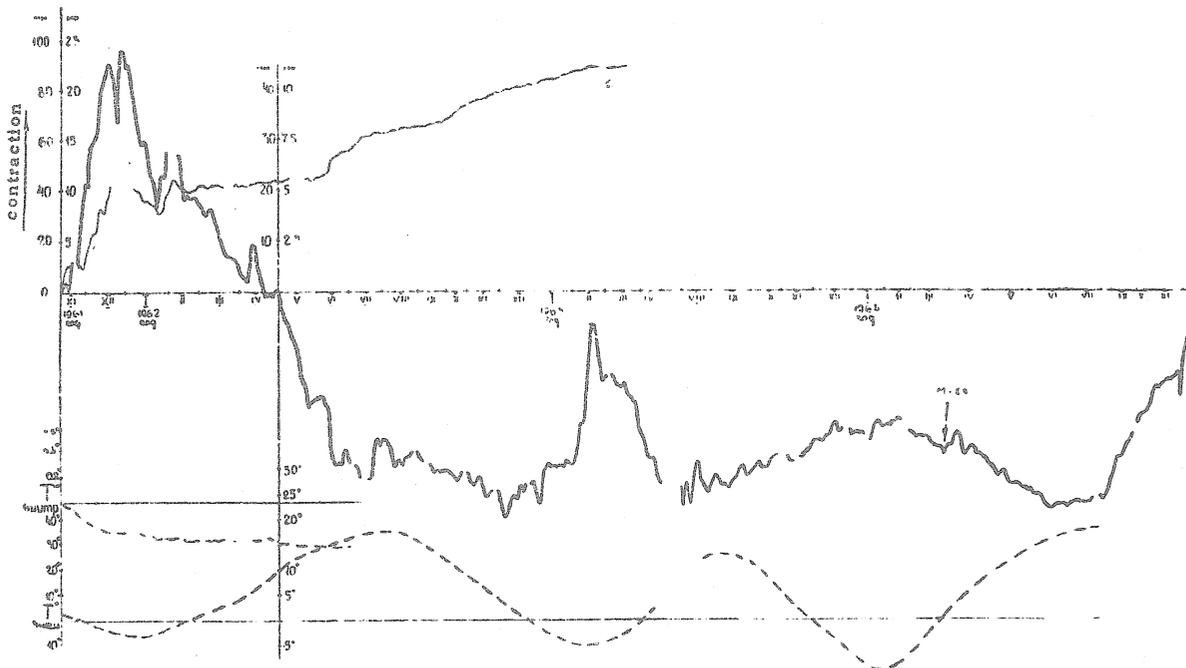
Il existe des dépendances précises entre les amplitudes des ondes A et B et les constantes h et l [4]. En utilisant ces dépendances, nous trouverons le rapport h/l et les valeurs de h et l séparément.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Moyenne
h	0,40	0,30	0,37	0,38	0,36	0,34	0,35			0,36
l	0,06	0,055	0,04	0,04	0,045	0,05	0,045			0,05
h/l	6,4	5,5	10	9,1	7,7	8,1	6'	10	8,0	7,8

La valeur h/l qui se détermine par rapport aux amplitudes des ondes M_2 et O_1 mérite la plus grande confiance. Ce rapport ne dépend pas des erreurs de détermination de la sensibilité de l'appareil. Si on part de la valeur h/l et si on prend, conformément aux données des observations gravimétriques et clinométriques, h égal à 0,6 alors on obtient pour l la valeur 0,06 à 0,10.

La constante l , calculée théoriquement pour les différents modèles de Terre varie dans les limites de 0,08 à 0,09. Les savants japonais ont obtenu une valeur de l égale à 0,05. Les valeurs de l obtenues ici sont en accord avec les données des autres auteurs. La valeur obtenue pour h est inférieure de 30 à 40 % à celle obtenue à partir des données des observations gravimétriques et clinométriques. Ceci est probablement en relation avec l'influence de la chaîne horizontale sur la déformation dans la direction perpendiculaire à la surface. La surface est affranchie de tensions c'est pourquoi les composantes de la déformation déterminées par les tensions données diminuent à l'approche de la surface et s'annulent sur la surface.

L'étude des déformations de marée et la détermination des valeurs locales des constantes élastiques donnent la possibilité d'introduire dans la valeur des déplacements d'allure séculaire des corrections qui sont en relation avec certaines particularités de la structure du terrain à l'endroit où sont faites les observations. On a enregistré pour la période d'observations d'octobre 1961 à juillet 1964 dans la direction NS une augmentation de la longueur de la partie de la roche de 3μ par 25 mètres. En considérant qu'à cause de l'influence de la chaîne de montagne la déformation de la roche a diminué à l'endroit d'installation de l'appareil de 30 à 40 %, la variation de longueur de la section de roche donnée, doit être estimée à la valeur de 4 à 5μ pour le laps de temps considéré.



Allure des déformations linéaires d'après les données des extensomètres et variation de la température de l'air en dehors et à l'intérieur de la galerie pour la période de 1961 à 1964.

- 1 allure des déformations d'après les données de l'extensomètre N.S.
- - - 2 allure des déformations d'après les données de l'extensomètre E.W.
- · - · 3 variation de la température de l'air à l'intérieur de la galerie.
- - - 4 variation de la température de l'air à l'extérieur de la galerie (depuis mai 1962 l'échelle des déformations données par l'extensomètre NS est multipliée par deux par rapport à l'échelle initiale).

BIBLIOGRAPHIE

- L.A. LATININA, R.M. KARMALIEVA
Izvestia de l'Ac. des Sc. d'URSS Série Géophys. N° 11, 1962.
- M. TAKADA
Disast. Prev. Res. Inst. Bull. N 27, 1959.
- H. BENIOFF
F. Press, S. Smith, J. geophys. res., mv 66, N 2 p. 605-19, 1961.
- K. SASSA, J. OZAWA, S. YOSHIKAWA.
Disast. Prev. Res. Inst. Bull. N 3, 1952.
- B.P. PERTSEV
Izvestia Ac. des Sc. URSS Série géophys. N° 8, 1958.

Traduction.

RESULTATS DES OBSERVATIONS COLLECTIVES DES MAREES A L'AIDE DE PENDULES
HORIZONTAUX SIMPLES ET DE CLINOMETRES PHOTOELECTRIQUES A LA STATION
DE PŘIBRAM-BŘEZOVE HORY

Jan PICHÁ, Lumir SKALSKII

Institut de Géophysique de l'Académie des Sciences Tchèque. Prague

РЕЗУЛЬТАТЫ СОВМЕСТНЫХ ПРИЛИВНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ПРОСТЫХ
ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ МАЯТНИКОВ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАКЛОНОМЕРОВ НА
ПРЖИБРАМ-БРЖЕЗОВЕ ГОРЫ.

Я Пиха и Л. Скальский.

Геофизический Институт ЧСАН, Прага.

1. Introduction.

Au cours de l'Année Géophysique Internationale il y a eu un important regain d'activité dans le domaine des observations des composantes des déformations de marées de l'écorce terrestre à l'aide des pendules horizontaux et des gravimètres actuels. Beaucoup de nouvelles stations de marées ont été équipées dont la plupart fonctionnent à présent (1).

Cependant, la rapide augmentation des stations de marées a exigé de garantir également une qualité suffisante des appareils d'observation. Dans le cas des gravimètres, la position était en général favorable puisque la plupart des types de gravimètres actuels utilisés pour les observations de marées est fabriquée en série (par exemple, les gravimètres Askania GS 11, North American et d'autres). Mais une autre situation s'est présentée dans le cas des pendules horizontaux. Il n'y avait en fonctionnement que quelques appareils de types évidemment anciens et il n'existait pas de fabrication de nouveaux appareils. C'est pourquoi il a été nécessaire d'élaborer de nouveaux appareils pour les stations de marées. Parmi ceux qui se sont justifiés dans la pratique et qui jusqu'à présent fonctionnent dans un grand nombre de stations de marées, nous noterons par exemple l'appareil en quartz de Verbaandert-Melchior (2), l'appareil de Tomaschek-Ellenberger (3) et le clinomètre photoélectrique d'Ostrovskii (4).

A présent la question est de savoir si dans les enregistrements obtenus à l'aide des appareils de différents types, on a dans la même station les mêmes effets de marées ou autres et si, à la suite de la réduction des enregistrements et du calcul des sensibilités des appareils

(souvent déterminés par des procédés tout à fait différents) nous obtiendrons, en appliquant une méthode unique d'analyse harmonique des observations, des résultats pratiquement identiques dans les limites des erreurs d'observation. Pour éclaircir ce problème très peu a été fait. Bien qu'on ait déjà publié beaucoup de résultats d'observations de différentes stations, on n'a toutefois pas fait jusqu'à présent de comparaisons valables des appareils de différents types dans une seule station. Par conséquent, nous ne savons pas si et comment on peut comparer les résultats publiés (par exemple (5)), obtenus à l'aide des différentes méthodes d'analyse harmonique, sur des données de différentes stations équipées d'appareils de type différent et de quelle façon on peut en tirer des conclusions.

