

MAREES TERRESTRES
BULLETIN D'INFORMATIONS

1 1 4

30 AVRIL 1993

Association Internationale de Géodésie
Commission Permanente des Marées Terrestres

Editeur Prof. Paul MELCHIOR
Observatoire Royal de Belgique
Avenue Circulaire 3
1180 Bruxelles

30 avril 1993

P.

- He-Ping SUN, B. DUCARME, V. DEHANT
Preliminary Investigations of the Atmospheric Pressure
Effect on Vertical Displacement and Gravity Observations 8334
- V.A. VOLKOV, S.N. BARSENKOV, F.P. GOUSSEVA (Traduction)
Paramètres de marées pour Obninsk déduits des observations
des variations de marées de la pesanteur de 1968 à 1981 8363
- A.K. KOURSKEYEV, K.Ch. VALIEV (Traduction)
Sur la variation temporelle du facteur d'amplitude δ à la
station de Alma-Ata (Talgar) 8367
- D.G. GRIDNIEV, You K. SARITCHEVA, V. You TIMOFEYEV (Traduction)
Variations temporelles du facteur de marées δ et propriétés
élastiques du manteau supérieur dans la région d'Irkoutsk 8371
- You K. SARITCHEVA, V. You TIMIFEYEV (Traduction)
Paramètres des marées terrestres d'après les résultats
des observations gravimétriques à Novosibirsk 8378
- G. You DITTFELD (Traduction)
Résultats préliminaires de la comparaison de longues
séries d'observations avec des gravimètres de marées 8387
- B.P. PERTSEV, M.V. YVANOVA (Traduction)
Effet indirect des marées océaniques dans les
résultats des observations extensométriques 8393
- V. You TIMOFEYEV (Traduction)
Complexité des mesures absolues et relatives des
variations de marée de la pesanteur 8398
- D.G. GRIDNIEV, V. You TIMOFEYEV, You K. SARITCHEVA,
L.V. ANISSIMOVA, O.K. MASSALSKII, G.N. GLEVESKII,
S.F. PANIN (Traduction)
Les inclinaisons de la surface terrestre dans le
Sud du Baïkal (Talaïa) 8405

Preliminary Investigations of the Atmospheric Pressure Effect on Vertical Displacement and Gravity Observations

He-Ping Sun* B. Ducarme V. Dehant
Royal Observatory of Belgium
Avenue Circulaire 3
1180, Brussels

Abstract

Deformation of the Earth and gravity variations caused by atmospheric pressure on the surface of a spherical, radially inhomogeneous, elastic Earth, are investigated by performing a convolution between real local and regional barometric pressure (geographically distributed in 1x1 degree grid system extending to more than 1000 km around the station and over six layers until about 12 km high above the Earth's surface) and mass loading Green functions (CONV method). The calculated results at Brussels in 1987 show that the maximum peak to peak values reach up to 16.5-14.2 μgal for gravity variation and 26.1-36.2 mm for vertical displacement. The corresponding effective coefficients correspond to -0.341--0.295 $\mu\text{gal}/\text{mbar}$ and 0.54-0.75 mm/mbar depending on the hypothesis for the ocean model, inverted barometer ocean (IBO) or non-inverted barometer ocean (NIBO) model, which means that the load responses at Brussels are significantly affected by the inclusion of an IBO model.

The time dependent effects of the atmospheric pressure on vertical displacements and gravity observations are also calculated using a two-coefficient correction equations (TCCE) provided by Rabbel and Zschau (RZ method 1985) with geographically distributed ground pressure data in 1.125 x 1.125 degree grid system extending to more than 1000 km around the station. Our computations demonstrate that there exists a good agreement between the results obtained with the RZ method and those obtained from the CONV method for the elastic gravity effect and vertical displacement. However there exists a discrepancy for the direct attraction of the atmospheric mass (i.e. the primary gravity part).

In order to improve the accuracy of the calculated results, we consider the curvature of the Earth by introducing in the calculation of the direct attraction of the atmospheric mass, spherical coordinates in place of the parallel plane approximation. The relation between the gravity change and the vertical displacement caused by the atmospheric pressure, obtained from our calculations and from the publications (Van Dam and Wahr 1987), is of the same order, 0.2 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ which is very similar with the value of 0.24 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ for Bouguer corrected free air gradient for spherical sources (Eggers 1987), the value of 0.215 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ (Berrino et al 1984 and Geoff et al 1991) and of 0.240 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ (Ekman 1993) for uplift gradient. Compared to the normal free air gradient of 0.308 $\mu\text{gal}/\text{mm}$, the value here is low. The geophysical explanation is that the rearrangements of the mass around the station on the surface of a deformable Earth induce a decrease in the

*Permanent address: Institute of Seismology
State Seismological Bureau
Xiao Hongshan
430071 Wuhan, Hubei
P. P. of China

gravity gradient. The results from different lateral scales and the influence of the effect of seasonal changes are also investigated in this paper. In order to verify the temporal evolution of the amplitude of the gravity variation and vertical displacement in different waves bands, a Vondrak filter is used in the analysis of the atmospheric pressure effects.

1 Introduction

The recent improvement in high precision measurement techniques and the use of the high speed electronic computers allow the detection of the crustal deformation over short time periods under the action of the astronomical forces. However, all highly accurate observations in Geophysics and Geodesy on the Earth's surface are influenced by the atmospheric effects. For example, continuous gravity recordings are mainly disturbed by the tidal signal due to the direct astronomical forces (Melchior 1980), but there is a further signal caused by the atmospheric masses which could be corrected within 10% and which consists of mainly three parts: (1) the direct attraction of the atmospheric mass, (2) the change in gravity due to the vertical displacement of the gravimeter on the deformed Earth and (3) the change in gravity due to the redistribution of the masses inside the deformed Earth. Among these parts, the effect of the direct attraction of the air mass is dominant. It correlates remarkably well with the local pressure variation and reaches up to more than $0.4 \mu\text{gal}/\text{mbar}$. The total gravitational effect induced by air pressure changes is of the order of $0.3 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ which can produce a gravity change of around $\pm 20 \mu\text{gals}$ if a pressure change of $\pm 60 \text{ mbar}$ is assumed. So it is hopeless to find out precise non-tidal gravity changes without atmospheric correction. It is, therefore, important to estimate the atmospheric pressure effects upon gravity changes for the purposes not only of more precise tidal analysis but also of the precise investigation of related phenomena.

In recent years, many scientists in the geophysical and geodetical research fields paid close attention to the study of the atmospheric pressure effect. Melchior (1964) observed by using an Askania gravimeter a coefficient between the gravity variation and the air pressure change of about $0.42 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ and a coefficient of $5.72 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ at the occasion of an exceptional storm accompanied with a sudden pressure variation of about 4 mbar (Melchior 1980). Some of the methods for the air pressure correction were discussed so far (Warburton and Goodkind 1977, Spratt 1982, Rabbel and Zschau 1985, Van Dam and Wahr 1987 and Merriam 1992). In most of these researches, the main subject is how to remove the effect of the atmospheric pressure considered as a noise.

Warburton and Goodkind (1977) used a standard atmosphere applied as a column load centered on the gravimeter, a half-space approximation for the Newtonian attraction, and a spherical elastic Earth for the deformation induced by the load. The superconducting gravimeter was used to measure the influence of barometric pressure on gravity in a frequency range 0.1-10 cycle/day.

Rabbel and Zschau (1985) presented results for two hypothetical weather systems of radii of 160 and 1000 km in a modelled atmosphere of thickness of 8.4 km. They investigated, with a two-coefficient correction equations, the influence of the deformation of the Earth due to regional atmospheric loading on VLBI results and on gravity measurements.

Van Dam and Wahr (1987) calculated the effects of the global atmospheric pressure, including those associated with short-term synoptic storms on surface point positioning measurements and on surface gravity

observations by performing a convolution sum between daily, global barometric pressure data and mass loading Green functions. They obtained a maximum vertical displacement of about 12-20 mm with accompanying gravity perturbations of 3-6 μgal ; baseline changes can be as large as 20 mm or more.

Merriam (1992) investigated the relation between atmospheric pressure and gravity by using the gravity Green functions for a load of a modelled atmosphere on a spherical, elastic Earth. He suggested that the total signal due to global pressure on gravity is about 30 μgal , of which about 90 percent is produced by the atmosphere within 50 km around the gravity station.

For the calculation of the atmospheric effects on gravity and vertical displacement, we use the data from the European Center for Medium Range Weather Forecasts (ECMRWF) namely, for the year 1987, the geographically distribution of isobars in a $1^\circ \times 1^\circ$ grid system extending to more than 1000 km around the station and over six layers until 12 km above the Earth's surface, on one side, and ground atmospheric pressure and temperature data in a $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ grid system with the same extension, on the other side. The period and the latitudinal and longitudinal ranges of the data are nearly the same in both the $1^\circ \times 1^\circ$ and the $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ grid systems.

The atmospheric effects on gravity and vertical displacement are calculated by executing a convolution between the local and the regional barometric pressure data and the mass loading Green functions (CONV method). The values of the Green functions which depend on the corresponding load Love numbers, are expressed as a function of the angular distance between the loading element and the observing point. The related calculation results are simply summed over all the loading elements. In the calculation of the direct attraction of the atmospheric mass, the curvature of the Earth is considered by introducing spherical coordinates in place of the parallel plan approximation. The attraction of each small volume in different layers, which depends on the subdivided grids according to different angular distances, is calculated. The total attraction at the station is obtained by summing the result of each small volume. Together with the results of the elastic effect obtained by using the convolution, we evaluated the total changes of the gravitational acceleration at Brussels.

The two-coefficient correction equations provided by Rabbel and Zschau (RZ method) are also used so that the numerical results obtained by this method will be compared with those obtained from the CONV method.

Another part of this work concerns the hypothesis taken over the oceans in the CONV method. Two kinds of gravity and vertical displacement series induced by atmospheric pressure will be evaluated based on two different assumptions for the ocean response: an inverted barometer ocean (IBO model) and a non-inverted barometer ocean (NIBO model). The dependence of the admittance on lateral scale of the weather system will also be investigated hereafter.

2 Data preparation

1) observed local air pressure data

A standard station for air pressure measurements is installed at the Royal Meteorological Institute (RMI) of Belgium. The barometric pressure instruments are located about 50 meters away from the superconducting gravimeter. Air pressure data are recorded every two hours.

2) Data from ECMRWF

a) 1.125x1.125 degree grid system

We obtained from the European Center for Medium-Range Weather Forecasts (ECMRWF), the air pressure and temperature data on ground surface for 1987 in a grid system of 1.125x1.125 degrees (Fig.1(a)), named FM92-VIII Ext.GRIB which is widely used to represent forecast and which is stored on magnetic tape in binary code. It has been used within ECMRWF to represent data within the new Meteorological Archives and Retrieval System (MARS). The readings at 0:00, 6:00, 12:00, 18:00 each day and in a geographically distributed area extending to more than 1000 km around the station (longitude ranges from $-10^{\circ}.125$ to $25^{\circ}.875$ and latitude ranges from $39^{\circ}.375$ to $59^{\circ}.625$).

b) 1x1 degree grid system

We also obtained from ECMRWF the atmospheric pressure data in a grid system of 1x1 degrees (Fig.1(b)) in which the air pressure values of 6 layers up to about 12 km above the Earth's surface are given in 1987. The readings each day are the same as in 1.125x1.125 degree grid system and in a same geographically distribution around the station (longitude ranges from -10° to 25° and latitude ranges from 40° to 60°). However the origin mentioned in the grid heading is in North-West corner, the latest point mentioned in the grid heading is the South-East corner. Longitudes, given row by row, start in the West and increase Eastwards; within each row, values are running from North to South which is quite different with the data in the 1.125x1.125 degree grid system where latitudes, given row by row, start in the North and increase Southwards, and within each row, values are running from West to East.

3) Geographically distribution of atmospheric pressure

Based on the pressure data in the 1.125x1.125 and in the 1x1 degree grid systems, the average geographically distribution of air pressure in January is shown in Fig.2(a) and (b).

From these diagrams, one can easily observe that high pressure values are located in the regions of low altitude. On the contrary, in the Alpine regions, the atmospheric pressure is relatively low. However, the distribution of the atmospheric pressure changes as time.

4) Comparison of the pressure data at Brussels station

In order to verify the reading of the air pressure changes, we have compared the observed air pressure data at the Brussels station with those located at the corresponding grid numbers (for Brussels, the numbers are 304 and 311 in the 1x1 and in the 1.125x1.125 degree grid systems respectively). There exists a difference of about 1 mbar in January 1987. The reason is that the center of the grid element is not situated exactly at Brussels. When some passages of cyclones or anticyclones appear, the difference can be larger, for example, the maximum difference between the observed values, those in the 1x1 grid system and those in 1.125x1.125 grid system, can reach up to 3-5 mbar in 1987 (Sun He-Ping 1993).

3 Methods of computation

1) Two-coefficient correction equations (RZ method)

Rabbel and Zschau (1985) looked at the magnitude of deformations and gravity changes caused by regional and global variation in air pressure distribution supposing that cyclonic or anticyclonic areas are geometrically simple. The isobars are near to being circular and, in a first approximation, the anomalous pressure may be described by the simple formula

$$P(r) = P_{\max} \exp(-r^2/r_0^2)$$

Here r is the distance from the center of the (anti-)cyclone, P_{\max} is the maximum pressure anomaly at the center, and r_0 the distance at which the anomaly has dropped to P_{\max}/e ($e=2.718$). All the calculated deformations and gravity changes are normalized to $P_{\max} = 1$ mbar so that the results for any maximum pressure can be readily deduced. They suggested that low and high air pressure with periods of some days as well as seasonal variations of mean air pressure produce quasi-periodic surface deformations.

The correction of air pressure effects on vertical displacement and gravity requires an estimate of the characteristic wavelengths contained in a pressure distribution. Besides involving a certain amount of subjectivity such an estimation may also involve something of the pressure distribution. Rabbel and Zschau are therefore proposing a simpler method, which uses only two regression coefficients, one belonging to the long-wavelength loading and the other belonging to the short-wavelength loading. The proposed air pressure corrections are as follows

$$\begin{aligned} \text{Radial displacement: } u &= -0.90\check{p} - 0.35(p-\check{p}) \\ \text{Primary gravity: } g &= 0.36\bar{p} + 0.41(p-\bar{p}) \\ \text{Secondary gravity: } g &= -0.17\check{p} - 0.08(p-\check{p}) \\ \text{Total gravity: } g &= g_p + g_s \end{aligned} \quad (1)$$

where u will be in mm and the gravity values will be in μgal if the pressure values p , \bar{p} , \check{p} are taken in mbar (1 mbar equal 100 Pascals). p is the measured pressure variation at the surface point under investigation, \bar{p} denotes the long-wavelength component of the pressure variation. It is obtained by averaging the pressure variation in a surrounding area of 2000 km. \check{p} is obtained in same way, except that the pressure changes for the ocean areas are set to zero. This is necessary in order to account for the inverse barometer effect of the oceans which influence the radial displacements and the secondary gravity changes.

2) Calculation of direct attraction

Local and regional air pressure variation affects namely the gravity values on the surface of the Earth through direct attraction of the atmospheric mass. The gravity corrections are usually made with an admittance for a parallel plane atmosphere, of $-0.43 \mu\text{gal}/\text{mbar}$, but for the precise gravity measurement, it is not accurate enough. Of course, we can also determine experimentally the admittance by fitting air pressure to the continuous gravity record. However, the experimental admittance is typically about 10% lower than the parallel plane model predicts (T.M. Niebauer 1988). Most of this discrepancy is simply due to the hypothesis of the parallel plane approximation. For the regional atmospheric correction we must take into account the effect caused by the spherical shape of the Earth. Moreover, in practice, the consideration of only the first layer of the ground pressure is not sufficient. A more appropriate calculation is done by introducing correction functions of the scale height of the atmosphere and

of the size of the regional air pressure. A preliminary calculation shows indeed that the scale height of the atmosphere and the curvature of the Earth introduce important corrections to the local air pressure admittance.

For the estimation of an atmospheric mass attraction, and for a small volume above the Earth's surface referred to by the index i and in a given atmospheric layer, the direct attraction can be written as follows

$$\Delta g_{ijk}^a = G \frac{m_{ijk}}{D_i^2} \cos \alpha_{ijk} \quad (2)$$

where G is the gravitational constant, D_i distance between the observation point and load point, α_{ijk} the angle between the direction of the bases and the radius of the Earth (figure 3(a)). $m_{ijk} = \rho_i v_{ijk}$ denotes the air mass and can be simply expressed in spherical coordinates by

$$m_{ijk} = \iiint_{V_{ijk}} \rho_i r_i^2 \sin \theta_j dr_i d\theta_j d\psi_k \quad (3)$$

where ρ is air density and $v_{ijk} = v_{ijk}(r_i, \theta_j, \psi_k)$ represents a small loading volume which ranges for the radius: from r_i to r_{i+1} (the original point is situated at the Earth's center), for the direction angle: from θ_j to θ_{j+1} and for the angular distance: from ψ_k to ψ_{k+1} (figure 3(b)). The introduction of the spherical coordinates is done in order to fit the effect of the curvature of the Earth.

For the calculation of the distance D_i between the observation station and the center of the air mass volume, we have

$$D_i = (R^2 + r_i^2 - 2 R r_i \cos \psi_k)^{1/2} \quad (4)$$

where R is the distance between the Earth's centre and the station, $\cos \psi_k$ can be simply calculated from the spherical triangle formula if we know the longitude and colatitude of the station (λ, θ) and of the load point (λ'_j, θ'_j)

$$\cos \psi_k = \cos \theta \cos \theta'_j + \sin \theta \sin \theta'_j \cos(\lambda'_j - \lambda) \quad (5)$$

Then the total attraction of the atmospheric mass g^a at the time t will be

$$g^a(t, \psi) = \sum_{i=1}^M \sum_{n=1}^N \Delta g_{in}^a(t, \psi_{in}) \quad (6)$$

where $\Delta g_{in}^a(t, \psi_{in})$ is the contribution from one small volum, N represents the total number of the grid elements in the region surrounding the station depending on the maximum angular distance (ψ) , we have $N=756$ for the 1° degree grid system. M denotes the total number of the atmospheric layers.

Up to now the remaining problem is how to evaluate the density ρ_i in formula (3). In general we can take three different methods to solve this problem according to the original data we have and to the precision we expect.

(1) Following the thermodynamics, the equation of an ideal gas is expressed as

$$P V = m R_0 T \quad (7)$$

where in the IS system, P is the air pressure in Pascals, V is the volume in m^3 , m is air mass in kg, R_0 is a specific constant of gas, which is $287.05 J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ K^{-1}$ for dry air and $461.51 J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ K^{-1}$ for water vapor, and T represents the temperature.

Since the density of the mass can be expressed as $\rho = m/V$, within a small volume we can simply have

$$\rho_i = P/R_0 T_i \quad (kg/m^3) \quad (8)$$

If the temperature T changes in different volumes considered, then the density of the masses will change accordingly. The problem to use this formula is that we have to know the geographical distribution of the temperature data in advance not only for the ground surface but also for the scale height of the different layers, which can lead to a great number of data in the calculation (about 13×10^6 data each year), if we consider a long period, it will be expensive and take too much computer time.

(2) From the other side, some approximations can be taken for the computation of the air density. We consider that the air density in each layer is uniform so that the air density can be directly deduced from the static equilibrium relationship of gas. The air pressure difference in a small volume element in a gravitational field is simply expressed as

$$dp = -\rho g dz \quad (9)$$

Then the density of the atmosphere in a specified layer can be written as

$$\rho_i = -\left(\frac{1}{g}\right) \frac{dp_i}{dz_i} \quad (10)$$

where $dp_i = p_i - p_{i+1}$ is the air pressure difference, $dz_i = r_i - r_{i+1}$ is the height between the i th and the $(i+1)$ th layer, and g is the gravity of the unit mass in a small volume in this layer.

(3) A more convenient calculation of the air density is based on the hypothesis that the density of the atmosphere can be approximated by an exponential function with a scale height λ and a surface density ρ_0 .