Les faits indiqués plus haut nous ont amenés à ce que dans le cadre de la collaboration entre l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences (Moscou) et l'Institut de Géophysique de l'Académie des Sciences Tchèque (Prague) soient effectuées de juin à décembre 1960 des observations collectives à l'aide de deux clinomètres photoélectriques d'Ostrovskii (4) et de l'appareil de Schweydar à deux pendules horizontaux simples (6 chap. 4) dans la station de marée de l'Institut de Géophysique de l'Académie des Sciences Tchèque qui se trouve dans la mine "Anna à Přeborn-Březové Hory" (7). Les résultats de la réduction des données soviétiques des observations et les résultats des analyses harmoniques des séries choisies d'après la méthode de Pertsev ont déjà été publiés (8). Dans cet article, nous donnons d'une part les résultats obtenus par la réduction et l'analyse harmonique des données tchécoslovaques des observations par la méthode de Pertsev et d'autre part la comparaison et l'appréciation de nos observations et des observations soviétiques.

2. Caractéristiques principales de la station et des appareils.

La station de marées de l'Institut de Géophysique de l'Académie des Sciences Tchèque de Přeborn-Březové Hory, mine "Anna" a les coordonnées suivantes : $\phi = 49^{\circ}41'15,3''$ N, $\lambda = 14^{\circ}00'12,8''$ E, la profondeur sous la surface de la Terre $h = 1.300$ m, la hauteur au dessus du niveau de la mer $v = -772$ m. On a déjà publié précédemment la description détaillée de la station (7), du clinomètre photoélectrique d'Ostrovskii (4), de l'appareil de Schweydar (6) et également les données relatives à la disposition des appareils au cours des observations comparatives (8) et c'est pourquoi nous ne les donnerons pas ici.

Au cours des observations communes à l'aide des pendules horizontaux de Schweydar (désignés par AI, AII) on a observé les composantes horizontales des déformations de l'écorce terrestre dans les azimuts $\alpha_1 = 86^{\circ}01'26''$ et $\alpha_2 = 354^{\circ}52'13''$ (les composantes sont considérées comme positives dans les directions nord et est ; les azimuts sont mesurés depuis le nord dans le sens des aiguilles d'une montre ; l'indice 1 et 2 correspond au pendule AI ou AII). Le procédé de détermination des azimuts et des sensibilités des pendules horizontaux est décrit en (9). Les sensibilités des pendules ont pris, au cours des observations comparatives, les valeurs suivantes : dans le cas du pendule AI de $0,00290''$ à $0,00411''$ et dans le cas du pendule AII de $0,00397''$ à $0,00487''$.

4. Analyses harmoniques.

Parmi les tables mensuelles des ordonnées nous avons choisi des séries séparées d'observations pour l'analyse harmonique par la méthode de Pertsev (10, 11) de telle façon que leurs époques moyennes soient les mêmes que dans le cas des séries d'observations des clinomètres photoélectriques d'Ostrovskii (8). Les calculs ont été effectués sur ordinateur électronique Ourall (12) par deux procédés : Variante 1 - on utilise la sensibilité moyenne constante pour toute la série des observations. Variante 2 - on tient compte de la variation de la sensibilité au cours de la série des observations. Une description plus détaillée des deux variantes est donnée en (9, chap. 4).

Les valeurs résultantes de γ et κ dans les azimuts α_1 et α_2 sont données pour les deux variantes dans la table 1a-d. Dans les tables 2a-d, 3a-d nous donnons les mêmes valeurs transformées dans les directions EW et NS. Les valeurs de γ et κ et leurs valeurs transformées ont été déterminées par le procédé décrit en (13 chap. 2) et (9 chap. 4). Dans le but de comparer, nous donnons également dans les tables 2a-d, 3a-d les valeurs (8) déjà publiées précédemment calculées d'après les données d'observations obtenues à l'aide des deux clinomètres d'Ostrovskii.

5. Résultats de la comparaison.

Nous voyons par les tables 2a-d, 3a-d que les valeurs γ et κ obtenues par analyse harmonique des données diffèrent sensiblement. A l'exception des valeurs de γ pour le plus grand terme de marée M_2 , les différences entre les résultats tchèques et soviétiques (aussi bien en moyennes arithmétique que vectorielles) dépassent dans tous les autres cas le désaccord des autres valeurs de γ et κ obtenues par les observations à l'aide des deux appareils employés, ce qui témoigne de la présence de certaines erreurs systématiques. La cause de ces dernières peut résider dans l'influence des conditions dissemblables des observations (la distance entre les appareils au cours des observations était d'environ 25 m voir (8 fig. 1)], les différences de construction des deux appareils, la qualité des enregistrements et le nombre de leurs interruptions (dépendant des perturbations du bon fonctionnement des appareils, ou même de la valeur de la dérive des pendules) les différents procédés de déterminations de sensibilité des pendules etc. Les résultats tchèques ont un désaccord nettement plus petit dans les valeurs γ et κ et une concordance satisfaisante de ces dernières en moyennes arithmétiques et vectorielles au cours de la période de comparaison avec les moyennes pour la période allant de 1958 à 1961 (9) données à la fin des tables 2a-d et 3a-d.

Les faits indiqués plus haut ont amené à ce qu'en mai 1965 soient organisées, dans la même station, de nouvelles observations internationales comparatives des marées sur une base plus large avec la collaboration de l'Observatoire Royal de Belgique - Bruxelles, utilisant une paire de pendules en quartz du type Verbaandert-Melchior, de l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS-Moscou utilisant une paire de clinomètres photoélectriques

d'Ostrovskii, de l'Institut de Géodésie DAW-Potsdam utilisant une paire de pendules horizontaux du type Tomaschek-Ellenberger et de l'Institut de Géophysique de l'Académie des Sciences Tchécoslovaque Prague utilisant un appareil à deux pendules du type de Schweydar. Les clinomètres soviétiques employés à présent sont une variante améliorée de l'appareil de 1960 : ainsi certains perfectionnements ont été réalisés à la suite des expériences obtenues au cours des observations comparatives en 1960. On peut espérer qu'à la suite de l'augmentation du nombre des clinomètres à présent comparés de la nouvelle manière de différents types, il sera possible d'estimer plus objectivement l'authenticité des résultats obtenus.

TABLE 1a

M_2

1960	α_1				α_2			
	Variante 1		Variante 2		Variante 1		Variante 2	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,709	11,203	0,677	10,091	0,679	13,055	0,682	13,322
18. 6.	0,704	10,805	0,673	9,541	0,666	12,806	0,674	12,878
19. 6.	0,694	11,332	0,663	9,703	0,654	12,881	0,656	13,361
20. 6.	0,680	12,090	0,651	9,849	0,641	13,513	0,643	14,075
21. 6.	0,677	13,192	0,649	10,803	0,658	14,052	0,659	14,608
22. 6.	0,670	14,523	0,647	12,103	0,682	13,935	0,682	14,478
23. 6.	0,659	16,157	0,653	12,974	0,685	13,188	0,683	13,428
24. 6.	0,674	14,816	0,654	13,137	0,688	13,022	0,685	13,530
25. 6.	0,671	12,551	0,667	10,597	0,683	13,434	0,678	13,873
8. 7.	0,689	9,656	0,693	9,594	0,661	16,879	0,658	16,937
9. 7.	0,683	9,156	0,686	9,079	0,657	16,431	0,655	16,545
10. 7.	0,676	10,594	0,677	10,561	0,649	18,249	0,648	18,326
11. 7.	0,684	12,685	0,685	12,649	0,667	19,302	0,666	19,365
12. 7.	0,696	13,231	0,688	13,783	0,680	18,451	0,678	18,591
24. 8.	0,639	18,219	0,627	18,992	0,662	27,092	0,649	25,624
25. 8.	0,686	20,101	0,660	21,634	0,678	24,018	0,671	22,216
15. 12.	0,706	23,210	0,693	22,117	0,683	14,889	0,683	14,897
16. 12.	0,688	21,260	0,676	20,437	0,679	15,185	0,679	15,191
17. 12.	0,672	19,529	0,661	18,933	0,664	15,757	0,661	14,607
18. 12.	0,651	19,357	0,642	18,789	0,667	16,863	0,667	16,867
Moyennes arithm. 1960	0,680 ± 4	14,683 ± 940	0,666 ± 4	13,768 ± 1,016	0,669 ± 3	16,150 ± 856	0,668 ± 3	16,136 ± 742
Moyennes vect. 1960	0,679 ± 6	14,657 ± 876	0,664 ± 6	13,745 ± 953	0,668 ± 5	16,137 ± 779	0,667 ± 5	16,140 ± 657
Moyennes arithm. 1958—1961	0,699 ± 7	13,430 ± 417	0,695 ± 7	13,096 ± 422	0,671 ± 2	15,836 ± 320	0,670 ± 2	15,727 ± 301
Moyennes vect. 1958—1961	0,698 ± 6	13,491 ± 465	0,693 ± 6	13,162 ± 475	0,671 ± 2	15,836 ± 302	0,670 ± 2	15,726 ± 285