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-z/\lambda} \quad (11)$$

The density scale height λ varies seasonally between about 8.5 km in winter months and 9.5 km in summer months. If we take $z = r - R$ (figure 3), expanding in Taylor's series, formula (11) can be approximated as follows

$$\rho(r) = A + B(r-R) + C(r-R)^2 \quad (12)$$

where A, B, and C are constant corresponding to the surface density of the atmospheric mass and the scale height of the atmosphere.

3) Calculation of the elastic effect (CONV method)

The method of the loading effect calculation for a given Earth model and a given load distribution is now standard (Longman 1962). Farrell (1972) constructed first the Green functions to describe the response of an elastic Earth to a point load on the Earth's surface. We can then conveniently determine the displacements and the gravity changes due to any surface load (for example, oceanic loading (Sun He-Ping 1992) and

atmospheric pressure loading) by performing a convolution (CONV method) around a defined observation station. The following formula in the numerical realization is used

$$g^e(t, \psi) = \sum_{i=1}^M \sum_{n=1}^N L_{in}(t) G_{in}(\psi_{in}) \quad (13)$$

where $g^e(t, \psi)$ is the time dependent elastic gravity change caused by the vertical displacement at the gravity station on the deformed Earth and by the redistribution of the mass inside the deformed Earth. $L_{in}(t)$ indicates the amount of air load in the grid element considered, the numbers N and M have the same conventions as in the formula (6) and $G_{in}(\psi_{in})$ is the Green function determined from the load Love numbers h'_m and k'_m of the order m . As an example for the gravity, the Green function can be expressed as follows

$$G(\psi) = \frac{g}{M} \sum_{m=0}^{\infty} [2h'_m - (n+1)k'_m] P_m(\cos\psi) \quad (14)$$

The load Love numbers can be calculated in advance according to the different given Earth models. Calculation has been carried out for a spherical and radially stratified Earth. The Gutenberg-Bullen Earth Model as tabulated in Alterman et al (1961) is used for the Green functions provided by Farrell in 1972. We used the same Earth model and thus the same Green functions so that the atmospheric pressure loading results can be compared with the ones provided by other authors.

Figure 3 shows how the parameters are chosen in the calculation of the atmospheric effects on vertical displacement and gravity. When the position of load point (θ', λ') and the position of the station (θ, λ) are given, the angular distance ψ can be easily calculated by using formula (5) and the distance D_i between the station and the loading point determined by using formula (4).

Since the atmospheric pressure changes, which are caused by the passage of low and high pressure, are regional phenomena on the Earth whose scale length is from several km to a few thousand of km, it is considered that the responses induced by the loads reflect mainly the corresponding scales of the pressure around the observing station. For this reason, the size of each grid unit must depend on its distance to the surface point for which the loading calculations are carried out. In order to obtain more precise results, a subdivision of the volume close to the station must be considered. For example, for the nearest region to the station and for the calculation of the direct attraction of the air mass, the grid elements are further subdivided into smaller units as $(\frac{1}{5})^\circ * (\frac{1}{5})^\circ * (\frac{1}{5})^\circ dr$ when the angular distance is less than 8° and as $(\frac{1}{10})^\circ * (\frac{1}{10})^\circ * (\frac{1}{5})^\circ dr$ when the angular distance is less than 1° . Here dr represents the height difference between two neighboring layers. For the estimation of the elastic effect, the grid elements are further subdivided into small units as $(\frac{1}{10})^\circ * (\frac{1}{10})^\circ * (\frac{1}{3})^\circ dr$ when the angular distance is less than 5.8° (figure 3(c)). The values of the Green functions which are assigned to each grid loading element, are functions of the angular distance. Each Green function is multiplied by the atmospheric loads at the corresponding angular distances and the results are simply summed together. In this way, we determined the radial displacement and the elastic gravity effect at Brussels induced by the air pressure variation.

4 Results and discussion

1) Comparison of the results from the two grid systems

The drawing programs SURFER provided by Golden Software, Inc., Colorado U.S.A. are employed to interpolate the geographically distributed original data of the 1.125x1.125 degree grid system for matching these data with those in the grid system of the 1x1 degrees in order to compare the results obtained from these two different grid systems. The interpolations of the data are completed on a PC computer and copied to the Apollo main computer.

In the process of the interpolation, the Kriging method is employed, it uses geostatistical techniques to calculate the autocorrelation between data points and produces a minimum variance unbiased estimate.

The air pressure changes at Brussels before and after interpolation are presented in figure 4(a) where the maximum difference reaches up to 1-2.5 mbar in the first three months in 1987. The related atmospheric pressure effects on the vertical displacement and on the gravity variation are presented respectively in figure 4(b) and 4(c). The difference is about 0.5-1.2 mm for the vertical displacement and about 0.3-1.0 μgal for gravity variation.

2) Results with the RZ method

By using the two-coefficient correction equations (1), we calculate the gravity variation and vertical displacement (figure 5(a) and (c)) in 1987 at Brussels caused by air pressure changes. The original ground pressure data in the 1.125x1.125 degree grid system are used. Figure 5(b) provides a comparison between the direct attraction of the atmospheric mass and the elastic effect induced by a deformable Earth on gravity. The calculated admittance between air pressure change and gravity variation is -0.416 for the direct attraction of the air mass and $0.120 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ for the elastic effect of the deformed Earth. For the total gravity, the effective coefficient is $-0.296 \mu\text{gal}/\text{mbar}$. The peak to peak maximum value in the vertical displacements is about 32 mm. This is a very large effect that can be detected in the crustal deformation. We can then easily deduce a relation between air pressure change and displacement; this transfer coefficient is about $0.65 \text{ mm}/\text{mbar}$.

3) Results with the CONV method

According to the convolution equation (13), the atmospheric loading results are presented in figure 6(a). The original geographically distribution of air pressure data in the 1x1 degree grid system for 6 layers and for the first three months of 1987 are employed. The direct attraction of the atmospheric mass is calculated according to the formula (6) and the comparison with the elastic effects induced by a deformable Earth are shown in figure 6(b). The vertical displacement caused by the air pressure changes is drawn in figure 6(c). The numerical values of the direct attraction of the mass, the elastic effect and the vertical displacement are tabulated in table 1(1). From the table, one can also see that the maximum peak to peak direct attraction induced by the air pressure can reach up to $22.3 \mu\text{gal}$ and that the maximum peak to peak elastic effect induced for a deformable Earth reaches $5.827 \mu\text{gal}$. We can accept an admittance between air pressure change and gravity fluctuation which is about $-0.461 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ for the direct attraction and $0.120 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ for the elastic effect. The total effect of the atmospheric loading is $-0.341 \mu\text{gal}/\text{mbar}$. Here the inverted barometer

ocean (IBO) model is introduced, the comparison with the results obtained from a non-inverted barometer ocean (NIBO) model will be discussed later on (section 6).

4) Results from different stations

In order to verify the geographical distribution of the vertical displacements, we calculate the related effects for different stations in the grid system of 1.125×1.125 degrees (figure 1(a)). The comparison of the vertical displacement between two different stations is shown in figure 7(a) for stations (311) and (473), in figure 7(b) for stations (223) and (473). The comparison of the displacements among the stations of (473), (383), (206) and (223) is shown in figure 7(c). In these figures, a time lag of about several hours to 1-2 days between the results obtained for two different stations can be observed. This reflects really the effects of the movement in the weather system. Table 2 shows the related numerical values of the air pressure changes and displacements. We can conclude that the maximum peak to peak observed difference in the change of the air pressure between two different stations for the first three months in 1987 can reach up to 17 mbar and the maximum difference of the displacement between two stations can reach up to a magnitude of 11 mm. The admittances between air pressure changes and vertical displacement range between 0.527 mm/mbar and 0.595 mm/mbar. From these magnitudes we conclude that when one uses stations for baseline measurements, it is absolutely necessary to take into account the atmospheric pressure corrections.

5) Results after introducing the observed local air pressure at the station in the grid

The comparison between the observed local air pressure changes and those from the grid system at the station of Brussels for the first three months in 1987 has been shown (see 2.4). From the analysis of the results, we know that there exists a possible difference of about 1.0-2.0 mbar. We have then replaced the atmospheric pressure in the grid at Brussels by the local value. The maximum differences before and after introducing the observed local air pressure are about $-0.8 \mu\text{gal}$ for the direct attraction of the air mass and $0.1 \mu\text{gal}$ for the elastic effect of a deformable earth, the total effect of such a change can reach about $-0.7 \mu\text{gal}$. For the vertical displacement, the difference before and after introducing the observed air pressure at station is about 0.44 mm, the discrepancy of the admittance reaches about 0.024 mm/mbar (see Sun He-Ping 1993).

6) Results depending on the ocean response model (either the IBO or the NIBO model)

Deformation and gravitational accelerations are calculated considering two different hypothesis: the inverted barometer ocean hypothesis (IBO model) and the non-inverted barometer ocean hypothesis (NIBO model). The IBO model states that for every 1 millibar increase in atmospheric pressure, the sea surface depresses locally by 1 cm. This implies that the ocean basins experience none of the forces associated with the barometric pressure fluctuations and is equivalent to setting the total incremental mass load over the ocean basins equal to zero.

It is likely that the ocean does respond to pressure as an inverted barometer at the periods of days and weeks. From the comparison of local pressure and tide gauge data, it is concluded that a local inverted barometer response is probably also appropriate at periods of 3 or 4 days

(Wunsch 1972). But the well-known non-equilibrium diurnal ocean tides imply that the global response is certainly not an inverted barometer at periods close to 1 day. An extreme could be to consider that for these periods the oceans experience none of the forces associated with the barometric pressure fluctuation and pass these forces to the Earth under the ocean.

We have computed the two bounds for the actual Earth by using both the IBO and the NIBO models in the case of the convolution method. Smaller estimates of atmospheric loading effects are obtained for the IBO model. We note that the choice only affects the elastic part of the gravity variation and displacement. The comparison of the results obtained from both the IBO and the NIBO models are plotted in figure 8 and listed in table 1.

From figure 8(a)-(b), one can see a smaller vertical displacement and a smaller elastic part of the gravity variation in the case of the IBO model. The maximum peak to peak difference between the two cases is about 10 mm for vertical displacement. The admittances are 0.54 mm/mbar and 0.75 mm/mbar depending on the hypotheses of the IBO and the NIBO models. From figure 8(c) one sees that the total gravity variation plotted with a dashed line (b) and associated with the NIBO model shows smaller amplitudes than the one corresponding to the solid line (a) and associated with the IBO model. The maximum peak to peak difference between them is about 2.2 μgal for the gravity perturbation (figure 8(b)-(c) and table 1). A large increase for the total gravity variation is not surprising in the case of the inverted barometer assumption, the crust under the ocean no longer experiences the effects of the pressure fluctuations and no longer contributes to the deformations. The admittances are between $-0.341 \mu\text{gal/mbar}$ and $-0.295 \mu\text{gal/mbar}$ depending on the hypothesis for the ocean response (inverted barometer or not).

7) Results from different lateral scales

The dependence of the admittance on the lateral scales of the weather system presumably explains why the admittance between pressure and gravity varies from station to station and from time to time. We calculated the effect of the atmospheric pressure on displacement and gravity by using the ground air pressure data in 1.125x1.125 degree grid system and by using the RZ method for three months in 1987. The results are presented in table 3. The admittances between gravity variation and air pressure change are $-0.328 \mu\text{gal/mbar}$ for loads extending up to 160 km, $-0.321 \mu\text{gal/mbar}$ for loads extending up to 400 km, $-0.312 \mu\text{gal/mbar}$ for loads extending up to 600 km and $-0.287 \mu\text{gal/mbar}$ for loads extending up to 1000 km. The admittances between vertical displacement and air pressure changes are 0.356 mm/mbar for loads extending up to 160 km, 0.380 mm/mbar for loads extending up to 400 km, 0.411 mm/mbar for loads extending up to 600 km and 0.476 mm/mbar for loads extending up to 1000 km. Here the results are preliminary and there is still much work to be done by using the convolution method as the scale height of the atmosphere, the curvature of the Earth, and the relative contributions of the Newtonian attraction and elastic loading, combine in a complex way within a few degrees of the gravity site to produce a broad zone surrounding the instrument (Merriam 1992).

8) Seasonal changes of the atmospheric pressure effect on gravity observation

Figure 9(a)-(c) show the relation between air pressure changes and gravity variations in January, May and September respectively in order to check the seasonal changes of the atmospheric pressure effect. From these graphs, one can easily see that in September, the maximum peak to peak

amplitude of the air pressure changes (about 21 mbar) is smaller than the one in January (about 35 mbar). The gravity variation has the same tendencies as the air pressure change. Further, the admittances will change with seasons. Here we consider that the admittance can be represented to a first approximation by the ratio between the peak to peak pressure variation to the peak to peak gravity variation. We know that the gravity fluctuation as well as the pressure variation are different from one season to the other, i.e., they are both smaller in summer time than in winter time. This useful conclusion coincides with real geophysical phenomenon. This reflects the seasonal characteristics of the weather systems.

9) Relationship between gravity change and the vertical displacement

From the results of our computations, the maximum peak to peak vertical displacement induced at the deformable Earth's surface can reach up to 26-36 mm with accompanying gravity perturbation reaching up to 5.8-8.0 μgal depending on the hypothesis used for the ocean (inverted barometer or not). From our numerical computations, the relation between the gravity value and the vertical displacement at Brussels is 0.22 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ which is a low value compared to the relation normally used, which is about 0.308 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ for free air gravity gradient. The reason is simply due to the consideration of a deformable Earth in the first case: the mass rearrangements and deformations around the station can cause gravity to decrease, while in the latter case, no deformation of the Earth is taken into account.

10) Application of the Vondrak Filter on the time dependent atmospheric pressure effects

In data analysis, the Vondrak smoothing method (Vondrak 1977) is often used for reducing the random errors in the observations. It is also employed as a filtering method as it is actually a filter function for one part of the frequency domain.

Figure 10 shows the curves of the transform in the frequency domain of a Vondrak filter for different smoothing parameters. These curves reflect the filtering properties (smoothing properties) for using different smoothing factors (ϵ). In the figure, the frequencies on x-axis corresponding to $T=0$, are filtered out, the frequencies corresponding to $0 < T < 1$ will be partly filtered out and those corresponding to $T=1$, are not deformed in the process of filtering which means that the original signal will remain identical for these frequencies.

By using the Vondrak filter two times, we construct some frequency band pass filters and apply them in different part of the spectrum. The filtered results of the gravity variation caused by atmospheric pressure for filtering out all the frequencies except those around 24 hours, 25 days and 50 days are showed respectively in figure 11(a)-(c). The filtered results for the vertical displacements induced by atmospheric pressure for filtering out all the frequencies except those around 10 days and 25 days are shown respectively in figure 11(d)-(e). In these cases, we can verify the temporal evolution of the amplitude of the gravity variation and displacements for the different waves bands.

The transfer-function of the digital filter of Vondrak for the frequency bands corresponding to 24 hours and 50 days are shown in figure 12(a)-(b).

11) Comparison of the maximum amplitudes

The comparison of the maximum amplitude of the atmospheric pressure effects obtained by our calculations on vertical displacement and gravity with the ones referenced in publications is very useful to check the results and to verify the magnitudes of the air pressure effects in a global sense. The corresponding results published by Rabbel and Zschau, Van Dam and Wahr and in this report are listed in table 4. The values in the table are first approximation taken as the peak to peak amplitudes. From the table, one can see that the vertical displacements that we obtained are about 24.1 mm and 26.1 mm using the RZ and the CONV methods which corresponds to the 25.0 mm obtained by Rabbel and Zschau. This proves that by using the RZ method, we can calculate a result which is very close to the one obtained from exact loading calculations by using a convolution between the local and regional atmospheric loads and the loading Green functions. This conclusion can also be proved on the basis of the results of Van Dam and Wahr: they obtained a maximum displacement at Onsala, Sweden, in 1980 of 30-45 mm with accompanying gravity perturbation of 6.0-8.0 μgal depending on the IBO and the NIBO models, which gives a relation of about 0.18-0.20 $\mu\text{gal}/\text{mm}$. From our calculations, both the RZ method and the CONV methods give a relation 0.22 $\mu\text{gal}/\text{mm}$. The magnitude is almost the same which is very similar with the $\Delta g/\Delta h$ value of 0.24 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ (Eggers 1987) for Bouguer corrected free-air gradient for spherical sources and the $\Delta g/\Delta h$ value of 0.215 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ (Berrino et al 1984 and Geoff Brown et al 1991) and 0.24 $\mu\text{gal}/\text{mm}$ (Ekman 1993) for the uplift gradient.

From the table we can also see that there exists a discrepancy for the total gravity value between the CONV method and the RZ method. From the analysis together with the tables 1 and 3, we found that the discrepancy is due to the direct attraction term. It suggests that the first term of a two-coefficient correction equations is too small for the station of Brussels.

5 Conclusions and discussion

Using the real local and regional data around the Brussels' observing gravity station and performing a convolution between atmospheric pressure and loading Green functions, maximum values for the atmospheric pressure effect on the vertical displacement of about 26-36 mm and on the elastic part of the gravity of about 5.8-8.0 μgal are obtained considering both the IBO and the NIBO hypothesis respectively. These results show that the response to atmospheric loading are significantly affected by the choice of the ocean hypothesis. The effective coefficients between the so-obtained variations and the local atmospheric pressure are 0.120-0.167 $\mu\text{gal}/\text{mbar}$ for gravity variation and 0.539-0.748 mm/mbar for vertical displacement (the first numbers correspond to the IBO hypothesis and the second to the NIBO hypothesis). The direct attraction of the air mass influences the local gravity at about 22.3 μgal , the admittance is about -0.461 $\mu\text{gal}/\text{mbar}$. For the total gravity variations, the local admittances (transfer function between local pressure and gravity variation) are -0.341 $\mu\text{gal}/\text{mbar}$ and -0.295 $\mu\text{gal}/\text{mbar}$ depending on the hypothesis for the ocean response (inverted barometer or not).

The comparison between the results obtained from the RZ method and the CONV method shows a good agreement for the vertical displacement and the elastic effect of the gravity variation. This conclusion is also confirmed by the results published by Van Dam and Wahr (1987). However, the direct

attraction term in the two-coefficient correction equations provided by Rabbel and Zschau (1986) is too small at Brussels.

The use of the IBO model can fit the calculated admittance to the regression coefficient between the local air pressure and the observed gravity residuals at Brussels (De Meyer & Ducarme 1986, Ducarme et al 1986). The possible reason is that Brussels is situated closer to the North Sea shore which experiences a large effect of the IBO model. From our calculation, the effect of the IBO model on the results caused by the atmospheric pressure changes is much smaller for the inland stations, for example, at Bad Hombourg and Wettzell. In the IBO model, the basin of the ocean no longer reflects the effect of the air pressure changes and no longer contributes to the deformation of the Earth. Van Dam and Wahr already had a similar conclusion between Onsala (Sweden) a coastal station and Boulder (California) a continental station.

The results obtained by our calculations agree globally quite well with those of Van Dam and Wahr, Rabbel and Zschau, despite very small differences. From the analysis, we can see that these discrepancies may have different causes: (1) the model of the atmosphere taken in the calculation, (2) the observation interval of the original air pressure data, (3) the extension of region where the regional and global air pressure are considered, (4) the scale height of the atmosphere and (5) the distance of the station to the oceanic area.

The relation between the gravity change and the vertical displacement caused by the atmospheric pressure, obtained from our calculations and from the publications of Van Dam and Wahr, are of the same order of magnitude, i.e. around $0.20 \mu\text{gal}/\text{mm}$ which is very similar to the Bouguer corrected free-air gradient and uplift gradient. Comparing to a normal gradient, which we usually call free air gravity gradient, of about $0.308 \mu\text{gal}/\text{mm}$, the value here is low. The geophysical explanation is that the rearrangements of the mass around the station on the deformable Earth's surface which is considered in our calculations cause a decrease in the gravity gradient.