TABLE 1B
N₂

1960	a ₁						a ₂					
	Variante 1			Variante 2			Variante 1			Variante 2		
	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ
17. 6.	1,050	12,470	0,735	4,985	0,506	7,958	0,571	8,726				
18. 6.	0,970	14,401	0,644	14,068	0,523	13,376	0,567	11,465				
19. 6.	0,992	18,073	0,712	23,182	0,572	14,236	0,620	12,115				
20. 6.	1,041	11,896	0,806	15,533	0,542	1,993	0,585	0,105				
21. 6.	1,019	3,223	0,787	6,195	0,599	6,833	0,594	3,557				
22. 6.	0,857	0,369	0,656	7,368	0,644	10,245	0,664	6,511				
23. 6.	0,611	16,923	0,586	21,420	0,624	11,779	0,630	5,916				
24. 6.	0,779	13,250	0,696	28,267	0,681	10,357	0,673	13,710				
25. 6.	0,838	1,247	0,783	11,884	0,679	17,573	0,658	13,499				
8. 7.	0,644	31,695	0,633	22,522	0,732	22,286	0,738	25,512				
9. 7.	0,686	23,345	0,663	14,654	0,771	23,040	0,783	25,785				
10. 7.	0,613	11,695	0,583	1,803	0,732	18,325	0,751	21,239				
11. 7.	0,428	16,239	0,369	3,422	0,592	17,781	0,625	20,959				
12. 7.	0,554	29,936	0,458	17,550	0,679	26,285	0,724	27,484				
24. 8.	0,754	6,545	0,632	19,644	0,723	20,404	1,025	30,495				
25. 8.	0,827	1,781	0,542	3,434	0,523	19,880	0,892	7,760				
15. 12.	0,208	3,756	0,363	3,201	0,749	27,617	0,747	27,737				
16. 12.	0,189	53,912	0,303	29,126	0,777	7,382	0,775	7,501				
17. 12.	0,334	71,490	0,374	46,537	0,621	10,312	0,600	16,365				
18. 12.	0,460	58,879	0,477	40,684	0,523	20,366	0,522	20,648				
Moyennes arithm. 1960	± 60	± 19,503	± 0,590	± 16,431	± 0,638	± 13,413	± 0,687	± 15,344				
Moyennes vect. 1960	± 66	± 15,061	± 0,578	± 15,592	± 0,628	± 14,241	± 0,679	± 16,039				
Moyennes arithm. 1958—1961	± 30	± 12,548	± 0,729	± 11,659	± 0,706	± 19,560	± 0,717	± 19,810				
Moyennes vect. 1958—1961	± 29	± 9,995	± 0,702	± 9,781	± 0,685	± 20,901	± 0,699	± 20,081				

TABLE 1B
S₂

1960	a ₁						a ₂					
	Variante 1			Variante 2			Variante 1			Variante 2		
	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ
17. 6.	0,678	0,118	13,797	0,648	17,432	0,654	14,815					
18. 6.	0,735	1,794	12,968	0,644	17,609	0,667	15,615					
19. 6.	0,785	4,053	12,366	0,638	18,439	0,658	16,839					
20. 6.	0,809	7,847	12,228	0,623	18,542	0,647	17,944					
21. 6.	0,811	11,496	11,659	0,623	15,414	0,646	16,158					
22. 6.	0,788	16,427	12,789	0,644	13,326	0,658	15,287					
23. 6.	0,736	18,313	14,183	0,652	13,439	0,649	15,336					
24. 6.	0,652	22,776	15,379	0,672	14,617	0,661	22,191					
25. 6.	0,591	20,787	12,660	0,677	17,251	0,655	19,478					
8. 7.	0,637	13,621	9,186	0,707	9,611	0,708	11,442					
9. 7.	0,648	13,263	8,801	0,717	8,637	0,709	10,470					
10. 7.	0,644	13,303	9,391	0,721	8,967	0,705	10,481					
11. 7.	0,636	14,019	10,964	0,724	10,809	0,703	11,794					
12. 7.	0,641	12,650	8,682	0,735	11,452	0,710	11,713					
24. 8.	1,125	15,725	12,933	0,525	16,055	0,582	10,863					
25. 8.	0,853	13,769	13,183	0,734	17,467	0,599	9,965					
15. 12.	0,799	30,641	29,518	0,739	16,427	0,740	16,477					
16. 12.	0,739	36,048	33,087	0,745	16,520	0,746	16,593					
17. 12.	0,668	39,189	34,495	0,729	16,524	0,718	14,875					
18. 12.	0,601	41,311	35,044	0,720	16,770	0,720	16,856					
Moyennes arithm. 1960	± 27	± 17,341	± 16,216	± 0,651	± 14,765	± 0,677	± 14,770					
Moyennes vect. 1960	± 30	± 16,964	± 16,003	± 0,644	± 14,682	± 0,676	± 14,776					
Moyennes arithm. 1958—1961	± 11	± 13,859	± 13,448	± 0,675	± 15,824	± 0,671	± 15,767					
Moyennes vect. 1958—1961	± 11	± 14,136	± 13,622	± 0,674	± 15,818	± 0,670	± 15,791					

TABLE II
K₁

1960	α ₁						α ₂					
	Variante 1			Variante 2			Bapuar 1			Variante 2		
	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ
17. 6.	0,771	5,045	7,430	0,754	7,430	7,430	0,994	-1,333	0,990	0,990	-1,850	
18. 6.	0,773	5,271	7,572	0,752	7,572	7,572	0,999	-1,426	1,005	1,005	-0,627	
19. 6.	0,780	5,847	7,727	0,752	7,727	7,727	1,021	-2,215	1,023	1,023	-2,533	
20. 6.	0,778	6,586	8,008	0,753	8,008	8,008	1,030	-2,088	1,030	1,030	-2,280	
21. 6.	0,769	6,810	7,736	0,749	7,736	7,736	1,020	-2,126	1,019	1,019	-2,144	
22. 6.	0,775	7,140	7,555	0,758	7,555	7,555	1,060	-4,329	1,054	1,054	-4,143	
23. 6.	0,745	6,211	7,894	0,758	7,894	7,894	1,084	-2,565	1,077	1,077	-2,051	
24. 6.	0,757	8,775	7,894	0,766	7,894	7,894	1,069	-1,506	1,057	1,057	-1,218	
25. 6.	0,754	8,679	8,363	0,768	8,363	8,363	1,080	-2,539	1,061	1,061	-2,300	
8. 7.	0,806	9,673	9,103	0,807	9,103	9,103	1,093	-1,841	1,095	1,095	-1,766	
9. 7.	0,811	9,547	9,060	0,815	9,060	9,060	1,100	-2,349	1,099	1,099	-2,344	
10. 7.	0,821	9,603	9,305	0,828	9,305	9,305	1,098	-1,946	1,095	1,095	-1,997	
11. 7.	0,827	9,553	9,520	0,836	9,520	9,520	1,101	-1,000	1,098	1,098	-1,239	
12. 7.	0,838	9,498	10,034	0,849	10,034	10,034	1,112	-0,735	1,110	1,110	-1,243	
24. 8.	0,631	11,252	10,275	0,716	10,275	10,275	0,462	-1,026	0,596	0,596	-0,396	
25. 8.	0,726	10,624	10,117	0,714	10,117	10,117	0,407	-3,540	0,624	0,624	-2,293	
15. 12.	0,887	10,984	11,969	0,864	11,969	11,969	0,876	-6,210	0,876	0,876	-6,215	
16. 12.	0,871	11,782	12,481	0,848	12,481	12,481	0,890	-5,500	0,890	0,890	-5,501	
17. 12.	0,856	13,286	13,633	0,835	13,633	13,633	0,911	-5,279	0,904	0,904	-6,941	
18. 12.	0,831	14,309	14,433	0,813	14,433	14,433	0,914	-3,673	0,914	0,914	-3,669	
Moyennes arithm. 1960	± 0,790	9,024 ± 583	9,518 ± 470	0,787 ± 10	9,518 ± 470	9,518 ± 470	0,966 ± 44	-2,661 ± 355	0,981 ± 33	0,981 ± 33	-2,638 ± 399	
Moyennes vect. 1960	± 0,790	9,084 ± 660	9,585 ± 561	0,786 ± 10	9,585 ± 561	9,585 ± 561	0,966 ± 44	-2,594 ± 351	0,980 ± 33	0,980 ± 33	-2,599 ± 370	
Moyennes arithm. 1958-1961	± 0,807	6,671 ± 525	6,832 ± 536	0,806 ± 11	6,832 ± 536	6,832 ± 536	1,082 ± 25	-1,440 ± 1,039	1,069 ± 28	1,069 ± 28	-1,924 ± 969	
Moyennes vect. 1958-1961	± 0,804	6,788 ± 536	6,945 ± 545	0,803 ± 11	6,945 ± 545	6,945 ± 545	1,070 ± 26	-1,536 ± 931	1,060 ± 28	1,060 ± 28	-2,058 ± 866	

TABLE II
O₁

1960	α ₁						α ₂					
	Variante 1			Variante 2			Variante 1			Variante 2		
	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ	γ	κ	λ
17. 6.	0,619	18,088	7,827	0,589	7,827	7,827	1,031	-16,473	1,034	1,034	-15,067	
18. 6.	0,647	16,235	7,863	0,574	7,863	7,863	0,953	-15,884	0,979	0,979	-12,407	
19. 6.	0,671	14,310	9,046	0,564	9,046	9,046	0,892	-10,035	0,918	0,918	-9,493	
20. 6.	0,700	10,156	9,280	0,577	9,280	9,280	0,927	-11,021	0,959	0,959	-11,402	
21. 6.	0,696	5,727	8,853	0,586	8,853	8,853	0,998	-8,039	1,025	1,025	-9,376	
22. 6.	0,677	2,264	8,671	0,593	8,671	8,671	1,024	-4,585	1,036	1,036	-6,721	
23. 5.	0,547	2,418	8,189	0,581	8,189	8,189	1,018	-6,483	1,026	1,026	-8,200	
24. 6.	0,558	1,940	9,381	0,571	9,381	9,381	0,965	-1,978	0,950	0,950	-4,670	
25. 6.	0,541	4,375	11,041	0,598	11,041	11,041	1,072	-3,856	1,046	1,046	-5,735	
8. 7.	0,725	7,792	11,866	0,736	11,866	11,866	0,866	-3,435	0,863	0,863	-4,222	
9. 7.	0,742	6,291	9,638	0,770	9,638	9,638	0,942	-6,926	0,930	0,930	-7,301	
10. 7.	0,740	6,518	8,864	0,781	8,864	8,864	0,932	-5,331	0,912	0,912	-5,559	
11. 7.	0,743	5,076	5,979	0,791	5,979	5,979	0,986	-6,399	0,958	0,958	-6,065	
12. 7.	0,734	5,893	5,262	0,790	5,262	5,262	0,959	-8,841	0,931	0,931	-7,883	
24. 8.	0,815	6,091	7,463	0,778	7,463	7,463	0,629	-48,707	0,759	0,759	-66,471	
25. 8.	0,843	6,988	8,341	0,810	8,341	8,341	0,473	-23,994	0,562	0,562	-50,234	
15. 12.	1,032	-2,077	1,684	0,952	1,684	1,684	1,069	10,206	1,070	1,070	10,155	
16. 12.	1,003	-6,931	0,926	0,926	0,926	0,926	1,000	20,820	1,000	1,000	20,728	
17. 12.	0,933	-10,471	0,868	0,868	0,868	0,868	1,110	21,143	1,076	1,076	19,100	
18. 12.	0,861	-13,456	0,815	0,815	0,815	0,815	1,176	21,766	1,176	1,176	21,680	
Moyennes arithm. 1960	± 0,741	4,361 ± 1,790	5,702 ± 1,397	0,712 ± 29	5,702 ± 1,397	5,702 ± 1,397	0,951 ± 35	-1,868 ± 3,782	0,960 ± 29	0,960 ± 29	-3,713 ± 4,891	
Moyennes vect. 1960	± 0,734	3,543 ± 1,862	4,982 ± 1,481	0,708 ± 29	4,982 ± 1,481	4,982 ± 1,481	0,918 ± 40	-0,653 ± 3,330	0,909 ± 46	0,909 ± 46	-1,644 ± 3,879	
Moyennes arithm. 1958-1961	± 0,748	3,407 ± 967	3,506 ± 908	0,739 ± 13	3,506 ± 908	3,506 ± 908	0,992 ± 27	-6,397 ± 1,962	1,002 ± 26	1,002 ± 26	-6,223 ± 2,226	
Moyennes vect. 1958-1961	± 0,739	3,254 ± 1,085	3,431 ± 1,028	0,732 ± 13	3,431 ± 1,028	3,431 ± 1,028	0,951 ± 28	-6,408 ± 1,928	0,955 ± 28	0,955 ± 28	-6,299 ± 2,039	

TABLE 26
S₂ - EW

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,667	-	0,632	13,906		
18. 6.	0,725	1,299	0,636	13,117		
19. 6.	0,776	3,477	0,636	12,474		
20. 6.	0,801	7,161	0,632	12,304		
21. 6.	0,808	10,810	0,639	11,698	1,036	13,2
22. 6.	0,789	15,858	0,646	12,853	1,046	13,0
23. 6.	0,739	17,932	0,629	14,282	0,999	16,0
24. 6.	0,657	22,786	0,595	15,717	0,950	24,5
25. 6.	0,594	21,189	0,610	12,880	0,838	23,8
8. 7.	0,640	13,915	0,627	9,582	1,240	23,7
9. 7.	0,652	13,539	0,659	9,033	1,244	25,1
10. 7.	0,648	13,618	0,674	9,533	1,217	22,5
11. 7.	0,638	14,408	0,680	11,066	1,118	17,6
12. 7.	0,642	13,082	0,677	9,834	1,009	10,4
24. 8.	1,121	14,115	0,739	12,281	1,054	- 5,8
25. 8.	0,849	13,364	0,748	12,565	1,103	- 8,7
15. 12.	0,808	30,254	0,709	29,520		
16. 12.	0,752	35,782	0,668	33,238		
17. 12.	0,682	39,064	0,620	34,693		
18. 12.	0,617	41,404	0,579	35,518		
Moyennes arithm. 1960	0,730 ± 27	17,139 ± 2,617	0,652 ± 10	16,305 ± 1,992	1,059 ± 34	10,538 ± 5,073
Moyennes vect. 1960	0,716 ± 30	16,798 ± 2,351	0,644 ± 14	16,145 ± 1,752	1,015 ± 41	11,591 ± 4,808
Moyennes arithm. 1958-1961	0,662 ± 12	13,955 ± 973	0,641 ± 8	13,745 ± 822		
Moyennes vect. 1958-1961	0,655 ± 11	14,254 ± 1,072	0,636 ± 8	13,940 ± 885		

TABLE 2a
M₃ - EW

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,708	11,083	0,675	10,128		
18. 6.	0,702	10,654	0,671	9,562		
19. 6.	0,693	11,166	0,661	9,688		
20. 6.	0,679	11,923	0,648	9,829		
21. 6.	0,677	13,109	0,647	10,863	0,681	- 11,1
22. 6.	0,671	14,572	0,646	12,274	0,800	- 7,1
23. 6.	0,661	16,254	0,653	13,111	0,843	4,5
24. 6.	0,675	14,864	0,654	13,282	0,743	16,7
25. 6.	0,671	12,607	0,665	10,665	0,585	17,2
8. 7.	0,685	9,552	0,688	9,461	0,822	8,2
9. 7.	0,679	9,038	0,681	8,961	0,750	19,2
10. 7.	0,671	10,494	0,672	10,451	0,579	17,0
11. 7.	0,680	12,627	0,681	12,583	0,513	- 0,8
12. 7.	0,693	13,180	0,685	13,760	0,688	- 16,1
24. 8.	0,634	18,348	0,623	19,117	0,655	- 29,1
25. 8.	0,684	20,082	0,659	21,687	0,748	- 40,1
15. 12.	0,711	23,035	0,697	22,008	0,718	- 19,6
16. 12.	0,691	21,170	0,679	20,405		
17. 12.	0,674	19,461	0,664	18,897		
18. 12.	0,652	19,413	0,643	18,892		
Moyennes arithm. 1960	0,680 ± 4	14,633 ± 946	0,665 ± 4	13,781 ± 1,018	0,702 ± 27	- 3,162 ± 5,348
Moyennes vect. 1960	0,678 ± 6	14,615 ± 890	0,663 ± 6	13,768 ± 964	0,666 ± 30	- 3,201 ± 5,418
Moyennes arithm. 1958-1961	0,700 ± 7	13,346 ± 439	0,695 ± 7	13,075 ± 444		
Moyennes vect. 1958-1961	0,698 ± 7	13,405 ± 485	0,694 ± 7	13,137 ± 494		

TABLE 2F
O₁ - EW

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,628	18,056	0,597	8,082		
18. 6.	0,655	16,159	0,581	8,139		
19. 6.	0,677	14,287	0,570	9,302		
20. 6.	0,706	10,176	0,584	9,519		
21. 6.	0,701	5,922	0,592	9,193	0,756	-45,5
22. 6.	0,681	2,606	0,600	9,058	0,633	-47,2
23. 6.	0,552	2,992	0,588	8,571	0,549	-54,6
24. 6.	0,561	2,484	0,576	9,733	0,482	-43,0
25. 6.	0,547	5,048	0,605	11,406	0,466	-33,8
8. 7.	0,729	7,847	0,740	11,853	0,441	-30,0
9. 7.	0,746	6,379	0,776	9,640	0,478	-24,2
10. 7.	0,744	6,615	0,785	8,867	0,330	-40,5
11. 7.	0,747	5,227	0,795	6,038	0,331	-61,6
12. 7.	0,738	5,989	0,794	5,286	0,259	-99,3
24. 8.	0,813	4,625	0,780	5,948	0,850	-88,2
25. 8.	0,837	5,669	0,808	6,938	0,873	- 8,0
15. 12.	1,028	- 1,988	0,950	- 1,521	1,619	4,0
16. 12.	0,996	- 6,862	0,920	- 5,154		
17. 12.	0,924	-10,237	0,862	- 7,206		
18. 12.	0,852	-13,078	0,808	- 8,590		
Moyennes arithm. 1960	0,743 ± 30	4,396 ± 1,762	0,716 ± 28	5,347 ± 1,391	0,621 ± 99	-43,992 ± 7,906
Moyennes vect. 1960	0,736 ± 30	3,595 ± 1,821	0,711 ± 29	4,699 ± 1,445	0,540 ± 102	-35,520 ± 9,064
Moyennes arithm. 1958-1961	0,757 ± 14	3,495 ± 1,013	0,750 ± 14	3,690 ± 955		
Moyennes vect. 1958-1961	0,748 ± 13	3,305 ± 1,131	0,742 ± 13	3,583 ± 1,074		