The dependence of the admittance calculated by using the RZ method for gravity fluctuations at the station on lateral scale of the weather system presumably explains why an admittance between pressure and gravity varies from station to station and from time to time. For example, the admittance is ranging from -0.328 to $-0.287 \mu\text{gal}/\text{mbar}$ for loads extending up to 160 km and 1000 km respectively for the first three months of 1987 at Brussels. For the vertical displacement and for the same loading extensions and the same periods, the admittance is ranging from 0.356 to $0.476 \text{ mm}/\text{mbar}$ (table 3). However, these results obtained with the ground air pressure data in 1.125×1.125 degree grid system are very preliminary, we plan to use the CONV method with the air pressure data over 6 layers until about 12 km above Earth's surface in 1×1 degree grid system to get the corresponding admittances that depend on the lateral scales as the scale height of the atmosphere, the curvature of the Earth, the relative contributions of the Newtonian attraction and the elastic effect, combine in a complex way within a few degrees of the station. The effects of the seasonal changes can be noted on vertical displacement and on gravity perturbation. They are larger during the winter seasons; this reflects the seasonal characteristics of the weather system.

The correction of the superconducting gravimeter observations by using calculated atmospheric pressure effects is preliminary developed. The results show that the observed residues (after removing the theoretical gravity tides from the observations) are dominated by the atmospheric pressure signals. These signals are broad-band, from hours to several months and must be carefully removed before taking full advantage of the sensitivity of the instrument in order to study the non-tidal responses of

the Earth (discussion later).

The results mentioned here above are only a first step in understanding the atmospheric pressure effects on gravity and on Earth's surface deformation. There is still much work to do. We will continue this study, on one hand, by calculating the effects of the air pressure for different stations and correcting the gravity observations; on the other hand, we plan to construct different frequency band pass filters (as discussed in part 4, section 10), and we will apply these filters on the time dependent atmospheric pressure changes, on the gravity variations and on the vertical displacements, so that we can precisely obtain the corresponding admittances in the frequency domain.

6 Acknowledgement

The authors are grateful to Prof. P. Pâquet, director of the Royal Observatory of Belgium, who provided us many useful helps in the process of executing the research subject.

Prof. P. Melchior, honorary director of the Royal Observatory of Belgium, who gave us suitable suggestions and corrected the manuscript, is also acknowledged. Mr. O. Francis contributed a part of his work in the beginning.

Dr. Vanlierde R., Royal Meteorological Institute of Belgium, who helped us in the data preparation, is also thanked.

All the computations are performed at the International Center of the Earth Tides in Belgium

References

Berrino G., Corrado G., Luongo G. and Toro B., 1984. Ground deformation and gravity changes accompanying the 1982 Pozzuoli uplift. *Bull. Volc.* 47-2, 187-200.

De Meyer F., Ducarme B., 1986. Input-output analysis of the observations of superconducting gravimeter. *Proc. 10th Int. Symp. on Earth Tides*, Sept. 23-28, 1985, Consejo Sup. de Invest. Cientificas, 531-554.

Ducarme B., Van Ruymbeke M., Poitevin C., 1986. Three years of registration with a superconducting gravimeter at the Royal Observatory of Belgium. *Proc. 10th Int. Symp. on Earth Tides*, Madrid, Sept. 23-28, 1985, Consejo Sup. de Invest. Cientificas: 113-129.

Eggers A. A., 1987. Residual gravity changes and eruption magnitudes. *J. Volc. Geotherm. Res.* 33, 201-216.

Ekman M., 1993. Postglacial rebound and sea level phenomena, with special reference to Fennoscandia and the Baltic Sea. *Publications of the Finnish Geodetic Institute*, 115, 42-45.

Farrell, W. E., 1972. Deformation of the Earth by surface loads. *Rev. Geophys.*, 10, 761-797.

Francis O., 1988. Integration de l'inelasticite du manteau et de la pression atmospherique dans le calcul des effets indirects en une station d'observation, Rapport pour DEA, Universite Catholique de Lovain.

Geoff Brown and Hazel Rymer, 1991. Microgravity monitoring at active volcanoes: a review of theory and practice. Conseil de L'Europe, Proceedings of the workshop: geodynamical instrumentation applied to volcanic areas, Luxembourg.

Longman J.M., 1962. A Green's function for determining the deformation of the Earth under surface mass loads. *J. Geophys. Res.*, 67, 845-850.

Melchior P., 1980. The tides of the planet earth. Pergamon Press, Oxford, 2nd edition.

Merriam J.B., 1992. Atmospheric pressure and gravity. *Geophys. J. Int.*, 109, 488-500.

Niebauer T.M., 1988. Correcting gravity measurements for the effect of local air pressure. *J. Geophys. Res.*, 93, B7, 7989-7991.

Rabbel W. and Zschau J., 1985. Static deformations and gravity changes at Earth's surface due to atmospheric loading. *J. Geophys.*, 56, 81-89.

Richter B., 1986. The spectrum of a registration with a superconducting gravimeter, Proc. 10th Int. Symp. on Earth Tides, Madrid, Sept. 23-28, 1985, Consejo Sup. de Invest. Cientificas: 131-139.

Spratt R. J., 1982. Modelling of the effect of atmospheric pressure variation on gravity. *Geophys. J. R. Astr., Soc.* 71, 173-186.

Surfer, version 4.15, 1990. Golden Software Inc., USA.

Sun He-Ping, 1992. Comprehensive researches for the effect of the ocean loading on gravity observations in the Western Pacific Area, *Marees Terrestres Bulletin d'Informations*, 113, 8271-8292.

Sun He-Ping, 1993. Calculation of the atmospheric pressure effect on vertical displacements and gravity variations: correction of superconducting gravimeter observations, report for DEA, 87 pages, Faculte des Sciences, Catholic University of Louvain, Belgium.

Van Dam T.M. and Wahr J.M., 1987. Displacements of the Earth's surface due to atmospheric loading: effects on gravity and baseline measurements. *J. Geophys. Res.*, 92, B2, 1281-1286.

Vondrak, J., 1977. Problem of smoothing observational data, *Bull. Astron. Inst. Czech.* 28, No.2, 84.

Wang Kunyi, Zhou Xiong, 1981. Study of the Whittaker-Vondrak filtering method, *Journal of Astron.*, vol.22, No.2, 120.

Warburton R. R., and Goodkind M., 1977. The influence of barometric pressure variations on gravity. *Geophys. J. R. astr., Soc.*, 48, 281-292.

Wunsch, C., 1972. Bermuda sea level in relation to tides, weather and baroclinic fluctuations, *Rev. Geophys.*, 10, 1-49.

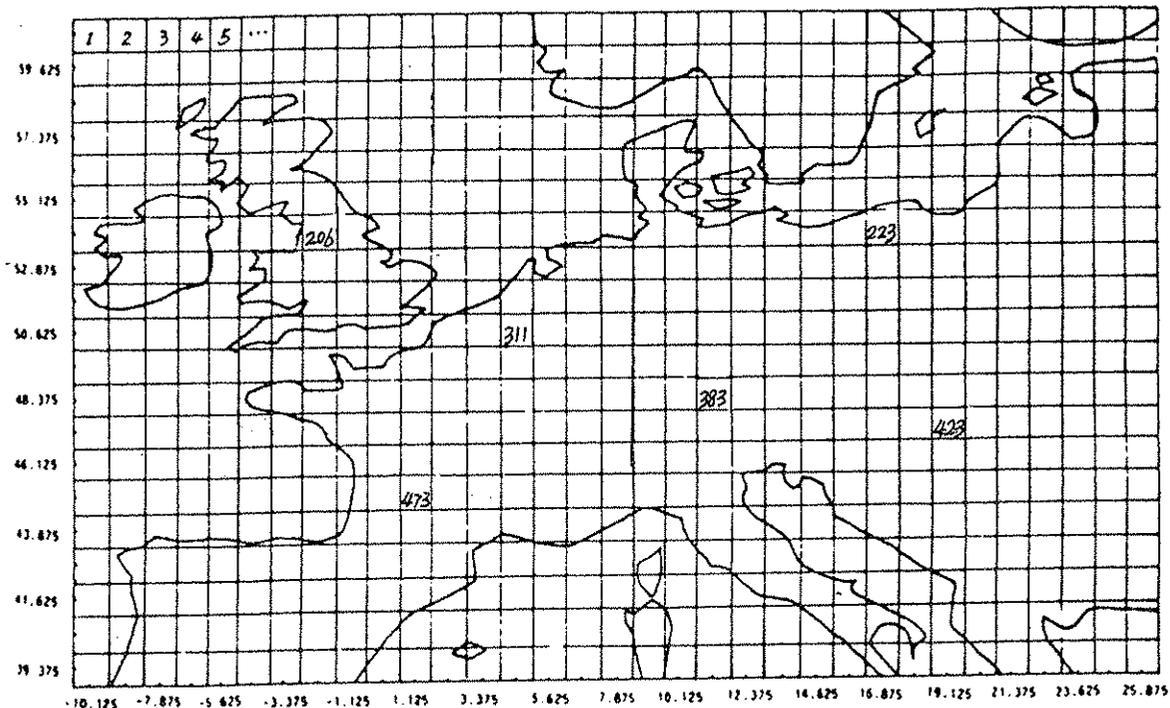


Fig.1(a) Geographical distribution in the grid system of 1.125x1.125 degrees in the region of Europe in use for the calculation of the atmospheric effect on gravity and displacement

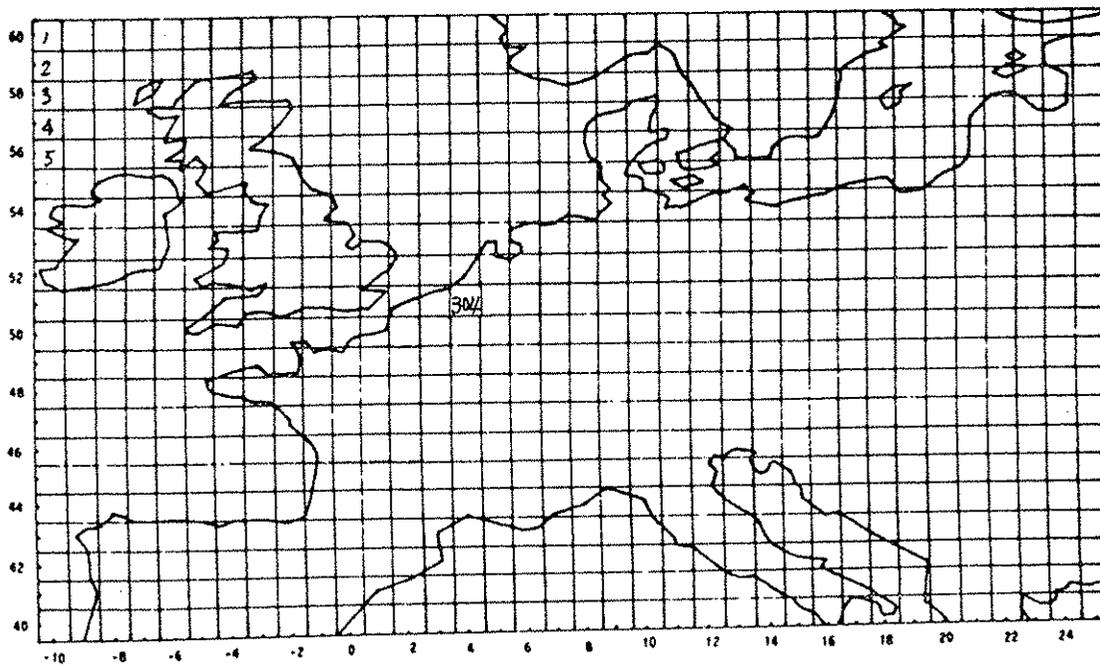


Fig.1(b) Geographical distribution in the grid system of 1x1 degrees in the region of Europe in use for the calculation of the atmospheric effect on gravity and displacement

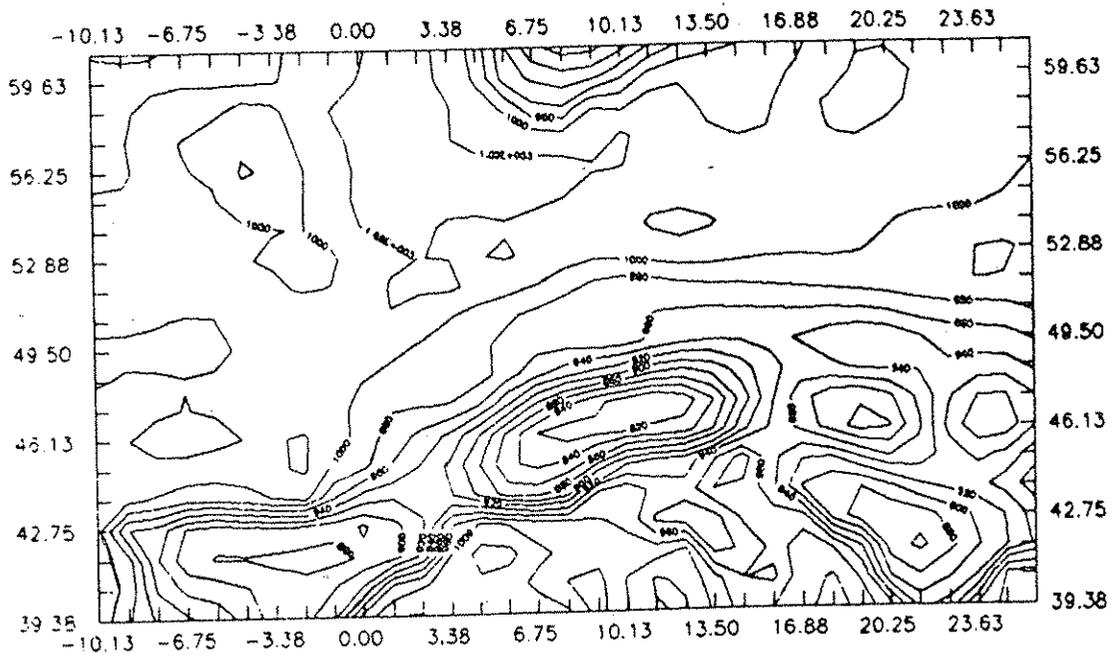


Fig.2(a) Average geographical distribution of the air pressure in the grid system of 1.125x1.125 degrees in January 1987 longitude and latitude (in degree) origin -10.125° and 39.375°

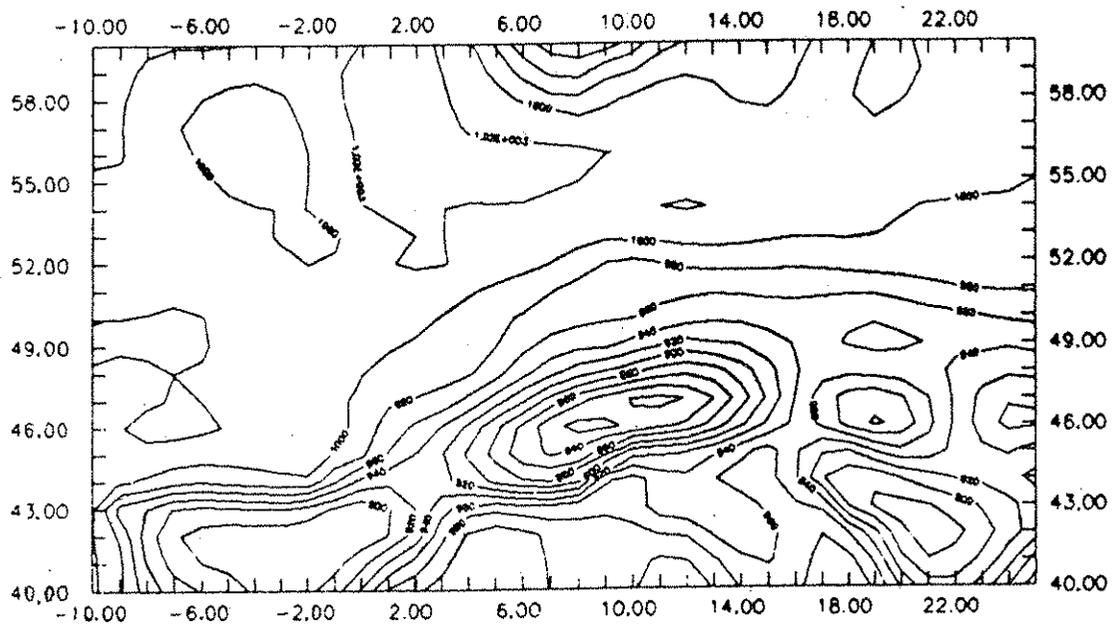
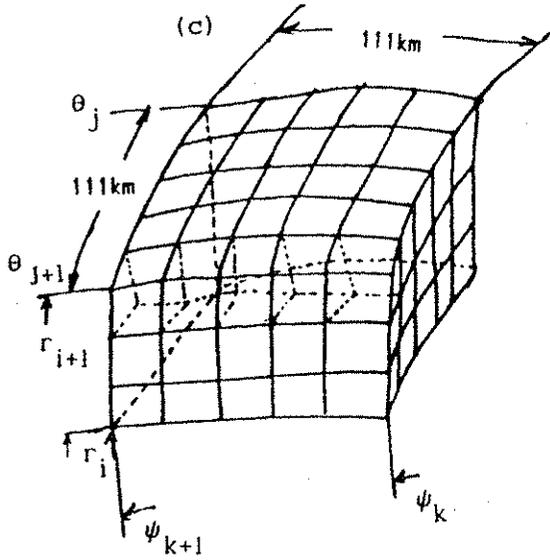
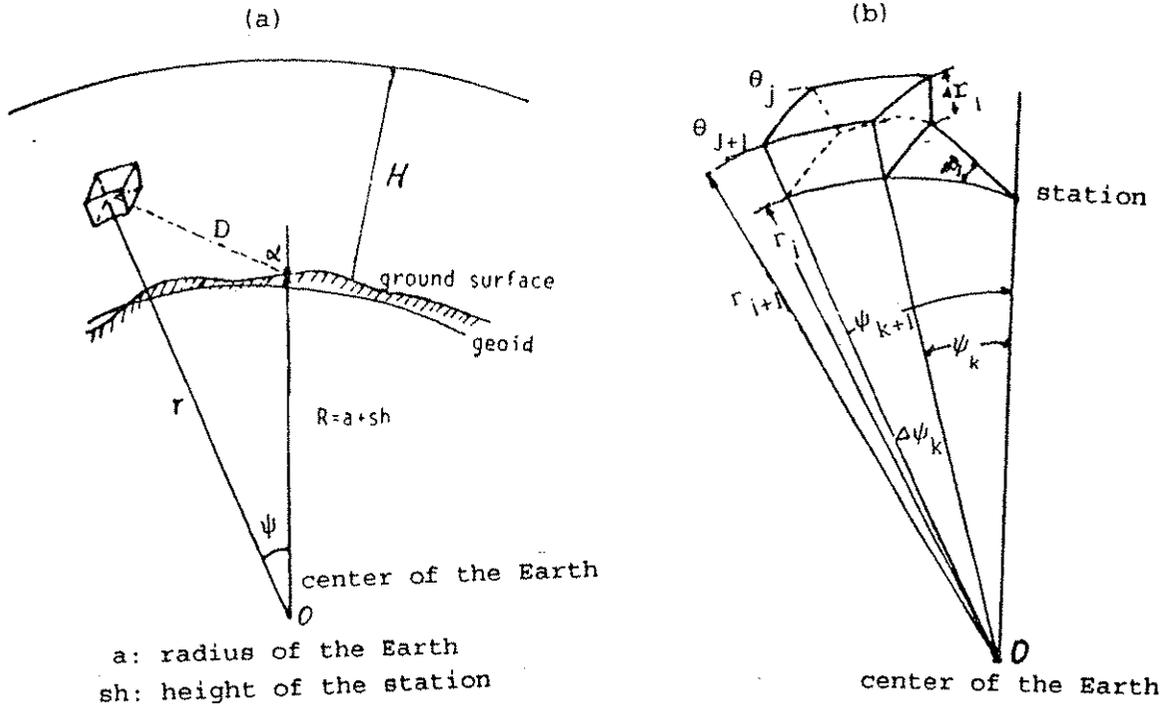