TABLE 2B
N₂ - EW

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	1,049	10,891	0,732	4,320		
18. 6.	0,968	13,007	0,645	13,693		
19. 6.	0,992	16,780	0,718	22,687		
20. 6.	1,043	10,400	0,813	14,566		
21. 6.	1,015	1,867	0,787	5,444	1,984	2,0
22. 6.	0,850	- 0,372	0,656	7,401	1,783	17,3
23. 6.	0,614	16,941	0,595	21,427	1,234	13,1
24. 6.	0,780	12,855	0,704	27,992	0,942	- 4,9
25. 6.	0,827	0,647	0,781	11,412	1,751	-25,6
8. 7.	0,651	31,992	0,632	23,039	1,224	6,2
9. 7.	0,687	23,713	0,656	15,218	1,802	- 3,2
10. 7.	0,609	12,309	0,570	2,618	2,180	6,9
11. 7.	0,428	17,405	0,561	5,499	1,922	25,4
12. 7.	0,557	30,580	0,454	19,337	0,889	26,4
24. 8.	0,744	6,417	0,625	21,556	2,468	12,8
25. 8.	0,834	- 3,042	0,535	- 1,446	1,387	- 1,7
15. 12.	0,192	3,725	0,350	6,234	0,555	-44,8
16. 12.	0,221	57,724	0,322	32,716		
17. 12.	0,362	70,669	0,391	47,378		
18. 12.	0,477	58,314	0,486	40,636		
Moyennes arithm. 1960	0,695 ± 59	19,641 ± 4,641	0,591 ± 34	17,086 ± 2,900	1,548 ± 155	2,300 ± 5,488
Moyennes vect. 1960	0,668 ± 66	14,878 ± 2,817	0,579 ± 36	16,117 ± 2,427	1,490 ± 158	4,944 ± 4,489
Moyennes arithm. 1958-1961	0,763 ± 32	13,599 ± 2,140	0,732 ± 31	12,167 ± 1,786		
Moyennes vect. 1958-1961	0,726 ± 31	10,803 ± 2,285	0,701 ± 28	10,063 ± 2,286		

TABLE 3a
M₂ — NS

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,682	13,338	0,686	13,243	0,595	— 2,1
18. 6.	0,669	13,167	0,679	12,834	0,626	— 5,7
19. 6.	0,657	13,278	0,661	13,394	0,662	— 6,9
20. 6.	0,643	13,913	0,649	14,113	0,747	— 8,4
21. 6.	0,659	14,245	0,664	14,475		
22. 6.	0,681	13,821	0,685	14,124		
23. 6.	0,681	12,936	0,683	13,137		
24. 6.	0,685	12,893	0,685	13,222		
25. 6.	0,684	13,315	0,683	13,728		
8. 7.	0,671	17,060	0,669	17,182	0,559	— 9,5
9. 7.	0,667	16,598	0,665	16,750	0,670	— 13,0
10. 7.	0,660	18,409	0,659	18,507	0,735	— 8,1
11. 7.	0,676	19,389	0,675	19,470	0,773	— 3,4
12. 7.	0,688	18,547	0,685	18,630		
24. 8.	0,673	26,734	0,657	25,322		
25. 8.	0,683	24,058	0,671	22,102		
3. 9.					0,518	1,8
15. 12.	0,672	15,094	0,673	14,983		
16. 12.	0,671	15,269	0,672	15,164		
17. 12.	0,658	15,853	0,655	14,616	0,640	— 6,0
18. 12.	0,664	16,706	0,664	16,620	0,664	— 15,9
Moyennes arithm. 1960	0,671 ± 3	16,231 ± 838	0,671 ± 3	16,081 ± 744	0,654 ± 24	— 7,018 ± 1,482
Moyennes vect. 1960	0,670 ± 5	16,235 ± 781	0,670 ± 5	16,062 ± 667	0,651 ± 23	— 7,195 ± 1,492
Арифм. среднее 1958—1961	0,675 ± 2	16,011 ± 319	0,674 ± 2	15,903 ± 297		
Moyennes vect. 1958—1961	0,674 ± 2	16,021 ± 308	0,674 ± 2	15,907 ± 286		

TABLE 2H
K₁ — EW

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,774	5,222	0,758	7,593		
18. 6.	0,776	5,447	0,756	7,765		
19. 6.	0,783	6,022	0,756	7,914		
20. 6.	0,782	6,764	0,757	8,202		
21. 6.	0,773	6,987	0,752	7,930	0,332	— 48,2
22. 6.	0,779	7,318	0,763	7,747	0,303	— 43,8
23. 6.	0,749	6,487	0,762	8,374	0,316	— 44,2
24. 6.	0,762	9,001	0,771	8,109	0,311	— 36,3
25. 6.	0,759	8,906	0,772	8,562	0,302	— 32,0
8. 7.	0,811	9,843	0,811	9,281	0,222	19,9
9. 7.	0,816	9,712	0,820	9,226	0,270	21,0
10. 7.	0,825	9,760	0,832	9,454	0,282	7,6
11. 7.	0,831	9,716	0,840	9,667	0,266	— 8,5
12. 7.	0,842	9,662	0,853	10,171	0,255	— 15,3
24. 8.	0,631	10,964	0,717	10,071	0,404	— 35,1
25. 8.	0,725	10,203	0,715	9,931	0,365	— 39,4
15. 12.	0,891	10,835	0,868	11,826	1,057	25,3
16. 12.	0,875	11,654	0,852	12,364		
17. 12.	0,860	13,173	0,839	13,509		
18. 12.	0,835	14,226	0,818	14,364		
Moyennes arithm. 1960	0,794 ± 13	9,095 ± 555	0,791 ± 10	9,603 ± 443	0,360 ± 60	— 17,615 ± 7,650
Moyennes vect. 1960	0,793 ± 12	9,156 ± 638	0,790 ± 10	9,669 ± 538	0,315 ± 55	— 13,130 ± 10,084
Moyennes arithm. 1958—1961	0,816 ± 12	6,883 ± 537	0,814 ± 12	7,171 ± 545		
Moyennes vect. 1958—1961	0,814 ± 12	6,987 ± 547	0,811 ± 12	7,272 ± 553		

TABLE 36
S₂ - NS

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en . [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,672	17,306	0,655	14,586	0,770	18,8
18. 6.	0,668	18,135	0,670	15,304	0,726	20,2
19. 6.	0,662	19,577	0,663	16,599	0,707	23,1
20. 6.	0,642	20,253	0,655	17,757	0,759	26,3
21. 6.	0,632	17,361	0,652	16,063		
22. 6.	0,640	14,852	0,661	15,154		
23. 6.	0,645	14,325	0,651	15,328		
24. 6.	0,661	14,393	0,669	21,485		
25. 6.	0,672	16,404	0,663	18,986		
8. 7.	0,702	8,948	0,710	15,344	1,981	5,9
9. 7.	0,715	7,992	0,711	9,996	0,219	- 5,0
10. 7.	0,720	8,254	0,707	10,183	0,240	7,1
11. 7.	0,733	10,593	0,713	11,576	0,235	- 5,9
12. 7.	0,534	23,630	0,580	12,698		
24. 8.	0,742	18,496	0,595	11,655		
25. 8.					0,644	- 7,7
3. 9.						
15. 12.	0,716	16,855	0,721	16,020		
16. 12.	0,716	16,187	0,723	15,603		
17. 12.	0,698	15,569	0,693	13,560	1,079	8,6
18. 12.	0,690	15,207	0,698	15,194	1,079	5,8
Moyennes arithm. 1960	± 11	± 944	± 9	± 651	± 152	± 3,618
Moyennes vect. 1960	0,678	15,216	0,675	14,724	0,767	8,836
Moyennes arithm. 1958-1961	± 12	± 813	± 9	± 645	± 150	± 3,803
Moyennes arithm. 1958-1961	0,677	15,044	0,674	14,708	0,756	10,301
Moyennes vect. 1958-1961	± 5	± 381	± 5	± 344		
Moyennes arithm. 1958-1961	0,679	15,718	0,675	15,514		
Moyennes vect. 1958-1961	± 5	± 380	± 4	± 368		

TABLE 3B
N₂ - NS

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,504	15,250	0,578	10,597	0,321	23,1
18. 6.	0,527	19,101	0,564	12,387	0,381	- 21,8
19. 6.	0,569	19,222	0,604	13,074	0,731	- 19,2
20. 6.	0,527	8,296	0,561	2,322	0,683	- 19,9
21. 6.	0,572	12,185	0,592	5,757		
22. 6.	0,663	12,194	0,663	6,427		
23. 6.	0,618	11,643	0,612	5,286		
24. 6.	0,677	11,334	0,653	13,809		
25. 6.	0,707	18,651	0,662	14,748		
8. 7.	0,719	21,433	0,741	24,536	0,473	- 14,0
9. 7.	0,770	22,302	0,797	24,613	0,313	- 93,2
10. 7.	0,740	17,171	0,773	19,399	0,987	- 66,3
11. 7.	0,593	15,909	0,637	18,016	0,890	- 49,5
12. 7.	0,674	25,041	0,732	24,944		
24. 8.	0,744	20,398	1,037	27,836		
25. 8.	0,496	- 16,121	0,903	5,035		
3. 9.					1,354	5,7
15. 12.	0,761	22,518	0,763	24,001		
16. 12.	0,761	1,716	0,761	3,194		
17. 12.	0,586	5,207	0,577	13,255	0,498	- 90,6
18. 12.	0,488	18,334	0,503	19,774	0,289	19,5
Moyennes arithm. 1960	± 22	± 2,087	± 29	± 1,821	± 102	± 12,229
Moyennes vect. 1960	0,635	14,089	0,686	14,450	0,629	- 29,655
Moyennes arithm. 1958-1961	± 20	± 2,129	± 25	± 2,280	± 110	± 11,421
Moyennes vect. 1958-1961	0,628	14,661	0,679	15,042	0,520	- 28,865
Moyennes arithm. 1958-1961	± 16	± 1,529	± 15	± 1,473		
Moyennes vect. 1958-1961	0,721	19,762	0,736	19,988		
Moyennes arithm. 1958-1961	± 16	± 1,545	± 16	± 1,473		
Moyennes vect. 1958-1961	0,703	20,164	0,719	20,259		
Moyennes arithm. 1958-1961	± 16	± 1,545	± 16	± 1,473		

TABLE 3A
K₁ - NS

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,960	- 7,196	0,942	- 8,302	2,136	- 25,3
18. 6.	0,964	- 7,372	0,963	- 7,320	2,130	- 22,2
19. 6.	0,978	- 8,523	0,971	- 9,740	2,221	- 20,9
20. 6.	0,983	- 8,634	0,978	- 9,619	2,230	- 20,8
21. 6.	0,973	- 8,742	0,970	- 9,363		
22. 6.	0,999	- 11,761	0,995	- 11,899		
23. 6.	1,044	- 10,841	1,027	- 10,057		
24. 6.	1,019	- 9,396	1,011	- 8,575		
25. 6.	1,024	- 10,755	1,006	- 9,847		
8. 7.	1,029	- 9,123	1,035	- 8,999	0,529	- 55,4
9. 7.	1,034	- 9,669	1,036	- 9,520	0,608	- 58,7
10. 7.	1,033	- 8,984	1,030	- 8,803	0,479	- 73,6
11. 7.	1,041	- 7,849	1,035	- 7,856	0,325	- 2,1
12. 7.	1,053	- 7,477	1,043	- 7,815		
24. 8.	0,410	- 8,502	0,542	- 4,636		
25. 8.	0,357	- 17,846	0,559	- 1,058	1,937	26,6
3. 9.						
15. 12.	0,763	- 7,023	0,759	- 7,887		
16. 12.	0,778	- 7,252	0,776	- 8,039		
17. 12.	0,793	- 8,268	0,778	- 10,737	1,088	- 26,4
18. 12.	0,804	- 7,385	0,806	- 7,903	1,082	- 32,8
Moyennes arithm. 1960	± 0,902	- 6,495	± 0,913	- 7,829	± 1,342	- 28,327
Moyennes vect. 1960	± 0,899	- 7,857	± 0,912	- 8,324	± 1,243	- 21,135
Moyennes arithm. 1958-1961	± 0,936	- 7,670	± 1,036	- 8,099	± 234	± 7,677
Moyennes vect. 1958-1961	± 0,920	- 8,404	± 1,021	- 8,664		

TABLE 3B
O₁ - NS

1960	Variante 1		Variante 2		Résultat en [8]	
	γ	κ	γ	κ	γ	κ
17. 6.	0,904	- 30,831	0,955	- 27,868	1,144	- 44,5
18. 6.	0,920	- 28,104	0,911	- 24,469	1,638	- 18,5
19. 6.	0,780	- 18,904	0,854	- 20,660	1,508	- 11,8
20. 6.	0,824	- 19,216	0,886	- 23,142	1,383	2,3
21. 6.	0,934	- 16,560	0,964	- 21,483		
22. 6.	0,998	- 13,344	0,986	- 18,461		
23. 6.	1,000	- 18,413	0,973	- 20,194		
24. 6.	0,962	- 12,572	0,903	- 15,573		
25. 6.	1,061	- 16,497	0,990	- 17,651		
8. 7.	0,806	- 8,135	0,777	- 9,128	1,789	- 61,2
9. 7.	0,872	- 13,137	0,836	- 12,984	1,627	- 54,4
10. 7.	0,870	- 11,165	0,830	- 10,144	1,154	- 45,1
11. 7.	0,927	- 13,293	0,889	- 11,158	0,924	- 16,0
12. 7.	0,883	- 15,801	0,855	- 12,513		
24. 8.	0,653	- 5,492	0,680	- 19,287		
25. 8.	0,660	- 33,077	0,596	- 7,222	3,128	- 53,5
3. 9.						
15. 12.	1,165	- 8,825	1,156	- 7,129		
16. 12.	1,203	- 18,358	1,178	- 17,062		
17. 12.	1,328	- 15,088	1,250	- 13,010	1,783	- 32,5
18. 12.	1,404	- 13,229	1,370	- 12,914	2,338	- 32,6
Moyennes arithm. 1960	± 0,953	- 10,952	± 0,942	- 9,162	± 1,674	- 33,436
Moyennes vect. 1960	± 0,920	- 8,843	± 0,910	- 8,230	± 1,584	- 36,119
Moyennes arithm. 1958-1961	± 0,966	- 15,941	± 0,959	- 15,811	± 1,666	± 6,927
Moyennes vect. 1958-1961	± 0,920	- 14,219	± 0,911	- 14,262		

REFERENCES

- [1] Liste des stations de marées terrestres. I. Stations Gravimétriques. II Stations Clinométriques
Centre Intern. des Marées Terrestres. Obs. Royal de Belgique, Bruxelles, juillet 1959.
- [2] J. VERBAANDERT, P. MELCHIOR
Les stations géophysiques souterraines et les pendules horizontaux de l'Observatoire Royal de Belgique.
Ciel et Terre, 76 (1960) Nos 9-12, 77 (1961), Nos 1-6.
- [3] H. ELLENBERGER
Beschreibung des Horizontalpendel nach Tomaschek-Ellenberger
Commun. Observ. Royal de Belgique N° 114, S. Géoph. N° 39, Bruxelles 1957.
- [4] A.E. OSTROVSKII
Clinomètre avec enregistreur photoélectrique. Etude des marées terrestres
Ed. Ac. des Sc. d'URSS, Moscou 1961, 41 Traduction française BIM N° 25
- [5] P.J. MELCHIOR
Catalogue général des résultats des analyses harmoniques mensuelles d'observations de marées terrestres au 31 décembre 1962.
Centre Intern. des Marées Terrestres, Observ. R. de Belgique, février 1963.
- [6] J. PICHA
Ergebnisse der Gezeitenbeobachtungen der festen Erdkruste in Březové Hory in den Jahren 1936-1939.
Trav. Inst. Géoph. Acad. Tchéc. Sci. N° 42, Geof. sbornik 1956, NCSAV, Praha 1957.
- [7] J. PICHA
Chap. XIII. Gravimetry, International Geophysical Year and Cooperation in Czechoslovakia
NCSAV, Praha 1960, 239
- [8] A.E. OSTROVSKII, J. PICHA, L. SKALSKII, L.I. MIRONOVA, N.G. WITTMAN
Inclinaisons de marées d'après les observations avec le clinomètre photoélectrique à Příbram (près de Prague)
Etude des marées terrestres, Grav. N° 3. Edit. Ac. des Sc. d'URSS Moscou 1963.
Traduction française BIM N° 35.
- [9] J. PICHA
Résultats des observations de marées à la station de Příbram-Březové-Hory, Galerie "Anna" de 1958-1961.
Trav. de l'Inst. de Géoph. de l'Acad. Tchécosl. N° 220 1965 Académie Prague, 1966.

[10] B.P. PERTSEV

Analyse harmonique des marées élastiques.

Izvestia Ac. des Sc. d'URSS, série géophys. N° 8 (1958), 946

[11] B.P. PERTSEV

Sur le calcul de la dérive lors de l'observation des marées élastiques

Izvestia Ac. des Sc. d'URSS, série géophys. N° 4 (1959), 547

[12] M.V. KRAMER

Programme pour l'ordinateur "Oural" 1 de l'analyse harmonique des déformations de marées de la Terre par la méthode de B.P. Pertsev.

Inst. de Phys. de la Terre d'URSS, Moscou 1960 (non publié)

[13] J. PICHA

Ergebnisse der neuen Bearbeitung der Erdzeitenbeobachtungen aus den Jahren 1927- - 1928 und 1936 - 1939 in Březové Hory (Přibram) nach der Methode von Pertsev

Trav. Inst. Géoph. Acad. Tchéc. Sci. N° 198, Geof. sbornik 1964, NCSAV, Praha 1965.

TERME DIURNE D'APRES LES OBSERVATIONS A GORKI

L.D.KOVBASSIOUK, S.G. KOULAGINE

Nyrén [2] fut le premier à attirer l'attention sur la variation diurne de la latitude. Les observations de V. Struve avec un instrument de passage dans le premier vertical ont été très utiles pour l'étude de ce phénomène.