Fig.2(b) Average geographical distribution of the air pressure in the grid system of 1x1 degrees in January 1987 longitude and latitude (in degree) origin -10° and 40°



$(x, y, z) = (5, 5, 3)$

for the direct attraction,
 the subdivisions are taken as
 $(x, y, z) = (5, 5, 3)$ for $\psi < 8^\circ$
 $(x, y, z) = (10, 10, 5)$ for $\psi < 1^\circ$

for the elastic effect part,
 the subdivision is taken as
 $(x, y, z) = (10, 10, 5)$

Fig.3 Definition of the parameters in the calculation of the atmospheric effect on gravity and vertical displacement

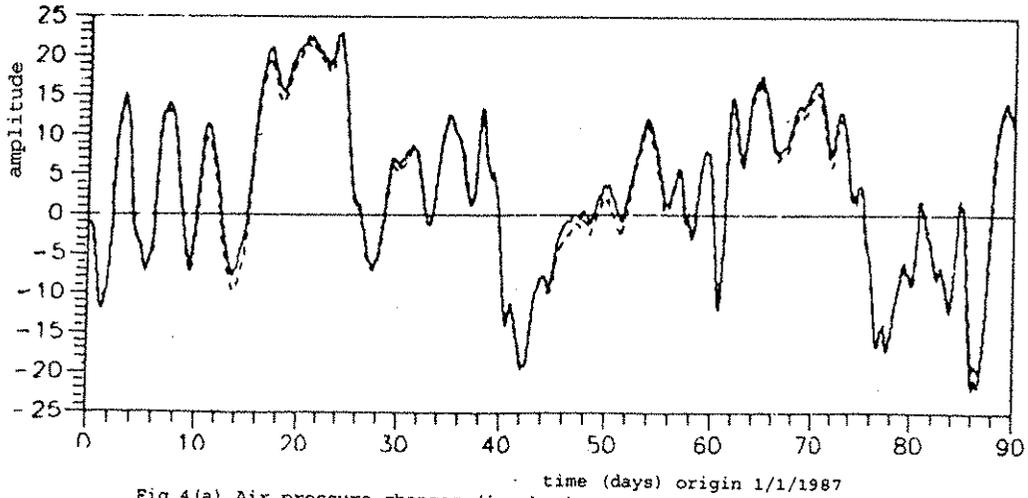


Fig.4(a) Air pressure changes (in mbar)
(a) solid line: data from the 1x1 degree grid;
(b) dashed line: data from the 1.125x1.125 degree grid;

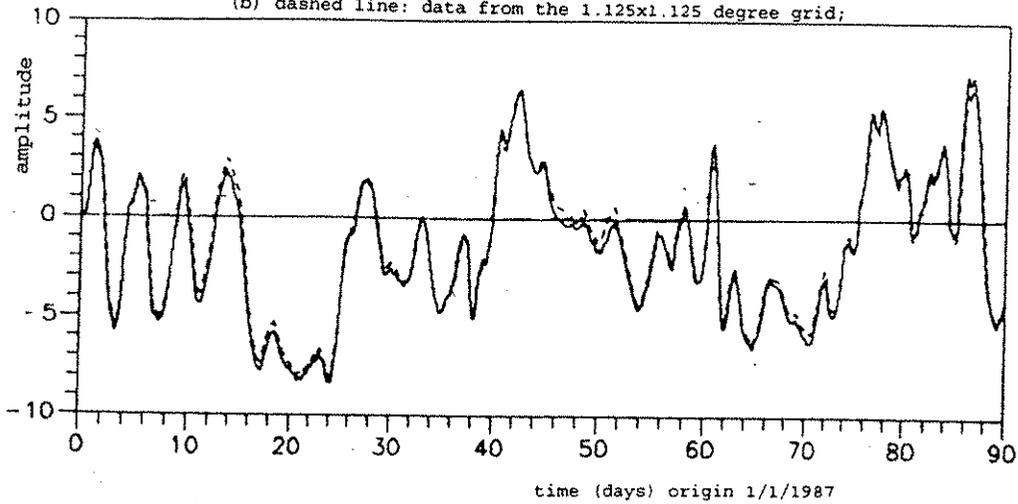


Fig.4(b) Vertical displacement (in mm)
(a) solid line: data from the 1x1 degree grid;
(b) dashed line: data from the 1.125x1.125 degree grid;

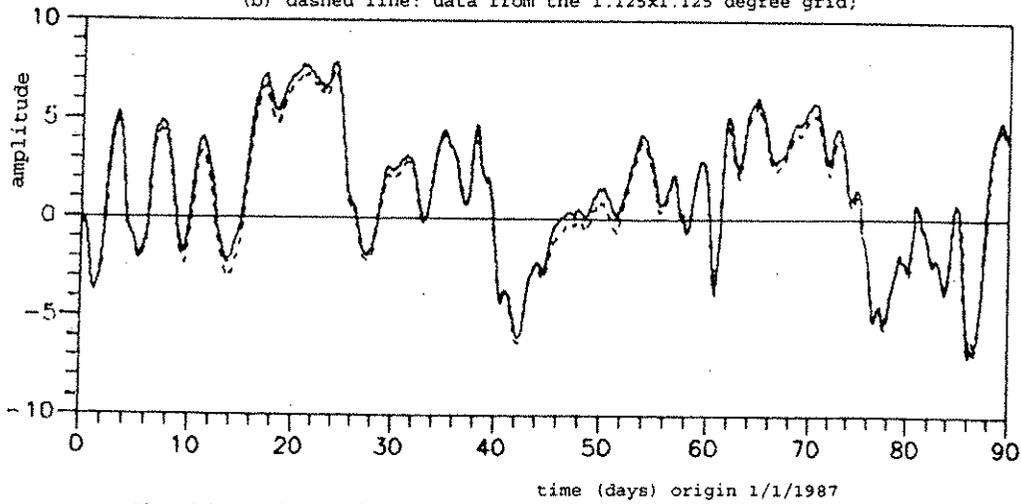


Fig.4(c) Gravity variation (in microgal)
(a) solid line: data from the 1x1 degree grid;
(b) dashed line: data from the 1.125x1.125 degree grid;

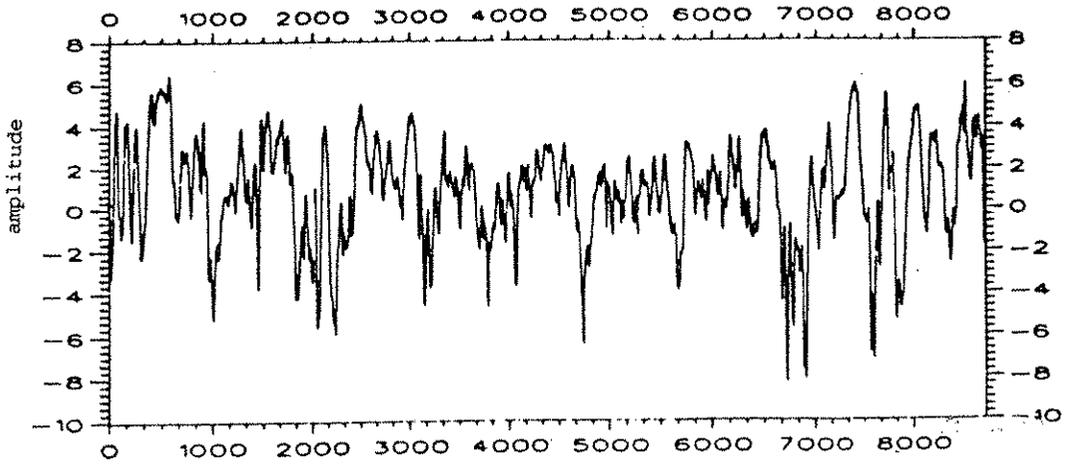


Fig.5(a) Gravity variation (in microgal) caused by air pressure changes at Brussels in the grid system of 1.125*1.125 degrees calculated with the RZ method

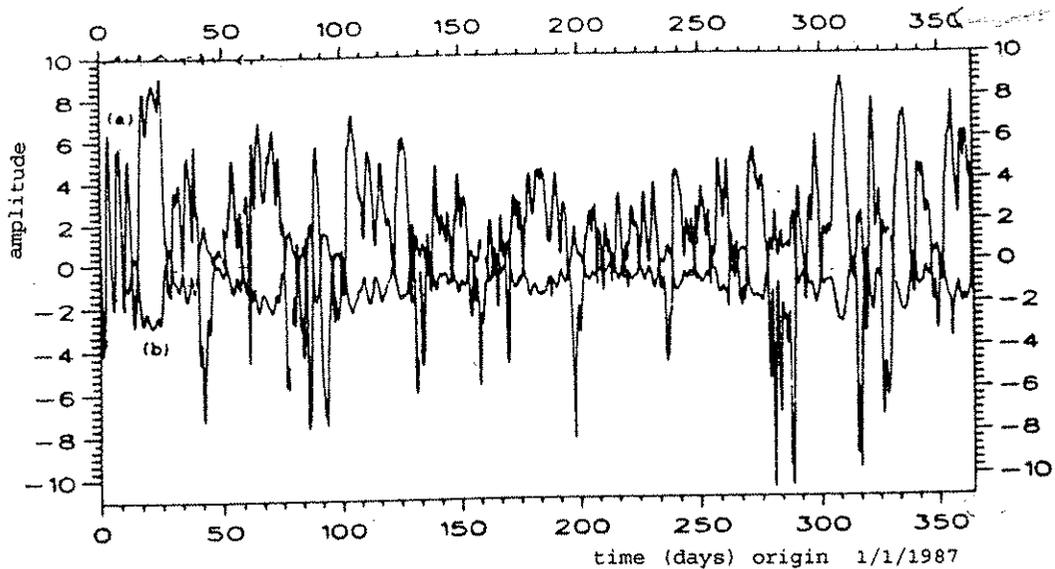


Fig.5(b) Gravity variation (in microgal) caused by air pressure changes at Brussels in the grid system of 1.125*1.125 degrees calculated with the RZ method
(a) direct part; (b) elastic part;

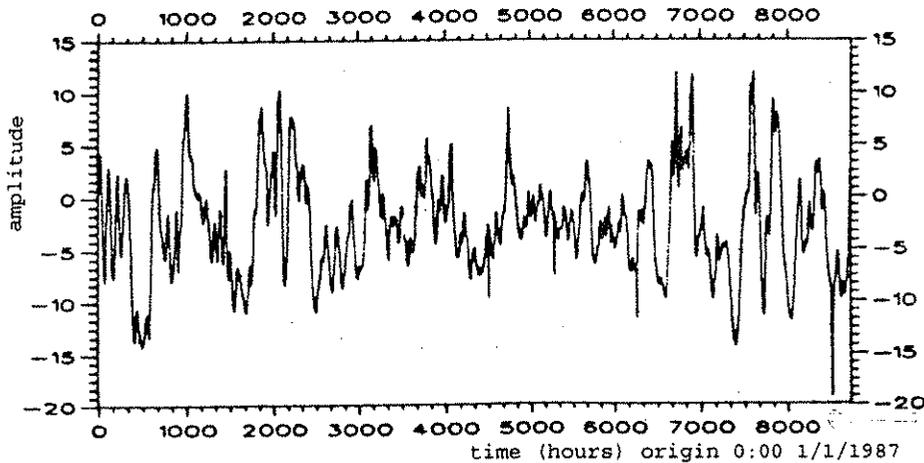


Fig.5(c) Vertical displacement (in mm) caused by air pressure changes at Brussels in the grid system of 1.125*1.125 degrees calculated with the RZ method

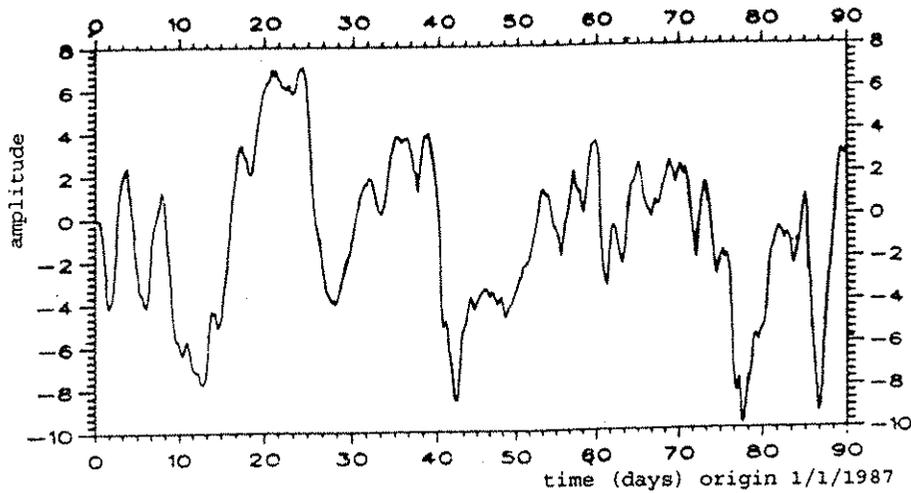


Fig.6(a) Gravity variation (in microgal) caused by air pressure changes at Brussels in the grid system of the 1x1 degrees calculated with the CONV method and Farrell's Green functions

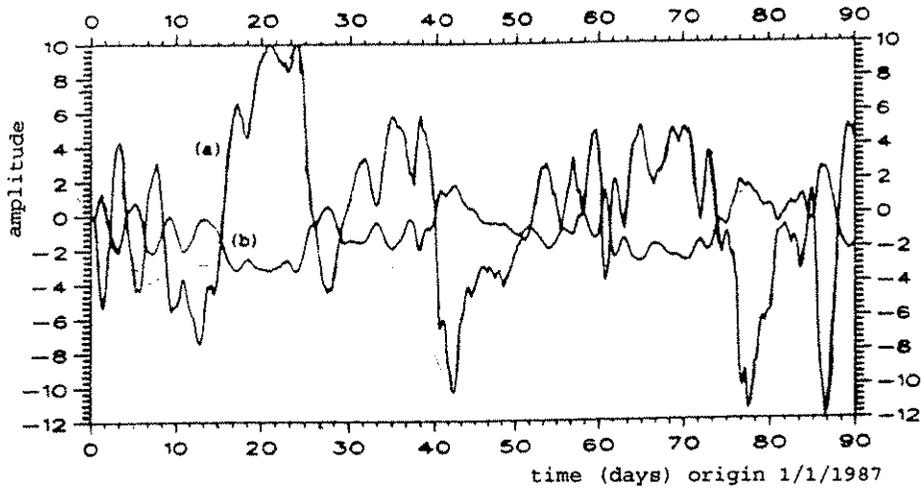


Fig.6(b) Gravity variation (in microgal) caused by air pressure changes at Brussels in the grid system of the 1x1 degrees calculated with the CONV method and Farrell's Green functions (a) direct part; (b) elastic part;

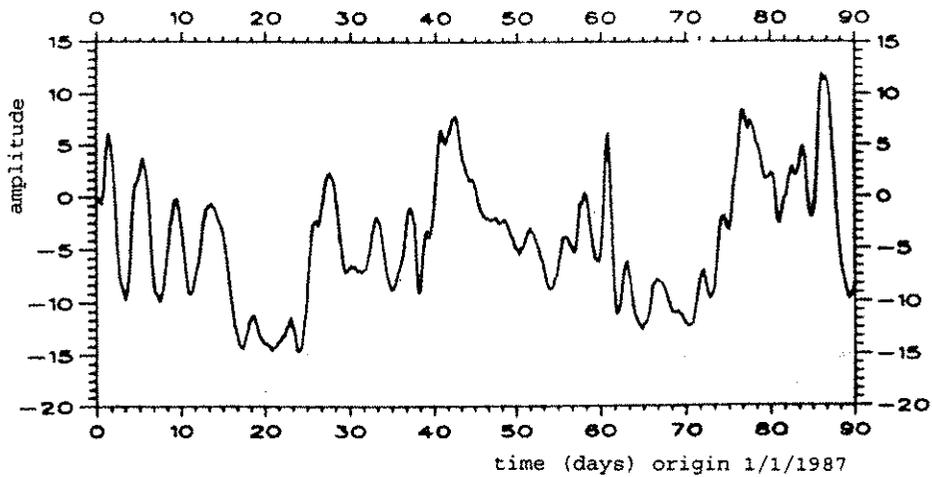
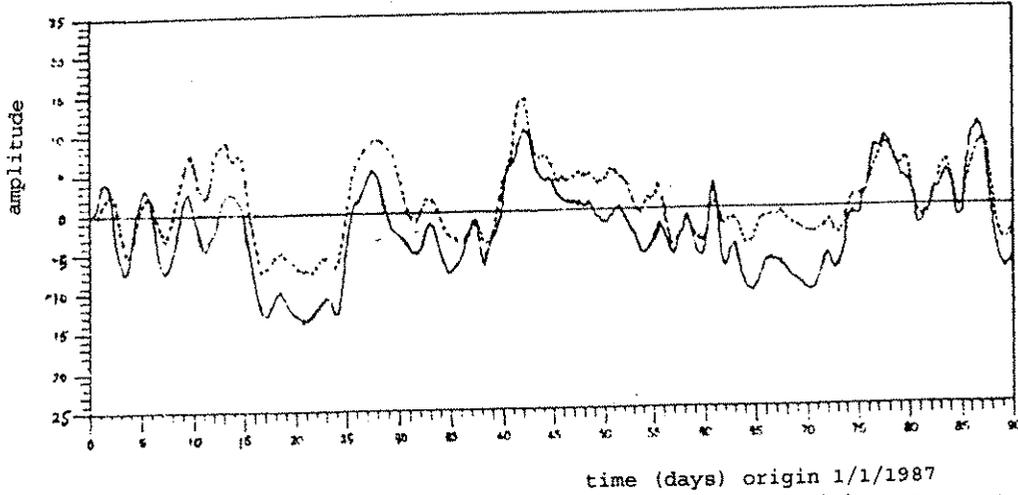
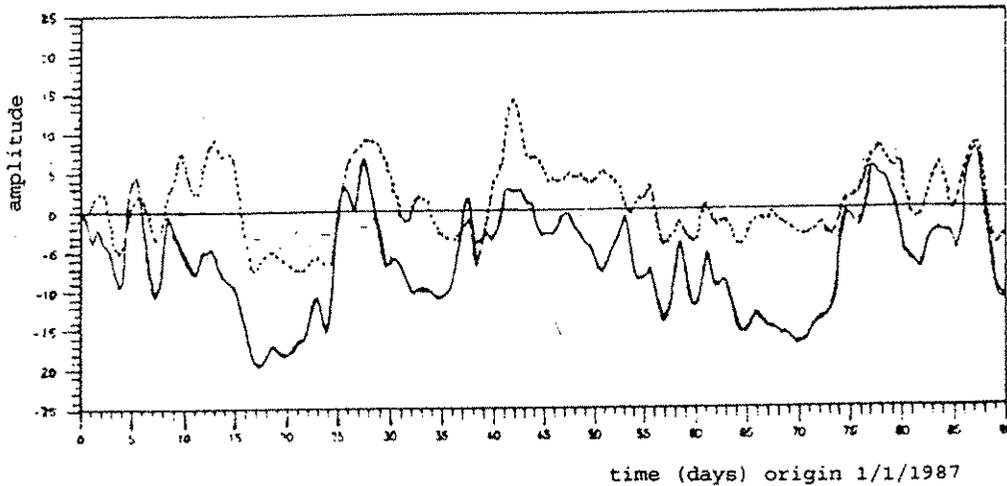