Après Nyrén, on s'est efforcé de déterminer les variations diurnes de la latitude d'après les observations habituelles des latitudes faites uniquement de nuit. Une analyse détaillée de ces travaux est donnée par G.V. Staritsine [2] et A.E. Philippov [3]. G.V. Staritsine s'est intéressé surtout à la question de l'apparition du terme diurne dans les corrections de l'heure (Δt). A.E. Philippov a examiné le terme diurne en tant que facteur des variations non polaires de la latitude.

Dans l'histoire de l'étude de variations diurnes de la latitude, les recherches de A.S. Vassiliev avec un instrument de passage dans le premier vertical à Poulkovo [4] et de N.A. Popov avec le télescope zénithal Zeiss à Poltava [5] occupent une place importante.

Sur la base de ses observations, A.S. Vassiliev a obtenu pour l'ensemble des variations à courte période de la latitude l'expression :

$$\Delta\varphi = 0''.174 \cos(t_{\odot} - 10^h.8) + 0''.032 \cos(2t_{\odot} - 20^h.5) + \\ + 0''.051 \cos(t_{\zeta} - 20^h.3) + 0''.084 \cos(2t_{\zeta} - 0^h.5).$$

Il explique ces grandes variations de la latitude par des phénomènes de flux et des reflux dans l'atmosphère terrestre sous l'effet du Soleil et de la Lune.

N.A. Popov a obtenu par les observations des étoiles brillantes en 1939-1941 les résultats suivants [5] :

$$\Delta\varphi_{\eta} = 0''.028 \cos(t_{\odot} + 8^h.3),$$

D'après les observations de α Persée

$$\Delta\varphi_{\alpha} = 0''.036 \cos(t_{\odot} + 9^h.1),$$

d'après les différences η Ursae Majoris - α Persée

$$\Delta\varphi = 0''.032 \cos(t_{\odot} + 5^h.4) \\ \pm .016 \quad \pm 2.1$$

N.A. Popov et E.V. Lavrentieva, après avoir réduit en commun trois cycles annuels d'observations des mêmes étoiles, ont trouvé pour l'onde diurne [6] l'expression :

$$\Delta\varphi = 0''.040 \cos(t_{\odot} + 4^h.6) \\ \pm .016 \quad \pm 1.6$$

Table 1.

Objet	Différences	$\Delta\varphi$ diurne
α Cass.	$\varphi_{\alpha} - \varphi_{\alpha+\varepsilon}$	$0''.063 \cos(t_{\odot} + 6^h.7)$ $\pm 32 \quad \pm 1.9$
ε U Maj	$\varphi_{\varepsilon} - \varphi_{\alpha+\varepsilon}$	$0.057 \cos(t_{\odot} + 6.0)$ $\pm 28 \quad \pm 1.9$
N4; 54	$\varphi_{(N4; 54)} - \varphi_{[(N4; 54)+(362; 367)]}$	$0.055 \cos(t_{\odot} + 5.7)$ $\pm 9 \quad \pm 1.3$
362; 367	$\varphi_{(362; 367)} - \varphi_{[(N4; 54)+(362; 367)]}$	$0.042 \cos(t_{\odot} + 6.1)$ $\pm 19 \quad \pm 1.7$
467; 479	$\varphi_{(467; 479)} - \varphi_{[(N4; 54)+(362; 367)]}$	$0.081 \cos(t_{\odot} + 13.7)$ $\pm 17 \quad \pm 0.8$
Moyenne		$0''.060 \cos(t_{\odot} + 7^h.6)$

S.G. Koulagine a obtenu par les observations des étoiles zénithales brillantes à Gorki la valeur suivante pour l'onde diurne :

$$\Delta\varphi = 0''.042 \cos(t_{\odot} + 8^h.3) \\ \pm .016 \quad \pm 1.7$$

N.A. Popov [5] a déjà attiré l'attention sur la précision insuffisante avec laquelle sont déterminées les amplitudes et les phases de l'onde diurne. En fait sa déduction est basée sur la réduction de courtes séries d'observations. N.A. Popov [7] est arrivé ensuite à la conclusion qu'il n'est pas certain que la période de la variation est constante et toujours égale au jour moyen.

On sait depuis longtemps que les variations diurnes de la latitude peuvent être provoquées par plusieurs causes d'origine astronomique, géophysique ou simplement locale et instrumentale. Indiquons les principales de celles-ci : l'imprécision de la constante d'aberration, les anomalies de réfraction, les nutations forcée ou libre de période proche du jour ; les oscillations de la verticale sous l'effet du Soleil, de la Lune ou d'autres causes.

Table 2

Différences	$\Delta\varphi$ diurne
$\varphi_a - \varphi_s$	$0.056 \cos(t_{\odot} + 7^h.5)$ $\pm 0.27 \quad \pm 0.9$
$\varphi_{(N4; 54)} - \varphi_{(362; 367)}$	$0.042 \cos(t_{\odot} + 7.1)$ $\pm 0.17 \quad \pm 0.8$
$\varphi_a - \varphi_{(362; 367)}$	$0.074 \cos(t_{\odot} + 7.5)$ $\pm 0.24 \quad \pm 0.5$
$\varphi_{(N4; 54)} - \varphi_s$	$0.055 \cos(t_{\odot} + 4.7)$ $\pm 0.20 \quad \pm 0.8$
$\varphi_s - \varphi_{(467; 479)}$	$0.034 \cos(t_{\odot} + 8.5)$ $\pm 0.20 \quad \pm 1.4$
Moyenne	$0.052 \cos(t_{\odot} + 7.1)$

Discriminer l'effet de ces différentes causes est une tâche très difficile comme l'ont justement remarqué Jeffreys et Vicente, " il faut un grand souci des méthodes appliquées et du choix des étoiles " [8]. Le programme des observations à la station de latitude de Gorki [9] doit jouer un grand rôle dans la solution du problème donné.

Nous donnons dans cet article les résultats préliminaires obtenus par les observations de 3 ans de deux étoiles zénithales brillantes et de trois paires de Talcott ; les observations sont effectuées de façon ininterrompue (de jour et de nuit) depuis le milieu de 1961 sur un télescope zénithal Zeiss. La caractéristique de ces étoiles est donnée ci-après :

Numéro A. E.	m	$\alpha_{1965.0}$	z
14	2.5	$0^h 38. m5$	$0^{\circ} 00'$
N 4	2.1	1 59. 4	32 54
54	2.2	2 05. 2	
316	1.7	12 52. 5	0 00
362	3.6	15 0. 6	15 43
367	3.1	15 20. 8	
467	3.2	19 12. 5	11 17
479	3.0	19 43. 9	

Nous avons obtenu les valeurs de l'onde diurne d'après chaque étoile d'après la méthode qui est exposée en détail par N.A. Popov [5], après avoir éliminé préalablement les variations à longues périodes (table 1).

Les valeurs de l'onde diurne obtenues d'après les différences sont données dans la table 2. Elles sont un peu interdépendantes.

Les recherches effectuées donnent une raison de supposer que les variations diurnes de la latitude existent certainement. Cependant leur origine n'est pas encore éclaircie. L'analyse définitive en tenant compte de la nouvelle valeur de la constante d'aberration ($20^{\circ}496$) et de petites variations diurnes permet de diminuer le nombre des facteurs influençant la latitude avec la période diurne et de donner une interprétation.

BIBLIOGRAPHIE

1. NYREN M.
Bestimmung der Nutation der Erdachse,
St. Petersburg, 1872.
2. STARITSINE G.V.
Nouvelles du G.A.O.,
1958, R. XX. publ. 2, N° 161 page 13.
3. PHILIPPOV A.E.
Travaux de l'observatoire gravimétrique de Poltava.
T. 6, 1956.
4. VASSILIEV A.S.
Travaux G.A.O.,
Série II, T. 69, 1952.
5. POPOV N.A.
Travaux de l'observatoire de Poltava
T. II, 1948, page 21.
6. POPOV N.A., LAVRIENTIEVA E.V.
Circulaire astronomique 1948 N° 71.
7. POPOV N.A.
Travaux de l'Observatoire de Poltava,
T. VIII, 1959 page 3
8. VICENTE R.O., JEFFREYS H.D.
" Nature ", 1964, N° 4954 page 204.
9. KOVBASSIOUK L.D., KOULAGINE S.G.
Publ. "Rotation de la Terre", Kiev 1963. page 102.

Traduction.

SUR LA DETERMINATION DES CORRECTIONS AUX COEFFICIENTS DU TERME SEMI-ANNUEL
DE LA NUTATION EN DECLINAISON.

V.V. NESTEROV

Communications de l'Institut Astronomique de l'Etat Engelhardt N° 134, 1964

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОПРАВК К КОЭФФИЦИЕНТАМ ПОЛУГОДОВОГО
ЧЛЕНА НУТАЦИИ ПО СКЛОНЕНИЮ.

В.В. Нестеров.