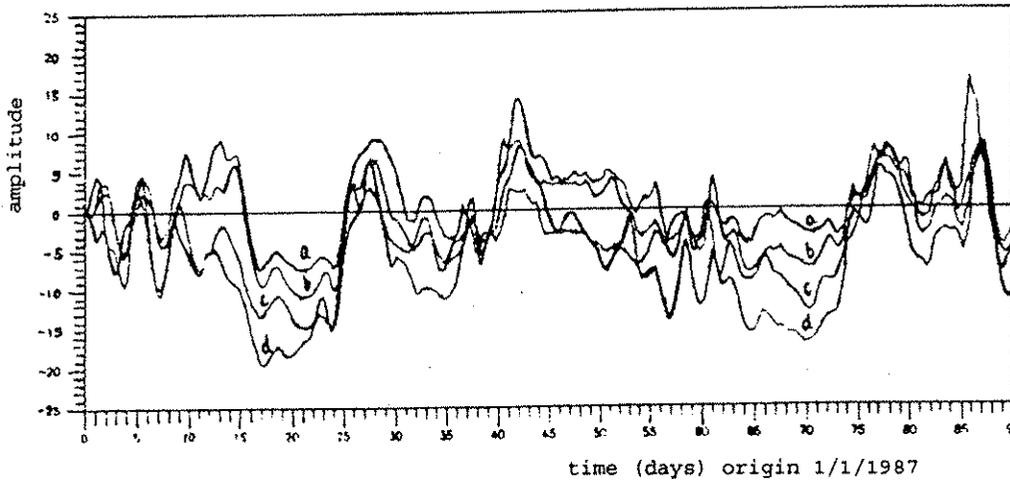
Fig.6(c) Vertical displacement (in mm) caused by air pressure changes at Brussels in the grid system of 1x1 degrees calculated with the CONV method and Farrell's Green functions



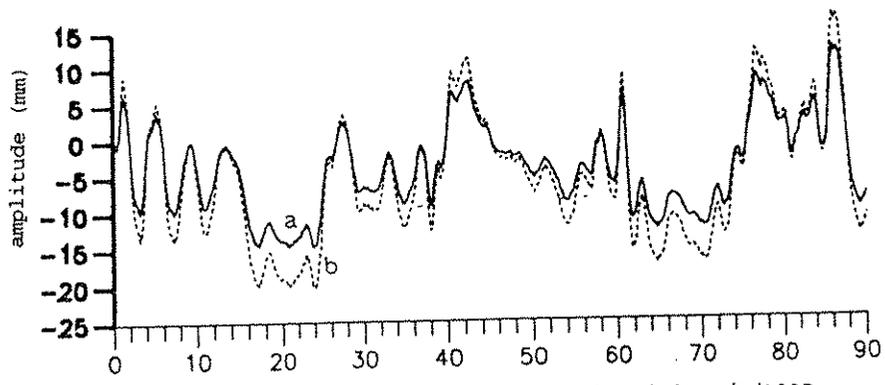
time (days) origin 1/1/1987
Fig.7(a) Comparison of the radial displacements (in mm) between two different stations. the solid line for the station (311) and the dashed line for the station (473)



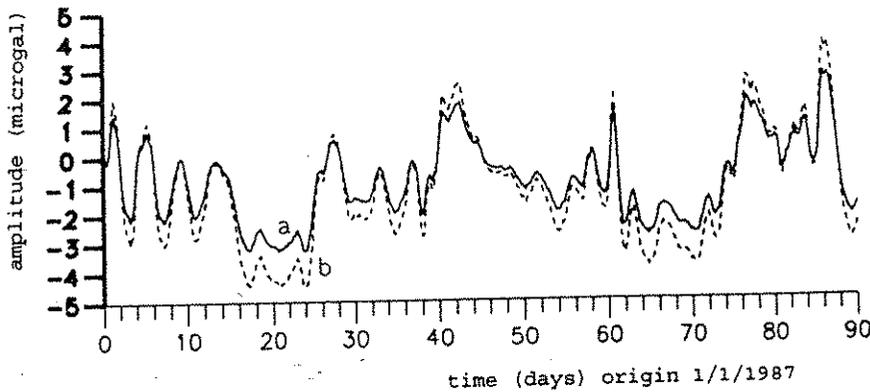
time (days) origin 1/1/1987
Fig.7(b) Comparison of the radial displacements (in mm) between two different stations. the solid line for the station (223) and the dashed line for the station (473)



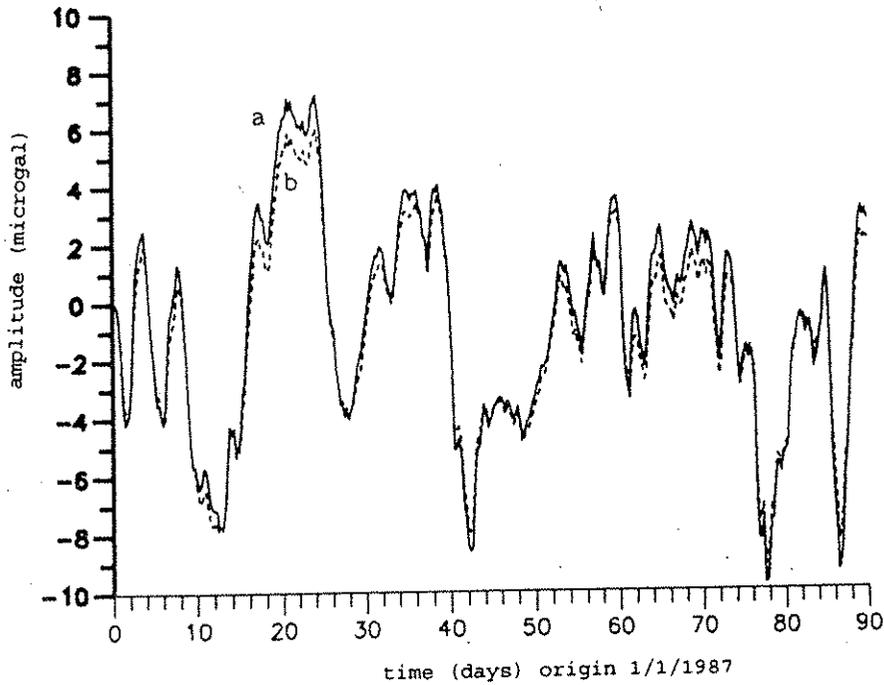
time (days) origin 1/1/1987
Fig.7(c) Comparison of the radial displacements (in mm) at different stations. (a) for the station (473); (b) for the station (383); (c) for the station (206); (d) results for the station (223)



(a) Vertical displacement at Brussels



(b) Elastic gravity effect at Brussels



(c) Total gravity variation at Brussels

Fig.8 Effect of the atmospheric pressure on surface vertical displacement and gravity variation at Brussels calculated with the CONV method. (a) the solid line for the the IBO model and (b) the dashed line for the NIBO model;

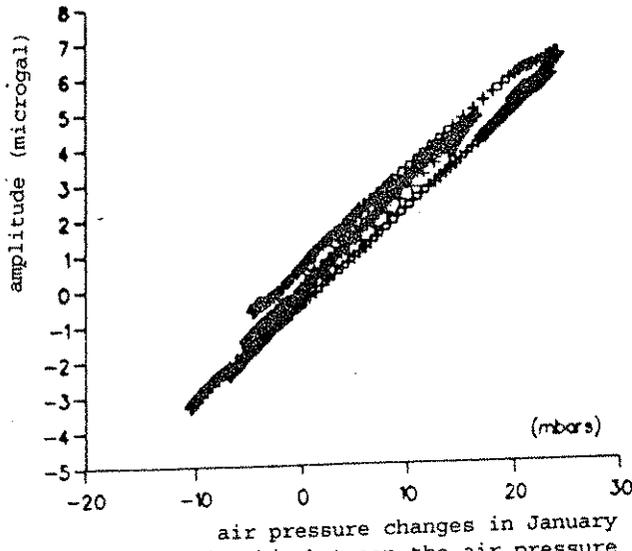


Fig.9 (a) Relationship between the air pressure changes and the gravity variation

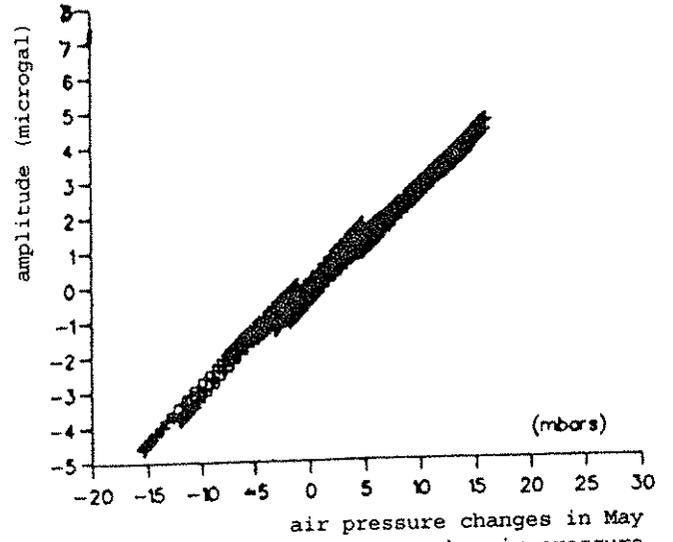


Fig.9 (b) Relationship between the air pressure changes and the gravity variation

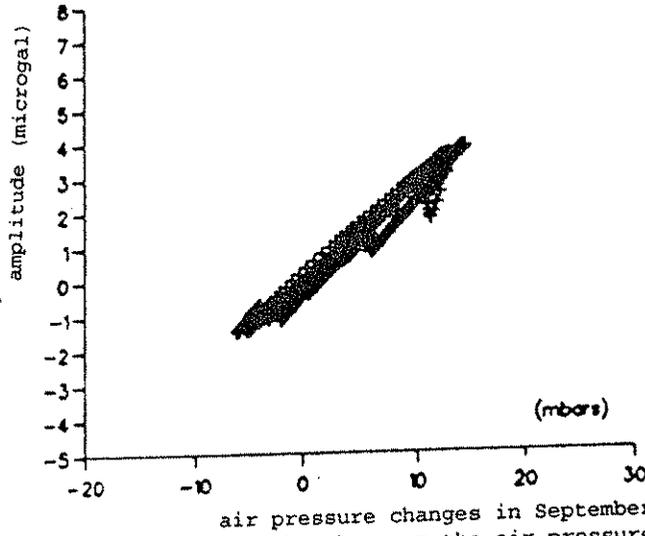


Fig.9 (c) Relationship between the air pressure changes and the gravity variation

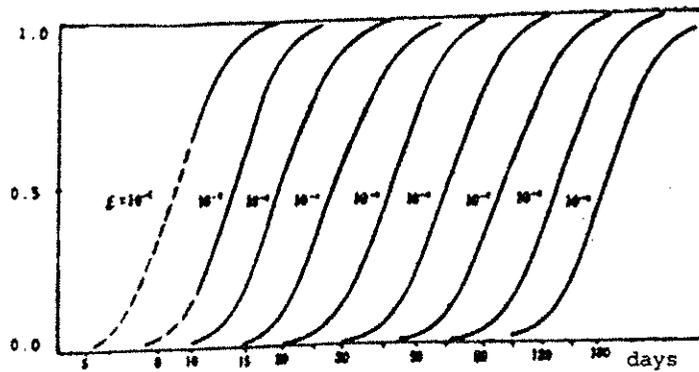


Fig.10 Transform in the frequency domain of a Vondrak filter

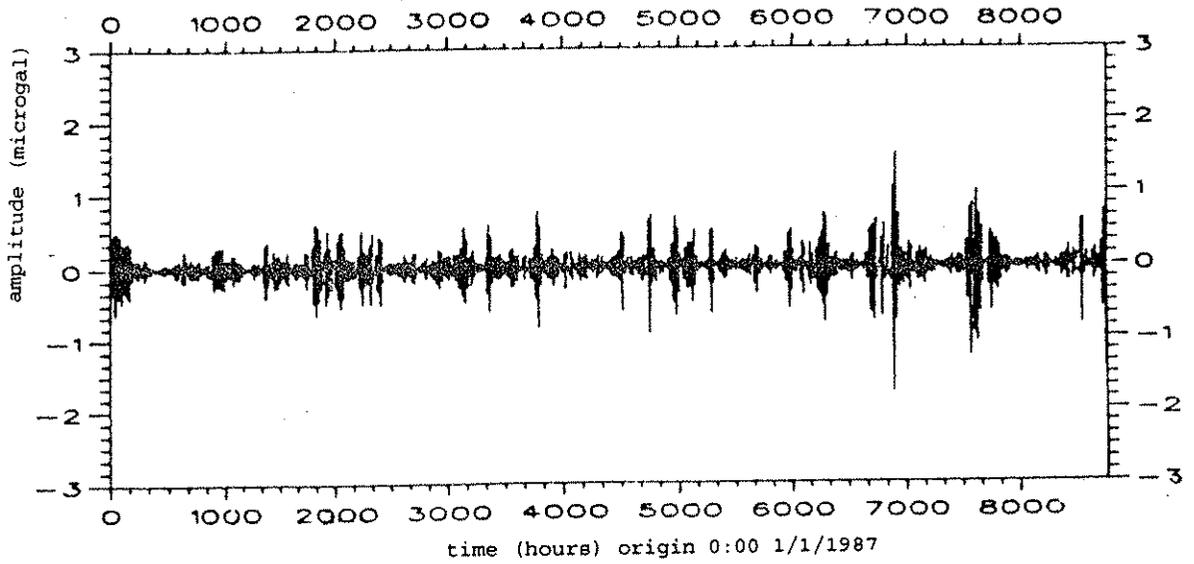


Fig.11(a) The filtered results of the gravity variation caused by the atmospheric pressure except the frequencies around 24 hours

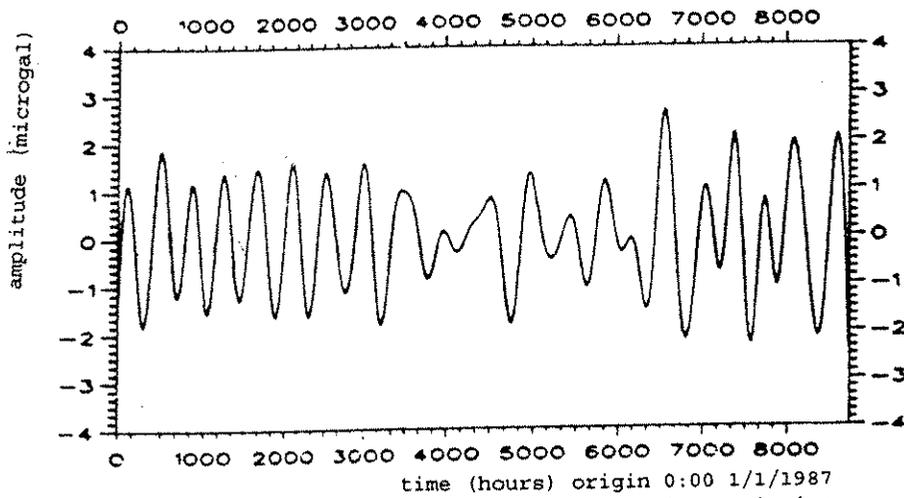


Fig.11(b) The filtered results of the gravity variation caused by the atmospheric pressure except the frequencies around 25 days

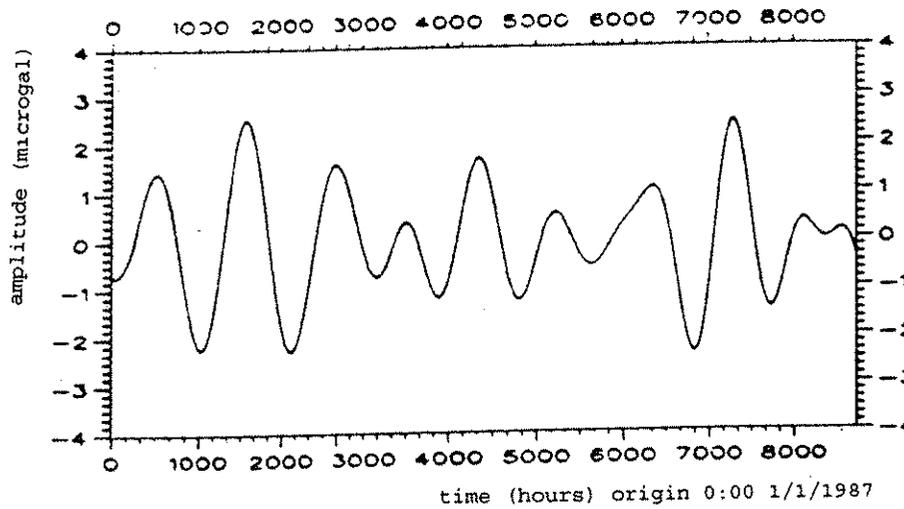


Fig.11(c) The filtered results of the gravity variation caused by the atmospheric pressure except the frequencies around 50 days

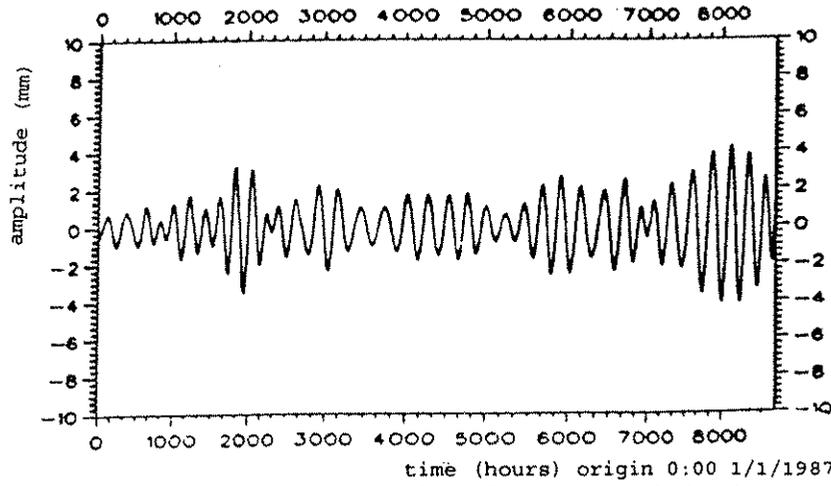


Fig.11(d) The filtered results of the vertical displacement caused by the atmospheric pressure except the frequencies around 10 days

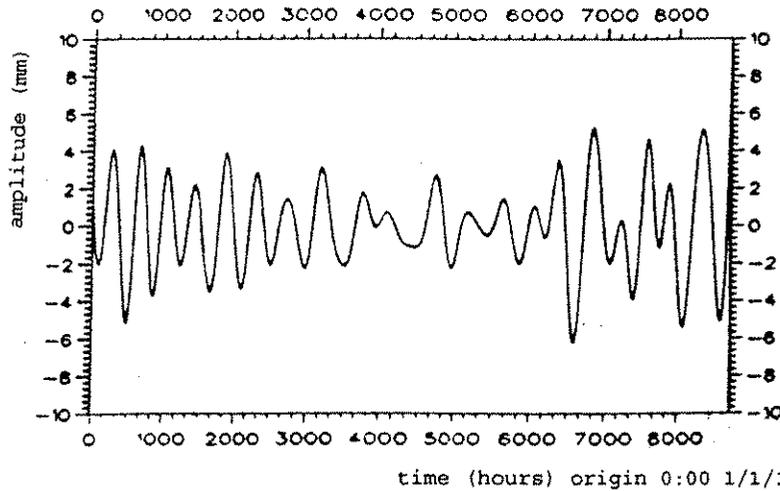


Fig.11(e) The filtered results of the vertical displacement caused by the atmospheric pressure except the frequencies around 25 days

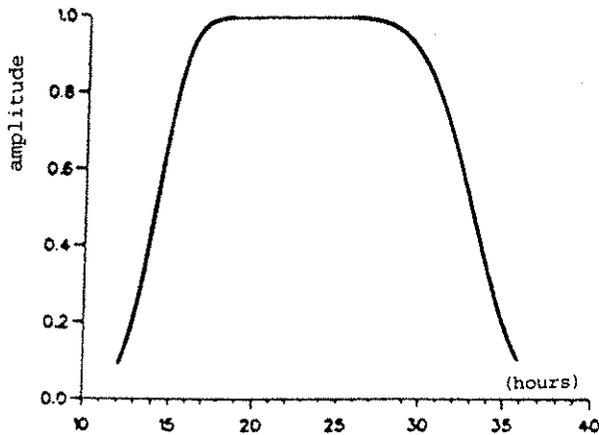


Fig.12(a) Transfer-function of the digital filter for 24 hours

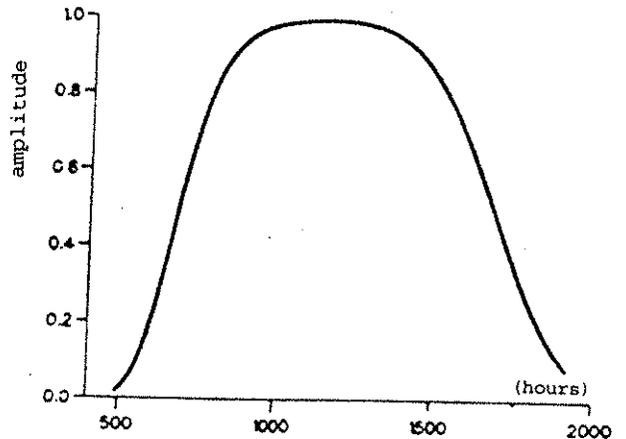


Fig.12(b) Transfer-function of the digital filter for 50 days

Table 1 Results of the computations
using the CONV method

(1) IBO model					
	-u	ga	-ge	gg	dp
max.	14.312	10.345	3.181	7.164	25.34
min.	-11.790	-11.964	-2.646	-9.318	-23.06
total	26.102	22.309	5.827	16.482	48.40
admit.	0.539	-0.461	0.120	-0.341	

(2) NIBO model					
max.	19.753	10.345	4.385	5.959	25.34
min.	-16.451	-11.964	-3.648	-8.315	-23.06
total	-36.204	22.309	8.033	14.274	48.40
admit.	0.748	-0.461	0.167	-0.295	

Note: These results are obtained from a series of three months in 1987 and by using the data from 1x1 degree grid system
u is the vertical displacement in mm, ga, ge and gg are the direct attraction of the air mass, the elastic effect and the total gravity changes respectively in μgal , dp in mbar; the admittances for u in mm/mbar, the admittance for ga, ge and gg in $\mu\text{gal/mbar}$.

Table 2 Results of the computations
using the RZ method

(1) Extreme air pressure change at different stations

Station	max.	min.	dp
206	27.941	-23.371	51.312
223	38.007	-11.056	49.063
311	23.263	-19.178	42.442
383	16.683	-17.422	34.104
423	25.299	-13.396	38.695
473	8.243	-31.383	39.625

(2) Vertical displacement at different stations

Station	max.	min.	du	(mm/mbar)
206	15.440	-15.105	30.545	0.595
223	7.333	-18.504	25.837	0.527
311	10.204	-13.975	24.179	0.570
383	8.167	-11.137	19.304	0.566
423	6.732	-14.239	20.971	0.542
473	14.051	-7.429	21.480	0.542

Note: These results are obtained from a series of three months in 1987 and by using the data from 1.125x1.125 degree grid system

Table 3 Vertical displacement and gravity change from different extents of the pressure regions in RZ method (the same conventions are used as in table 1)

radius		-u	ga	-ge	gg	dp
160 km	max.	8.373	9.449	2.010	7.439	22.191
	min.	-6.736	-7.925	-1.427	-6.498	-20.251
	total	15.109	17.374	3.437	13.937	42.442
	admit.	0.356	-0.409	0.081	-0.328	
400 km	max.	9.105	9.303	2.129	7.173	22.191
	min.	-7.002	-7.928	-1.471	-6.457	-20.251
	total	16.107	17.231	3.600	13.630	42.442
	admit.	0.380	-0.406	0.085	-0.321	
600 km	max.	9.608	9.179	2.137	7.042	22.191
	min.	-7.835	-7.865	-1.682	-6.183	-20.251
	total	17.443	17.044	3.819	13.225	42.442
	admit.	0.411	-0.401	0.090	-0.312	
1000 km	max.	11.102	9.047	1.834	7.213	22.191
	min.	-9.121	-7.421	-2.439	-4.982	-20.251
	total	20.223	16.468	4.273	12.195	42.442
	admit.	0.476	-0.388	0.101	-0.287	

Note: These results are obtained from a series of three months in 1987 and by using the data from 1.125x1.125 degree grid system

Table 4 Comparison of the maximum atmospheric pressure effects on vertical displacements and gravity variations

author	method	model	results			period
			displa.	gravity		
			(mm)	elastic	total	
Rabbel & Zschau	RZ	IBO	25.0	20.0		
Van Dam & Wahr (Onsala)	CONV	IBO	30.0	6.0		1 year (1980)
		NIBO	45.0	8.0		1 year (1980)
This report (Brussels)	RZ	IBO	24.1	5.0	11.0	3 months (1987)
	CONV	IBO	26.1	5.8	16.5	3 months (1987)
		NIBO	36.2	8.0	14.3	3 months (1987)

Traduction

Paramètres de marées pour Obninsk déduits
des observations des variations de marées de
la pesanteur de 1968 à 1981

V.A. Volkov, S.N. Barsenkov, F.P. Gousseva

Prévision des tremblements de terre N° 8 pp 182-186 - 1988

Dans les travaux publiés précédemment [1, 2] on présentait un aperçu des résultats obtenus avec différents gravimètres de 1968 à 1976 soit 2129 jours ou 5,8 années.

Nous donnons ici un résumé des résultats où l'on a également tenu compte des observations plus récentes en 1976 à 1981 soit 1601 jours ou 4,4 ans.

Le total est ainsi de 3730 jours ou 10,2 ans avec différents gravimètres GS-11 (N° 124, 135, 190, BN-7) et GS-15 (N° 220, 221 et 224).

La table donne les paramètres δ et $\Delta\phi$ pour les quatre ondes principales (O_1 , K_1 , M_2 et S_2) obtenues par 12 séries d'observations continues dont la durée est de 121 à 690 jours.

L'analyse harmonique est effectuée par diverses méthodes et nous donnons dans la table les valeurs moyennes de toutes ces méthodes pour chaque onde. Les divergences des paramètres de marées correspondant aux différentes méthodes restent toujours dans les limites des erreurs obtenues.

On a introduit dans toutes les valeurs de δ et $\Delta\phi$ la correction à la normale ellipsoïdale et dans les valeurs de δ des corrections aux caractéristiques de fréquences d'amplitude des appareils. Les valeurs de toutes ces corrections sont données en [1, 2].

Les valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ obtenues avec des poids proportionnels à la durée des observations de chaque série sont égales à :

	O_1	K_1	M_2	S_2
δ	1,1641	1,1453	1,1871	1,1830
	± 38	± 27	± 48	± 41
$\Delta\phi$	0,01	- 0,06	- 0,10	- 0,32
	$\pm 0,13$	$\pm 0,11$	$\pm 0,12$	$\pm 0,50$

I

Les moyennes correspondantes obtenues avec des poids inversement proportionnels aux carrés des erreurs ont été obtenues égales à :

	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂	
δ	1,1653	1,1445	1,1853	1,1881	
	± 34	± 21	± 32	± 26	
$\Delta\phi$	- 0,02	0,06	0,00	0,14	II
	$\pm 0,07$	$\pm 0,05$	$\pm 0,09$	$\pm 0,42$	

Après avoir pris les moyennes simples pour chaque onde par différents procédés nous obtiendrons les valeurs dites géodésiques de δ et $\Delta\phi$ pour la station d'Obninsk;

	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂	
δ	1,1647	1,1449	1,1862	1,1856	
	± 36	± 24	± 40	± 33	
$\Delta\phi$	0,00	0,00	- 0,05	- 0,09	III
	$\pm 0,10$	$\pm 0,08$	$\pm 0,10$	$\pm 0,42$	

Si on introduit dans ces valeurs les corrections d'inertie et celles dues aux marées océaniques égales pour Obninsk [1, 2] à :

	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂
Corrections d'inertie				
$\Delta\delta$	- 0,0010	- 0,0012	- 0,0033	- 0,0036
Corrections océaniques				
$\Delta\delta$	0,0039	0,0026	- 0,0164	- 0,0055
$\Delta(\Delta\phi)$	- 0,12°	- 0,08°	- 0,30°	0,46°

dans les valeurs diurnes de δ les corrections dues à la nutation forcée sont égales à 0,0031 pour O₁ et à 0,0033 pour K₁ [1], nous obtiendrons les valeurs "géophysiques" finales de δ et $\Delta\phi$ pour la station "Obninsk" déduites des observations de 1968 à 1981 (3730 jours ou 10,2 ans) :

	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂	
δ	1,1707	1,1694	1,1665	1,1765	
	± 36	± 24	± 40	± 33	
$\Delta\phi$	- 0,12	- 0,08	- 0,35	0,37	IV
	$\pm 0,10$	$\pm 0,08$	$\pm 0,10$	$\pm 0,42$	

Pour comparer avec les résultats obtenus précédemment à "Obninsk" nous corrigerons la valeur K₁ de la correction de résonance liée à la nutation diurne, égale à 0,022 :

	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂	
δ	1,1707	1,1716	1,1665	1,1765	
	± 36	± 24	± 40	± 33	
$\Delta\phi$	- 0,12	- 0,08	- 0,35	0,37	V
	$\pm 0,10$	$\pm 0,08$	$\pm 0,10$	$\pm 0,42$	

Les valeurs δ et $\Delta\phi$ pour Obninsk obtenues précédemment pour 1968 à 1970 (2129 jours ou 5,8 années) en tenant compte des mêmes corrections sont [2]:

	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂	
δ	1,1717	1,1704	1,1676	1,1744	
	± 36	± 32	± 59	± 52	
$\Delta\phi$	- 0,13	- 0,16	- 0,34	- 0,26	VI
	$\pm 0,16$	$\pm 0,16$	$\pm 0,15$	$\pm 0,44$	
$\Delta\delta$	0,08%	0,14%	0,11%	0,18%	
$\Delta(\Delta\phi)$	- 0°01	- 0,08	- 0,01	- 0,63	

Dans les 5ème et 6ème lignes nous donnons les différences entre les valeurs correspondantes de δ et $\Delta\phi$.

Ainsi, les valeurs de δ obtenues pour 10,2 années (1967 à 1981) diffèrent des valeurs correspondantes de δ obtenues pour 5,8 années (1967 à 1976) de 0,08 à 0,18% et les valeurs correspondantes de $\Delta\phi$ de 0,01° à 0,08° en excluant l'onde S₂ (0,60°). La différence des valeurs (O₁ - K₁) compte tenu des corrections des marées océaniques et de la nutation diurne est 0,0211.

Il y a intérêt à calculer la valeur moyenne pondérée de δ à partir de toutes les ondes avec les poids $P = H^2/E^2$, où A_T est la valeur théorique des amplitudes des ondes (respectivement 29,5; 41,5; 24,6; 11,4) pour les ondes O₁, K₁, M₂ et

S₂. Elle sera égale à 1,1718 ± 0,0022 et diffère de 0,3% par rapport aux observations de 1967 à 1976.

En conclusion, les auteurs expriment leur profonde reconnaissance à L.V. Kouznetsov pour l'aide dans la réduction des données et à T.I. Andronova pour son aide dans les calculs.

TABLE

Résumé des valeurs δ et Δφ pour Obninsk pour 13 ans

№№ n/n	A	Intervalle d' enregistrement	N	δ				Δφ			
				O _r	K ₁	M ₁	S ₁	O ₂	K ₂	M ₂	S ₂
1	124	28 VI - 26 XI 1968	152	1,1313 ± 210	1,1305 ± 130	1,1650 ± 60	1,1633 ± 120	-1,52 ± 1,00	-0,05 ± 0,70	-0,48 ± 0,40	-0,9E ± 0,70
2	135	27 XII 1968-7 Y 1969	132	1,1539 ± 80	1,1399 ± 50	1,1741 ± 25	1,1972 ± 53	0,60 ± 0,40	0,10 ± 0,30	0,80 ± 0,40	-2,20 ± 0,70
3	220	27 IV - 25 VIII 1973	121	1,1596 ± 50	1,1556 ± 120	1,1907 ± 60	1,1947 ± 140	0,05 ± 0,20	0,11 ± 0,50	-0,55 ± 0,20	-0,83 ± 0,50
4	180	22 I - 19 XII 1973	333	1,1761 ± 121	1,1334 ± 82	1,1543 ± 95	1,1639 ± 220	0,15 ± 0,83	-0,59 ± 0,62	-0,32 ± 0,47	-4,13 ± 0,99
5	-07	22 VIII 1975-12 IV 1976	235	1,1653 ± 47	1,1439 ± 44	1,1996 ± 28	1,1889 ± 43	-0,28 ± 0,19	+0,09 ± 0,24	-0,29 ± 0,09	-0,21 ± 0,18
6	135	16 Y 1970-4 I 1972	303	1,1818 ± 76	1,1548 ± 60	1,2149 ± 65	1,1972 ± 102	0,55 ± 0,62	-0,28 ± 0,50	0,15 ± 0,20	-0,74 ± 1,17
7	135	10 II 1974-11 VIII 1975	423	1,1703 ± 54	1,1546 ± 80	1,1975 ± 86	1,1721 ± 84	0,46 ± 0,24	0,28 ± 0,20	0,76 ± 0,17	0,06 ± 0,34
8	220	28 VIII 1974-19 IV 1976	202	1,1624 ± 69	1,1310 ± 66	1,1894 ± 40	1,1560 ± 100	-0,33 ± 0,20	0,24 ± 0,48	-0,32 ± 0,21	1,22 ± 0,55
9	221	30 VIII 1975-18 IV 1976	228	1,1628 ± 118	1,1445 ± 102	1,1972 ± 86	1,2036 ± 139	-0,37 ± 0,50	-1,21 ± 0,37	-0,29 ± 0,23	-2,28 ± 0,43
10	224	15 XII 1976-5 XII 1978	690	1,1751 ± 15	1,1557 ± 19	1,1968 ± 10	1,1947 ± 17	0,07 ± 0,12	0,10 ± 0,07	-0,15 ± 0,04	-0,62 ± 0,08
11	220	12 II - 29 XI 1977	291	1,1514 ± 48	1,1363 ± 32	1,1754 ± 16	1,1765 ± 34	-0,01 ± 0,25	0,06 ± 0,16	-0,23 ± 0,08	1,48 ± 0,16
12	220	11 Y 1979-19 I 1981	620	1,1506 ± 20	1,1415 ± 12	1,1772 ± 10	1,1823 ± 24	-0,07 ± 0,10	0,04 ± 0,06	-0,36 ± 0,05	1,72 ± 0,12

A Appareils

N Nombre de jours

Bibliographie

1. Парийский Н.Н., Барсенков С.Н. и др. Приливные вариации силы тяжести в СССР. - В сб.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с.65-84.

2. Волков В.А., Барсенков С.Н. и др. Регистрация приливных изменений силы тяжести в Обнинске в 1970-76 гг. - В сб.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с.102-124.

Traduction
(Abrégé)

Sur la variation temporelle du facteur
d'amplitude δ à la station de Alma-Ata (Talgar)

A.K. Kourskeyev, K.Ch. Valiev
Institut de Séismologie de l'Académie des Sciences
du Caucase, Alma-Ata

Prévision des tremblements de terre n° 8 p 191-194 - 1988
Douchanbe - Moscou

Les recherches antérieures ont postulé que les valeurs du facteur gravimétriques de marées h et k ne varient pas dans le temps [1, 2].

Le développement intensif des travaux de prévision, la création du polygone géophysique dans la région de Alma-Ata, l'approche complexe de l'étude des signes précurseurs des tremblements de terre effectuée ces dernières années ont permis de réaliser une analyse complémentaire des résultats obtenus à la station de marée terrestre de Alma Ata (Talgar) [3, 4].

A la station de Alma-Ata (Talgar) on a réalisé depuis 1961, pendant 20 ans des observations des marées de la pesanteur à l'aide de gravimètres du type GS-11 "Askania", en particulier depuis 1967 le gravimètre GS-11 n° 167 (galvanomètre 134). On a obtenu la plus longue série du 27 décembre 1972 au 3 septembre 1978. Depuis le 28 septembre 1978 les observations ont été reprises avec deux interruptions du 25 juillet 1979 au 18 septembre 1979 et du 1 avril 1981 au 30 avril 1981.

Nous examinons ici une série de neuf ans d'observations, du 27 décembre 1972 au 1 décembre 1981.

On a soumis les ordonnées horaires à l'analyse harmonique par la méthode de 29 jours avec déplacement du jour central de la série mensuelle d'un jour. On a calculé les valeurs moyennes annuelles de δ pour les ondes M_2 , S_2 , K_1 et O_1 . Pour les premières recherches nous avons examiné les moyennes annuelles de δ pour l'onde M_2 , la moins soumise à l'influence des facteurs extérieurs en particulier météorologiques (graphique en figure 1).

Les moyennes annuelles du facteur d'amplitude sont obtenues avec une précision de $\pm 0,005$. La valeur moyenne de $\delta(M_2)_{\text{moy}}$ d'après les observations de plusieurs années est $1,158 \pm 0,003$.

On peut noter que pour la période de 1973 à 1977 des variations importantes de la valeur du facteur d'amplitude n'ont pas eu lieu. Ce n'est qu'en 1973, en tenant compte de l'ensemble des corrections [2], que l'écart de la moyenne annuelle de $\delta(M_2)$ dépassait (d'environ 1 %) le niveau des erreurs de calcul. A la fin de 1978 et en 1979 on observe un minimum prononcé de $\delta(M_2)$. Pour identifier les tendances principales de la variation nous avons établi un graphique des valeurs moyennes sur près de trois ans de $\delta(M_2)$ (fig. 1) qui a un caractère plus atténué. La dispersion a diminué mais le minimum prononcé de 1978 à 1979 reste. L'écart à la valeur moyenne de plusieurs années est $0,02 \pm 0,005$ soit 1,72 %.

On sait que les plus grandes altérations dans les résultats résultent d'un

calcul incorrect des variations de sensibilité de l'instrument. Bien que dans les calculs on ait utilisé un coefficient variable de calibration, nous avons décidé de vérifier dans quelle mesure les variations de la valeur de $\delta(M_2)$ sont réelles. La partie principale des erreurs de calibration s'élimine si on étudie la relation entre les facteurs δ obtenus pour différentes ondes [5]. C'est pourquoi nous avons établi un graphique des valeurs moyennes annuelles du rapport $\delta(K_1)/\delta(O_1)$ (fig. 2). Sur ce graphique se dégagent également les deux parties principales: 1973 à 1977 qui donne les plus grands écarts de la valeur moyenne de $\delta(K_1)/\delta(O_1) = 0,974 \pm 0,006$. En 1979 le minimum prononcé soit l'écart à la valeur moyenne de plusieurs années atteint 4,0 %. On peut donc dire que la variation de la valeur de $\delta(M_2)$ en 1979 n'est pas liée au calcul incorrect des variations de sensibilité.

M.V. Kouznetsovo et L.V. Kouznetsova ont recalculé les résultats des observations par la méthode Venedikov, en séries annuelles indépendantes, obtenant pratiquement les mêmes résultats. Malheureusement les observations n'ayant été faites que par un seul appareil, la sûreté des données soulève des doutes. Toutefois nous voudrions considérer que notre gravimètre a identifié un processus physique réel. En effet quel processus géologique pourrait exercer une influence sur l'amplitude de ces déformations globales que sont les marées terrestres ?

Conformément aux calculs de S.Y. Molodenskii et M.Y. Kramer [6] on peut déterminer des variations de la vitesse des ondes longitudinales $V_p/V_p = 2,5\%$ et plus, jusqu'à la profondeur de 331 km. Avec l'augmentation de la profondeur des variations de la vitesse V_p jusqu'au bas du manteau, une variation de la valeur de δ égale à 0,6% et plus est possible.

Les auteurs donnent un exemple dans lequel d'après leurs calculs la variation de $\Delta V_p/V_p = 5\%$ jusqu'à la profondeur 331 km se traduit par la variation du facteur gravimétrique δ de - 0,4%. Avec l'accroissement de la profondeur jusque 2891 km l'effet augmente de 4 fois. Ceci ouvre de nouvelles possibilités pour les observations gravimétriques des marées terrestres.