Сообщения Государственного Астр. Инст. № 134, 1964

L'influence de la nutation sur les déclinaisons s'exprime comme on le sait par la formule suivante :

$$\delta - \delta_0 = \Delta\Psi \sin \epsilon \cos \alpha + \Delta\epsilon \sin \alpha,$$

où $\Delta\Psi$ est la somme des termes à longue période de la nutation en longitude, et $\Delta\epsilon$ est la somme des termes à longue période de la nutation en inclinaison. Le troisième terme de la décomposition de la nutation, terme de période semi-annuelle avec l'argument de la longitude du Soleil doublée, a la forme :

$$\Delta\delta = - 0^{\circ}506 \cos \alpha \sin 2\Theta + 0^{\circ}551 \sin \alpha \cos 2\Theta.$$

Les erreurs (x et y) des coefficients $- 0^{\circ}506$ et $0^{\circ}551$ font apparaître dans les observations de latitude de haute précision une onde fictive non polaire de la forme :

$$\Delta\phi = x \cos \alpha \sin 2\Theta + y \sin \alpha \cos 2\Theta$$

Au moyen de la transformation simple proposée par A. Ya Orlov [1], cette expression peut être présentée sous une forme plus favorable :

$$\Delta\phi = \frac{1}{2}(x + y) \sin(2\Theta + \alpha) + \frac{1}{2}(x - y) \sin(2\Theta - \alpha).$$

E.P. Fedorov [2] a montré la nécessité de déterminer les corrections de x et y pour l'étude de la structure interne de la Terre et a attiré l'attention sur les grandes difficultés que l'on rencontre pour déduire ces corrections des observations de latitude organisées suivant les programmes habituels de paire de Talcott alternant cycliquement. Les difficultés résident dans le fait que lors de ces observations les erreurs x et y peuvent être la cause de l'apparition dans les latitudes d'une onde non polaire de période annuelle tandis qu'elles n'apparaissent pas dans le cas des observations de 24 heures d'un certain nombre d'étoiles brillantes.

La première tentative de vérifier les coefficients du terme semi annuel de la nutation est due à N.A. Popov [3] qui malheureusement a cherché non x et y mais les composantes de l'onde semi annuelle non polaire de la forme :

$$\Delta\phi = a \cos(2\Theta - a + \nu),$$

ce qui ne convient que dans le cas où $x = y$.

Les observations de la latitude de Poulkovo avec un instrument de passage Repsold dans le premier vertical constituent des données convenables pour la détermination des corrections x et y .

Nous avons entrepris le calcul de x et y d'après ces observations réduites par A.S. Vassiliev et réduites à nouveau par nous même, en tenant compte d'erreurs instrumentales ainsi que, pour la comparaison, d'après les observations de Poltava de N.A. Popov. A cause du fait que les résultats obtenus étaient discordants, nous avons étudié toutes les autres observations connues d'étoiles brillantes, portant sur 24 heures pour autant que la quantité des observations effectuées soit convenable.

Les résultats de cette étude (voir table) ne sont en effet pas équivalents. Ainsi, les observations de A.D. Pedachenko à Poulkovo de 1896 - 1902 et A.S. Vassilieva en 1924 - 1939 réduites sans tenir compte des changements des erreurs instrumentales, et les observations à Gorki avec un petit télescope zénithal de faible qualité, ne peuvent être acceptées comme réellement utiles pour mettre en évidence des effets aussi faibles que l'onde de nutation semi annuelle.

En outre, la différence des ascensions droites ($\Delta\phi$ dans la table) des étoiles observées a une grande importance ; il est préférable qu'elle soit proche de 12 h plutôt que de 6 h. Dans ce dernier cas, les erreurs de la période semi-diurne ne s'éliminent pas dans les différences des latitudes et altèrent les corrections cherchées pour les coefficients de nutation.

Parmi les observations analysées les plus précises sont celles de Poltava et Poulkovo (ce que l'on voit aussi d'après la précision intrinsèque des corrections x , y calculées). Or dans notre réduction elles ne coïncident pas. Cela suggère l'idée de la présence dans les observations de certaines ondes non polaires systématiques en dehors de celles de nutation et dont la période serait voisine de la période semi-diurne ou semi-annuelle.

Observatoire	Instrument	Période d'obs.	Etoiles observées	$\Delta\alpha$	$x \pm \epsilon_x$	$y \pm \epsilon_y$	Référence	
Poltava » »	ZT Zeiss » »	1939—1941 1944—1945 1950—1956	α Pers— γ Umaj » »	10 ^h .4	$+0''.023 \pm 0''.009$	$-0''.011 \pm 0''.009$	[4]	
				»	9	17	[5]	
				»	32	5	[3]	
Gorki	ZT Bamberg	1953—1956	α Cass— ϵ Umaj	11.8	$-0''.048 \pm 0''.029$	$+0''.013 \pm 0''.029$	[6;7]	
Poulkovo » »	Instr. Pass. Repsold » »	1924—1939 1924—1939 1924—1939	β Cass— ι Drac β Cass— θ Drac β Cass— \circ Drac	8.7	$+0''.009 \pm 0''.012$	$+0''.051 \pm 0''.012$	[8]	
				8.1	2	14	»	
				6.0	43	15	»	
Id. » » »	Id. » » »	1925—1930 1925—1930 1925—1930 1925—1930	β Cass— ι Drac β Cass— θ Drac β Cass— \circ Drac sol. gen. par les 3 paires	8.7	$+0''.007 \pm 0''.012$	$+0''.033 \pm 0''.012$	notre	
				8.1	13	14	96	14
				6.0	34	14	19	14
				—	5	7	46	7
Id. »	Id. »	1896—1902 1896—1902	δ Cass— \circ Drac δ Cass— ι Drac	6.5	$-0''.006 \pm 0''.021$	$-0''.040 \pm 0''.021$	[9]	
				9.9	20	20	»	
Turin » »	Instr. Pass. Bamberg » »	1913—1915 1913—1915 1913—1915	α Cygn— β Auri δ Cygn— β Auri α Cygn— γ Umaj	9.3	$-0''.130 \pm 0''.033$	$+0''.006 \pm 0''.033$	[10, 11, 12]	
				10.2	179	39	21	39
				9.6	93	64	107	64

Des ondes semi annuelles d'amplitude importante (env. 0.07) d'origine inconnue ont été découvertes dans certaines autres observations d'étoiles zénithales brillantes portant sur 24 heures : observations de Courvoisier [13] de l'étoile σ Drac. en 1915 - 1917 à Berlin et observations de E.V. Lavrentieva [14] de la même étoile à Irkoutsk en 1942 - 1943.

De même A.Ya Orlov [15] étudiant le mouvement du pôle de 1900 à 1912, déduit des observations dans les stations du S.I.L., n'a pas découvert d'indices de l'onde semi-annuelle.

Il est possible que les observations de 24 heures des étoiles brillantes soient notamment soumises à des influences systématiques dont la période serait de 0,5 an ou 0,5 jour.

Ainsi, la question de la détermination des corrections aux coefficients du terme semi-annuel de la nutation en fonction des observations d'étoiles brillantes sur 24 heures, reste jusqu'à présent en suspens. On a trop peu d'observations homogènes à cause de la puissance insuffisante des instruments employés et de la quantité tout à fait minime des étoiles brillantes prises pour les observations par telle ou telle méthode répandue.

BIBLIOGRAPHIE

1. ORLOV A. Ya.
C.A. 116, 16, 1951
2. FEDOROV E.P.
Travaux de la 10ème conférence d'Astrométrie
"Edition de l'Observatoire Astronomique principal de Poulkovo" L. 1954, pp. 129-132.
3. POPOV N.A.
Travaux de l'Observatoire Gravimétrique de Poltava 8, 3 - 89, 1959.
Traduction BIM 43 pp. 1679 - 1684 1966.
4. LAVRIENTIEVA E.V.
Travaux de l'Observ. Grav. de Poltava 3, 76 - 121 1950.
5. LAVRIENTIEVA E.V.
Travaux de l'Observ. Grav. de Poltava 4, 138 - 200, 1951
6. KOULAGINE S.G. et KOVBASSIOUK L.D.
C.A. 149, 10-11, 1954.
7. KOULAGINE S.G. et KOVBASSIOUK L.D.
C.A. 182, 7, 1957.
8. VASSILIEV A.S.
"Travaux G.A.O." Série 2, 69, 1952.

9. VASSILIEV A.S.
" Travaux G.A.O." Série 2, 48, 1936.
10. BOCCARDI G.
Memorie d. Pont. Acc. Rom., 32, 1914
11. BOCCARDI G.
Memorie d. Pont. Acc. Rom. 1, ser. 2, 1915.
12. BOCCARDI G.
La latitudine di Pino Torinese nel 1915, Torino, 1916.
13. COURVOISIER L.
Berlin - Babels. Veröff., II Nr 4, 1919.
14. LAVRIENTIEVA E.V.
Trav. de l'Observ. Gravim. de Poltava, 2, 42-56, 1948.
15. ORLOV A. Ya.
Circulaire de l'Observatoire Astronomique d'Odessa N° 8, pages 1-2, 1924

Prix Charles Lagrange de Physique du Globe

L'Académie Royale de Belgique a attribué le prix Charles Lagrange (16^{ème} période quadriennale 1964-1968) à Mr. Raimundo O. VICENTE pour sa contribution à l'étude de l'intérieur de la Terre (7 décembre 1968).