A part les données séismologiques (recherches téléseismiques) on n'a pas d'information aux profondeurs de cet ordre. C'est pourquoi les longues observations des marées terrestres à l'aide des gravimètres avec des conditions de précision suffisante pourraient donner des indications sur les processus dans le manteau de la Terre.

Conformément aux calculs du travail [6] nous avons établi par extrapolation linéaire les histogrammes de la variation de δ en fonction de $\Delta V_p/V_p$ pour différentes profondeurs. L'effet obtenu $\delta(M_2) = 1,7\%$ correspond à la variation de $\Delta V_p/V_p = 5,5\%$ à la profondeur $h = 2891$ km c'est à dire à la limite manteau-noyau.

Cette variation peut aussi être provoquée par des processus endogènes dans le manteau supérieur à des profondeurs de l'ordre de 500 km à cause desquels la variation de $\Delta V_p/V_p$ peut atteindre 20%. Ainsi les calculs permettent de supposer que dans l'intervalle de profondeur de 500 à 2891 km s'était formée au cours de cinq ans, ensuite "s'était résorbé" une zone avec des valeurs exagérées de V_p ($\Delta V_p/V_p = 20 \div 5,5\%$).

Il faut considérer que les dimensions de cette hétérogénéité doivent atteindre quelque mille kilomètres. On note dans le travail de S.D. Kogan que selon les recherches téléseismiques faites à partir du réseau mondial de stations on a obtenu les corrections régionales aux valeurs de V_p par rapport à l'hodographe standard pour la Terre. Dans la couche de l'écorce et du manteau supérieur d'une épaisseur de 400 à 500 km il existe d'après l'auteur des hétérogénéités horizontales de grande échelle.

Cette structure hétérogène du manteau supérieur se manifeste dans les variations des paramètres des différents champs géophysiques. Ainsi l'influence de la température sur la vitesse des ondes séismiques longitudi-

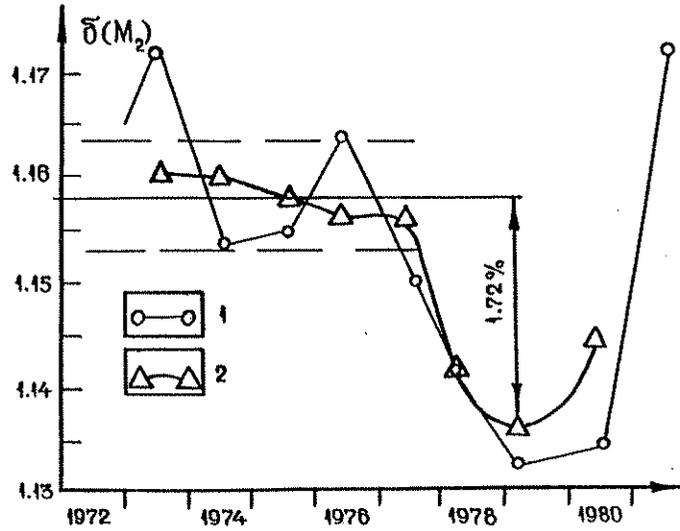


Figure 1 Variation du facteur gravimétrique à la station de Alma-Ata (Talgat):
1- graphique des valeurs moyennes annuelles du facteur $\delta(M_2)$;
2- graphique des valeurs moyennes de trois ans du facteur $\delta(M_2)$.

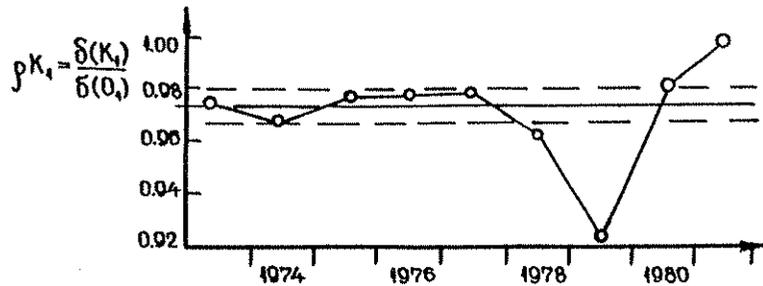


Figure 2 Variation de la valeur du rapport des facteurs d'amplitude pour les ondes K_1 et O_1 .

nales est à peu près 10 fois plus grande que l'influence de la densité. Pour les processus géologiques que sont par exemple les mouvements de convection dans le manteau, une période de quelques années est très courte. Toutefois conformément à l'hypothèse de E.V. Artiouchkov [8] et d'autres chercheurs, les processus dans le manteau doivent se manifester activement à la surface. Sous ce rapport il est intéressant de noter l'allure de la série des paramètres des champs géophysiques et géochimiques de certains facteurs géologiques sur le territoire du polygone d'Alma-Ata.

D'après les données de A.B. Ospanov, au cours de la période de l'allure anormale du facteur gravimétrique $\delta(M_2)$ en 1978-1979 on a observé des anomalies: de la température des eaux souterraines du niveau piézométrique des puits, du débit des eaux souterraines, de leur contenu en fluor et en rad.on. Il est possible que l'ensemble de ces anomalies, en incluant les variations des valeurs des amplitudes de marées reflète un réchauffement des parties supérieures du manteau depuis la fin des années 70.

BIBLIOGRAPHIE

=====

1. П а р и й с к и й Н.Н. и др. Приливные вариации силы тяжести в СССР. - В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с.65-84.
2. К у з н е ц о в М.В., К у з н е ц о в а Л.В., П а р и й с к и й Н.Н. Наблюдения земных приливов на станции Алма-Ата(Талгар) гравиметром "Аскания" GS -11 № 167 в 1973-1977 гг. - В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с.96-101.
3. К у р с к е е в А.К. О природе землетрясений и динамической модели земной коры Северного Тянь-Шаня. - Изв. АН КазССР, Геология, 1979, № 2, с.38-46.
4. К у р с к е е в А.К., В а л и е в К.Ш. Вариации гравиметрического фактора δ . - Вестник АН КазССР, 1982, № 9, с.40-42.
5. М е л ь х и о р П. Земные приливы. М., 1968, с.263-264.
6. М о л о д е н с к и й С.М., К р а м е р М.В. Влияние крупномасштабных неоднородностей мантии на земные приливы. - Изв.АН СССР, Физика Земли, 1980, № 1, с.3-20.
7. К о г а н С.Д. Об особенностях строения мантии Земли. - Изв.АН СССР, Физика Земли, 1981, № 5, с.3-17.
8. А р т ю ш к о в Е.В. Геодинамика. М.: Наука, 1979, 288 с.

Traduction
(Abrégé)

Variations temporelles du facteur de marée δ
et propriétés élastiques du manteau supérieur
dans la région d'Irkoutsk

D.G. Gridniev, You. K. Saritcheva, V. You Timofeiev

Géologie et Géophysique n° 7 pp 87-93 - 1988
Section Sibérienne, Novossibirsk

Lorsqu'à la station d'Irkoutsk on a noté une anomalie dans les paramètres de marées (fin 1980 au milieu de 1981) d'une amplitude atteignant 4% avec une erreur de mesures de l'ordre de 0,5% on a constaté la présence de variations des vitesses des ondes séismiques P et S.

On a conclu à l'existence, dans la période indiquée, d'une variation des propriétés élastiques de l'écorce et du manteau supérieur de la partie Sud Ouest de la zone Baïkale se reflétant aussi bien sur la valeur des vitesses séismiques que sur l'amplitude des marées de la pesanteur.

Les observations de marée gravimétrique pendant une longue période (1979 à 1982) mettent en évidence à Irkoutsk des variations du facteur δ dans le temps [7] dépassant les erreurs de mesure.

Les travaux théoriques [4] récents ont démontré la possibilité d'un calcul approximatif d'un autre paramètre reflétant les propriétés élastiques du milieu, à savoir le rapport entre les vitesses des ondes séismiques en relation avec le facteur δ . Ceci permet de supposer l'existence de variations des propriétés élastiques du milieu aussi bien dans les valeurs du facteur δ que dans les vitesses des ondes séismiques. Dans ce travail on vérifie la présence de variations des vitesses des ondes séismiques (P et S) dans le manteau supérieur pendant la période des observations à Irkoutsk lorsqu'on a noté une variation du facteur gravimétrique de marée δ .

Nous examinons l'influence d'anomalies des propriétés élastiques dans le manteau supérieur sur les mesures (zone anormale ≤ 400 km).

L'influence principale lors des variations de marées de la pesanteur sera l'anomalie dans la valeur du déplacement radial puisque le potentiel additionnel provoqué par la déformation ne varie pratiquement pas.

La loi de Hooke, pour la composante de la déformation nous intéressant, est :

$$\varepsilon_z = 1/E [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)], \quad (4)$$

où E est le module de Young, ν est le coefficient de Poisson, σ_x , σ_y , σ_z sont les composantes de la tension. Nous supposons que pour des profondeurs de plus de 400 km la Terre est à symétrie sphérique et que la zone anormale de dimension de ≥ 400 km est située dans les limites du manteau supérieur. Prenant en considéra-

tion que pour les latitudes moyennes les valeurs réelles des composantes horizontale et verticale de la force génératrice des marées sont du premier ordre on peut considérer pour une estimation approximative $\sigma_z \approx \sigma_x \approx \sigma_y$. Alors

$$\epsilon_z \approx \frac{(1 - 2\nu)}{E} \sigma_z. \quad (5)$$

En utilisant les propriétés du manteau supérieur [1, 2, 5] on peut évaluer en gros la variation de la composante radiale de la déformation de marée dans la zone anormale (par exemple le Baïkal) en comparaison avec une zone normale (la région de Novossibirsk - Sud Ouest de la plaque Sibérie). Pour la zone normale du manteau supérieur:

$$V_p = 8,0 \text{ km/s}, V_s = 4,6 \text{ km/s}; d = 3,33 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3;$$

en utilisant les relations connues

$$\nu = 0,5 \left[1 - \frac{1}{((V_p/V_s)^2 - 1)} \right], \quad (6)$$

$$E = d(3V_p^2 - 4V_s^2)/((V_p/V_s)^2 - 1), \quad (7)$$

nous obtenons : $V_p/V_s = 1,740$; $E = d \cdot 52,9$; $\nu = 0,254$; $\epsilon_z = 2,79 \cdot 10^{-6} \sigma_z$.
Pour la zone anormale du manteau supérieur:

$$V_p = 7,8 \text{ km/s}, V_s = 4,3 \text{ km/s}, d = 3,30 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3;$$

nous obtenons: $V_p/V_s = 1,814$; $E = d \cdot 47,9$; $\nu = 0,281$; $\epsilon_z = 2,77 \cdot 10^{-6} \sigma_z$.

Ainsi dans la zone anormale une diminution de ϵ_z de 0,7 % est possible.

Tenant compte de l'homothétie des déformations de marées par rapport au centre de la Terre (elles sont nulles au centre et maximales à la surface de la Terre) on peut reconnaître l'influence prédominante des anomalies du manteau supérieur sur les anomalies de la composante radiale de la déformation de marée et par conséquent sur les amplitudes des marées de la pesanteur.

S.M. Molodenski [4] a calculé l'influence des hétérogénéités de vitesse du manteau supérieur dans l'hypothèse du peu d'influence des variations de densité sur la valeur du facteur δ . Il a obtenu la relation empirique :

$$\Delta\delta/\delta = - (H/5) \times [(\Delta V_p/V_p) - 0,8 (\Delta V_s/V_s)] \quad (8)$$

où H est en milliers de kilomètres. Pour le modèle ci-dessus des zones normale et anormale nous obtenons par (8) une diminution de δ dans la zone anormale de 0,2 %. La diminution réellement remarquable de la valeur du facteur δ dans la région d'Irkoutsk en comparaison avec celle de Novossibirsk est de $0,7 \pm 0,3$ % [7]. Les variations régionales des paramètres de marée notées lors du passage des régions de plateforme (plaque de Sibérie Ouest) à une région tectoniquement active (Baïkal) sont confirmées par les données de la station d'Obninsk (synclinal de Moscou) et de la station de Talgar (Nord Tian-Shan). Les variations correspondent aux variations régionales de la vitesse des ondes sismiques dans le manteau supérieur: lors de la diminution du facteur de marée (passage d'une région de plateforme à une région tectoniquement active) de 0,7% et de la variation de la vitesse des ondes longitudinales de - 0,1 km/s, la variation

correspondante de la vitesse des ondes transversales calculée sur la base de la relation empirique de S.M. Molodenski [8] est égale à $-0,6 \pm 0,3$ km/s (avec couche à basse vitesse d'environ 400 km). La densité du manteau anormale (environ 400 km) a été choisie en conformité avec les résultats des travaux [1, 2, 5] (fig. 3).

Pour évaluer les variations temporelles dans les vitesses des ondes sismiques se manifestant dans les variations temporaires des défauts de coordination des temps d'arrivée des ondes sismiques par rapport à l'hodographe standard de Jeffreys-Bullen nous avons utilisé les données sur les tremblements de terre situés au Sud en tenant compte de la situation de la zone anormale (voir fig. 3) par rapport à la station d'Irkoutsk. Pour éliminer l'influence des particularités régionales de l'écorce on a examiné les tremblements de terre à des distances épacentrales de 25° à 55° pour lesquelles on avait une information sur le temps d'arrivée des ondes directes longitudinales et transversales à la station d'Irkoutsk. Pour ces calculs on a utilisé les données (tables 2 et 3) sur les tremblements de terre dans la zone limitée au Nord par la latitude de 56° (à l'Est d'Irkoutsk) et de 53° (à l'Ouest). Les épacentres de ces tremblements de terre sont éloignés d'Irkoutsk de 2700 à 6000 km. Les chemins de propagation des ondes directes depuis ces sources de perturbation à l'exception des zones de sortie et d'arrivée des ondes passent plus bas que les hétérogénéités du manteau supérieur (plus bas que 400 km). On peut donc considérer que les ondes passant des sources dans le domaine donné des distances épacentrales, renferment une information sur les hétérogénéités du manteau supérieur uniquement dans la zone de la station d'observation (sous Irkoutsk). On a pris un an comme intervalle de moyenne en prenant en considération la petite précision de l'enregistrement des temps d'arrivée et la petite quantité de tremblements de terre. Du catalogue des tremblements de terre [6] on a extrait toutes les données pour la zone indiquée: 87 événements pour la période du 1er juillet 1979 au 30 juin 1980; 72 événements pour la période du 1er juillet 1980 au 30 juin 1981; 82 événements pour la période du 1er juillet 1981 au 30 juin 1982. Les données obtenues pour la période du 1er juillet 1979 au 30 juin 1982 sur la variation des défauts de coordination des temps d'arrivée des ondes longitudinales et transversales V_p/V_s , et du facteur $\gamma = t_s/t_p$ qui correspond à la relation sont données sur les figures. La figure 4 montre les valeurs annuelles moyennes des absences de coordination des temps d'arrivée des ondes directes longitudinales et transversales à la station d'Irkoutsk et également le paramètre $\gamma = t_s/t_p$ (rapport des temps d'arrivée des ondes S et P pour la gamme des distances épacentrales de 25° à 55°). Nous donnons là aussi les variations observées du facteur δ pour la même période de temps, moyennes pour les deux appareils (GS 12 n° 180 et n° 186) obtenues à Irkoutsk. Partant des graphiques de la variation de Δt_p et Δt_s dans le temps on peut faire le calcul approximatif des variations correspondantes des vitesses des ondes longitudinales et transversales (avec couche anormale d'environ 400 km) par rapport aux valeurs $V_p = 8.2$ km/s et $V_s = 4.6$ km/s. Ensuite on peut trouver les variations correspondantes du facteur δ dans le temps. Ce graphique $\delta(t)$ obtenu à partir des absences de coordination Δt et sur la base de la relation de S.M. Molodenski [8] où la zone du manteau anormal $H = 400$ km,

$$\Delta V_s = V_s - H (H/V_s + \Delta t_s)$$

$$\Delta V_p = V_p - H / (H/V_p + \Delta t_p)$$

est donné sur la figure 4.

Dans la gamme des distances épacentrales de $25 \div 55^\circ$ se trouvaient deux zones particulièrement importantes de tremblements de terre (Océan Pacifique et Transasiatique). La première zone est très large et les trajets des ondes depuis différentes sources diffèrent fortement. C'est pourquoi tous les calculs ont été répétés pour la gamme des distances épacentrales de $25 \div 35^\circ$ ce qui permet de localiser avec précision les sources des différences dans les trajets des ondes.

Nous donnons sur la figure 5 les défauts de coordination de Δt_p , Δt_s et le paramètre γ pour cette gamme de distances épacentrales avec les limitations en latitude notées plus haut. Nous donnons aussi le graphique de la valeur calculée du facteur δ_B lors de l'utilisation des valeurs obtenues des défauts de coordination. On a utilisé les données relatives aux événements; période I - 36 événements; période II - 38 événements; période III - 39 événements. On a obtenu la valeur des défauts de coordination pour les ondes S les plus difficiles à déterminer:

période I + $2,3 \pm 0,6$ s,
période II + $3,7 \pm 0,7$ s,
période III + $0,4 \pm 0,6$ s.

D'après le critère de Student

$$t = \frac{\bar{x} - \bar{y}}{\sqrt{\frac{s^2}{n_1} + \frac{s^2}{n_2}}}; \quad s^2 = \left[\sum_{i=1}^{n_1} (\bar{x} - x_i)^2 + \sum_{i=1}^{n_2} (\bar{y} - y_i)^2 \right] / (n_1 + n_2 - 2)$$

les valeurs des défauts de coordination diffèrent de 82 pour les périodes I et II, de 99 pour les périodes II et III, et pour les périodes II et (I + III) de 98%. Il y a conformité qualitative. Ainsi les données séismologiques que nous possédons ne contredisent pas le fait de la variation dans le temps du facteur gravimétrique de marée. Malheureusement la précision des données séismologiques et des estimations de modèles ne permet pas de parler d'une conformité quantitative. Enfin, sur la base des données que nous avons sur la variation du facteur δ on peut supposer la présence de variations des propriétés élastiques de l'écorce dans le manteau supérieur de la partie Sud-Ouest de la zone du Baïkal dans la période allant du milieu de 1980 au milieu de 1981 (sur la base des observations depuis la mi 79 jusqu'à la mi 82).

Table 2

Caractéristiques des tremblements de terre suivant les périodes et pour les distances épicentrales 25 à 55°.

	Magnitude d'après les ondes de volume					Profondeur, km		
	<5,0	5,0÷5,4	5,5÷5,9	6,0÷6,5	>6,5	<30	30÷80	>80
1.07—31.12.1979 г.	1	5	24	11	3	9	27	8
1.01—30.06.1980 г.	1	8	17	15	2	7	27	9
I период (87)	2	13	41	26	5	16	54	17
1.07—31.12.1980 г.	1	4	24	8	0	10	21	6
1.01—30.06.1981 г.	0	6	15	17	4	5	28	9
II период (79)	1	10	39	25	4	15	49	15
1.07—31.12.1981 г.	0	5	24	8	3	8	22	10
1.01—30.06.1982 г.	0	1	22	14	5	8	27	7
III период (82)	0	6	46	22	8	16	49	17

Table 3

Caractéristiques des tremblements de terre suivant les périodes et pour les distances épicentrales de 25 + 35°.

	Magnitude d'après les ondes de volume					Profondeur			Nombre de tremblements de terre hors de la zone îles Kouriles, Japonaises Mer de Chine Orientale, Taiwan
	<5,0	5,0÷5,4	5,5÷5,9	6,0÷6,5	>6,5	<30	30÷80	>80	
1.07—31.12.1979 г.	1	2	11	3	0	3	11	3	4
1.01—30.06.1980 г.	1	6	6	6	0	2	12	5	0
I период (36)	2	8	17	9	0	5	23	8	4
1.07—31.12.1980 г.	0	3	8	4	0	2	9	4	4
1.01—30.06.1981 г.	0	6	7	9	1	1	16	6	2
II период (38)	0	9	15	13	1	3	25	10	6
1.07—31.12.1981 г.	0	4	3	9	3	1	13	3	3
1.01—30.06.1982 г.	0	2	12	5	3	4	15	3	7
III период (39)	0	6	15	14	4	5	28	6	10

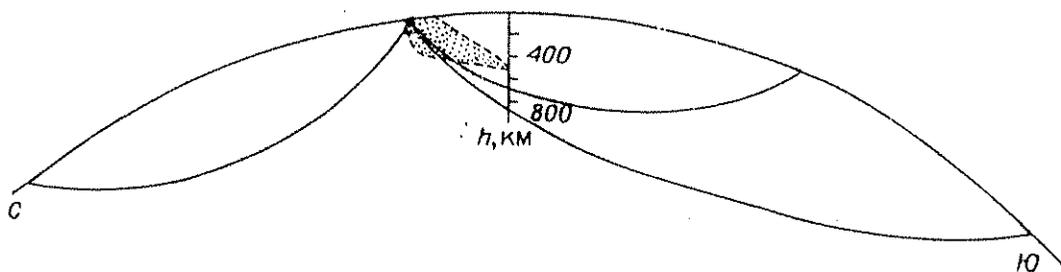


Figure 3

Allure des rais depuis les foyers des tremblements de terre [5] jusqu'à Irkoutsk. Coupe du Nord au Sud, zone anormale au Sud d'Irkoutsk, distances épicentrales 30, 30° et 50°

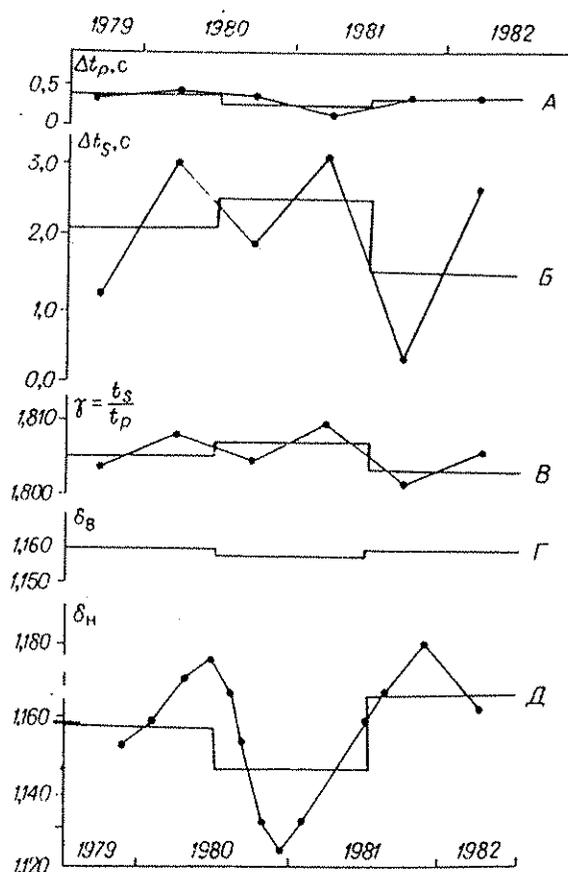


Figure 4

Variation dans le temps des paramètres géophysiques

- A - défauts de coordination Δt_p du temps d'arrivée de l'onde directe P à la station sismique Irkoutsk pour les distances épicentrales de 25 à 55° (ligne brisée - moyenne suivant la longitude, en gradin - moyenne par année);
- B - défauts de coordination de Δt_s du temps d'arrivée de l'onde directe S;
- C - rapport des temps d'arrivée des ondes S et P;
- D - valeurs du facteur gravimétrique δ calculées d'après la relation (8) des vitesses des ondes sismiques (les vitesses sont obtenues par les représentations de modèles et des valeurs des absences de coordination des temps d'arrivée des ondes P et S);
- E - valeurs du facteur gravimétrique de marée obtenu comme moyenne des deux appareils à Irkoutsk (ligne en gradins - moyenne pour un an, ligne brisée, selon [2]).

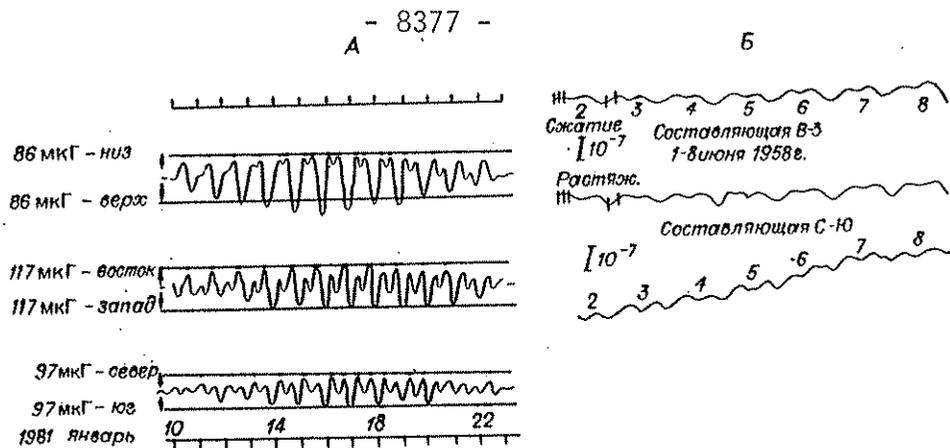


Figure 2

Composante verticale et horizontale de la force génératrice de marée A- d'après les observations aux latitudes moyennes avec le gravimètre Askania et le pendule Verbaandert-Melchior [3], B- d'après les observations avec les extensomètres [3]

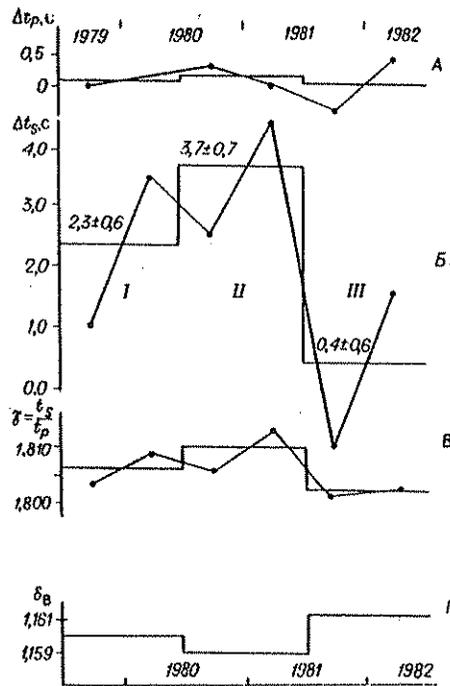


Figure 5

Variation dans le temps des paramètres géophysiques :

- A- défauts de coordination de Δt_p pour les distances épicentrales de 25 à 35°;
B- défauts de coordination de Δt_s ;
C- rapport des temps d'arrivée des ondes S et P; δ_B sont les valeurs du facteur gravimétrique calculé selon le rapport (8) des vitesses des ondes sismiques.

BIBLIOGRAPHIE

1. Ботт М. Внутреннее строение Земли.— М.: Мир, 1974.— 374 с.
2. Крылов С. В. Комплексирование методов сейсмологии взрывов и землетрясений при изучении глубинного строения Байкальского рифта // Региональные комплексные геофизические исследования земной коры и верхней мантии.— М.: Радио и связь, 1984.— С. 80—87.
3. Мельхиор П. Земные приливы.— М.: Мир, 1968.— 482 с.
4. Молоденский С. М. Приливы, пугация и внутреннее строение Земли.— М.: ИФЗ, 1984.— 215 с.
5. Рогожина В. А., Кожевников В. М. Область аномальной мантии под Байкальским рифтом.— Новосибирск: Наука, 1979.— 104 с.
6. Сейсмологический бюллетень (ежедекадный).— Обнинск, ИФЗ АН СССР, О—МЭ. 1979—1982 гг.
7. Тимофеев В. Ю. Приливные вариации силы тяжести на Сибирском профиле: Автореф. дис.— Новосибирск, 1986.— 16 с.

Traduction
Abrégée

Paramètres des marées terrestres d'après les
résultats des observations gravimétriques à Novosibirsk

You K. Saritcheva, V. You Timofeyev

Géologie et Géophysique n° 2 pp 37-44.
Novosibirsk 1992.

On donne ici un résumé des résultats des observations de marée gravimétriques à Novosibirsk de 1966 à 1990. On a mis à jour les lois de variation dans le temps des paramètres de marée (nombres de Love, facteur d'amplitude des ondes de marée principales, retard de phase) correspondant aux représentations de modèles actuels. On a noté des variations du facteur d'amplitude avec une période d'environ un an. En analysant des séries de un à deux mois on a mis à jour des variations du paramètre $\Delta\delta(O_1 - K_1)$ sensible à la dynamique du noyau liquide de la Terre.

L'analyse harmonique a été faite dans la première période par la méthode Lecolazet [22] ensuite par la méthode Vénédikov [23] avec la décomposition de la marée théorique en 512 ondes [20].

Observations de marées.

L'appareil est un gravimètre statique de haute précision GS-12 n° 186 "Askania" avec enregistreur galvanométrique à miroir M.17 et un appareil de mesure électrique garantissant le contrôle de la stabilité de l'alimentation de l'appareil et de ses thermostats. L'enregistrement est fait sur papier oscillographique à l'échelle de 1,7 à 6,0 $\mu\text{gal}/\text{mm}$.

Pour la calibration, nous avons appliqué jusqu'en 1985 le procédé des déplacements pairs [1, 15] dont la précision ne dépasse pas quelques pourcents. L'échelle du micromètre a été vérifiée à l'aide de l'équipement de calibration interne. Comme il a été indiqué en [2], à cause de l'imprécision des échelles du micromètre, l'erreur de détermination de l'échelle de l'enregistrement atteint 1,6%. A cause de la fréquence des procédés de calibration on a réussi en moyenne sur de grandes séries de mesures à obtenir des valeurs admissibles. Quand on a recherché la mise à jour de variations temporelles des paramètres de marée avec une limite inférieure de $\pm 1\%$, les exigences dans la précision de la détermination de l'échelle se sont accrues. Depuis 1986 on applique la méthode de calibration par inclinaison sans utilisation du micromètre. Le gravimètre est placé en permanence sur une dalle dont la base est de 1200 mm et dont le pas de la vis de réglage est de 0,5 mm. Avec la largeur d'enregistrement utilisée l'inclinaison de la dalle se fait dans les limites déterminées par les positions fixes de la vis : n_0 (horizon), $n_0 \pm 1$ et $n_0 \pm 3$ tour.

L'erreur d'installation ne dépasse pas 10^{-3} du pas de vis. La comparaison de la variation de la pesanteur lors de l'inclinaison avec le déplacement sur l'enregistrement donne la valeur d'échelle de l'enregistrement sans utilisation du micromètre. La variation de pesanteur Δg_{1-3} , correspondant à l'inclinaison de la dalle de $n_0 \pm 1$ jusqu'à $n_0 \pm 3$ tour de vis atteint pour la base donnée 686,6 μgal soit trois fois la valeur maximale des variations de marées. L'erreur de la valeur étalon Δg_{1-3} se compose de l'erreur de positionnement de la dalle au zéro, de la détermination de l'angle d'inclinaison.

son et de l'erreur de calcul sur l'enregistrement. La calibration dans la gamme des positions fixes de la dalle permet de ne pas tenir compte de l'erreur du pas de vis mais il convient de faire la vérification de la dalle dans la même gamme. Dans la méthode proposée on utilise l'installation d'étalonnage des gravimètres de campagne ($\gamma \ni \Gamma \Pi - 1$) basé sur le cercle vertical du théodolite OT-02 avec une précision de calcul de $\pm 0.2''$ et du gravimètre KBR-1m installé à l'intérieur de $\gamma \ni \Gamma \Pi - 1$ pour l'indication des angles d'inclinaison mesurés en relation avec le fait que le gravimètre est dans la position de la sensibilité la plus grande possible en inclinaison. Le schéma spécial des mesures répétées permet d'éliminer le déplacement du point nul du gravimètre et d'estimer l'erreur des observations. Les estimations indiquent que la précision de la calibration par cette méthode est de

$$(1 \div 2) \cdot 10^{-3} [5].$$

La figure 1 (courbe A) donne le graphique des valeurs de l'échelle obtenu au cours de la période de juin 1987 à août 1989. La valeur moyenne de l'échelle est $5,940 \pm 0,013 \mu\text{gal}/\text{mm}$ ce qui est plus précis que dans la méthode des déplacements pairs.

Résultats des observations

La station de marée terrestre fondamentale de Novosibirsk fonctionne depuis 1966 par cycles répétés des mesures continues entre lesquels des observations ont été faites dans les stations temporaires d'Irkoutsk et de Talgar. En 24 ans on a obtenu trois séries d'observations [1, 3, 10, 12 à 18].

Dans la première période (1966 à 1970) l'enregistrement a été fait par un seul gravimètre. Les résultats sont présentés dans la table 1. En 1974-1975 lors de la comparaison du gravimètre GS-12 n° 186 à Talgar avec un autre appareil analogue [4] on a découvert une diminution systématique de l'amplitude de la marée en relation avec une erreur de 1,2% pour l'appareil n° 186.

A l'inverse des publications précédentes [10, 12], pour la comparaison avec les résultats de 1976 à 1989, on a tenu compte dans la table 1 d'une correction correspondante. Avec des poids proportionnels aux amplitudes des ondes M_2 , S_2 , O_1 , K_1 (23, 11, 27, 39 respectivement) les valeurs moyennes du facteur gravimétrique sont: $\delta = 1,157 \pm 0.013$ pour 1966 à 1967 et $\delta = 1,154 \pm 0,002$ pour 1967 à 1970.

La seconde série d'observations (1977 à 1979) a été faite à Novosibirsk par quatre appareils mais ici (pour l'homogénéité des résultats) on n'a utilisé que les données du gravimètre n° 186. Les résultats de l'analyse sont donnés dans la table 2.

Depuis 1986, au terme des observations à la station temporaire d'Irkoutsk on a repris les observations à Novosibirsk. Elles se poursuivent à présent. La tâche principale au cours de cette période devient la recherche et l'estimation des limites des variations temporelles des paramètres de marée et par cela même la détermination des limites de la variation des propriétés élastiques de la Terre. Les valeurs pour Novosibirsk ont été déduites d'après les observations jusqu'en 1990. Les résultats pour 1986 à 1989 sont donnés dans la table 2.

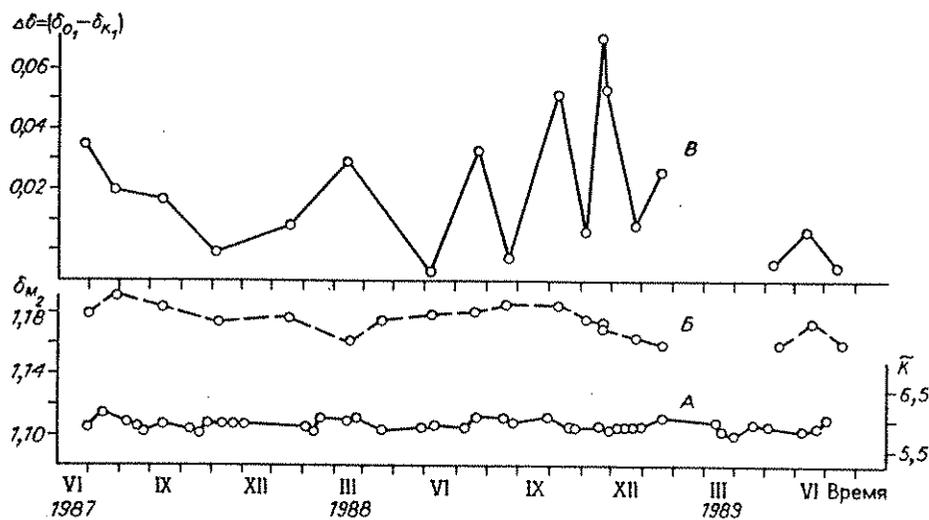


Figure 1 Résultats des observations de la marée gravimétrique à Novosibirsk.

- A- Echelle de l'enregistrement K du gravimètre n° 186 ($\mu\text{gal}/\text{mm}$),
- B- Facteur d'amplitude δ de l'onde M_2 ,
- C- Effet de la dynamique du noyau liquide de la Terre dans le facteur d'amplitude.

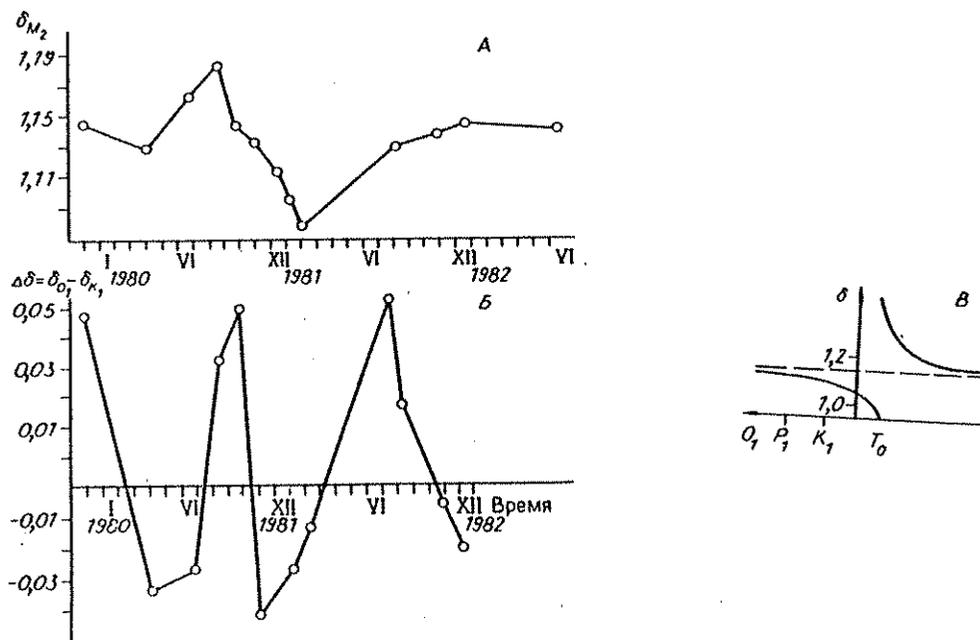


Figure 2 Variation de la valeur du facteur gravimétrique δ (M_2) d'après les résultats des observations à Irkutsk (A) avec le gravimètre n°186. Les variations du paramètre $\Delta\delta = \delta O_1 - \delta K_1$ à la même période (B). L'effet de résonance de la marée diurne et de la nutation dans le facteur d'amplitude (C). T_0 est la période correspondant à la fréquence de résonance; K_1 , P_1 , O_1 sont les périodes correspondant aux fréquences des ondes de marées diurnes.

Table 1

Paramètres de marée à Novosibirsk d'après les résultats des observations de 1966 à 1970.

Période	H	Facteur gravimétrique δ				Retard de phase $\Delta\phi$			
		M_t	S_t	O_t	K_t	M_t	S_t	O_t	K_t
1966-1967 rr.		1,157±0,002	1,169±0,013	1,160±0,006	1,116±0,003	-1,52±0,17	-0,35±0,20	-0,50±0,30	-0,09±0,20
1967-1970 rr.									
I	187	1,148±0,004	1,142±0,019	1,140±0,009	1,103±0,008	-1,14±0,36	-0,55±0,37	-0,14±0,59	+0,57±0,58
II	304	1,166±0,012	1,149±0,018	1,134±0,012	1,127±0,012	-1,12±0,48	+0,74±0,74	-0,94±0,50	+0,53±0,73
III	203	1,149±0,009	1,153±0,017	1,137±0,012	1,120±0,008	-0,77±0,61	-2,35±0,84	-2,04±0,82	-0,63±0,87
IV	295	1,156±0,012	1,154±0,022	1,156±0,017	1,144±0,008	-1,40±0,52	-2,49±0,89	-0,72±0,88	-0,44±0,87
Moyenne		1,156±0,004	1,150±0,002	1,143±0,005	1,126±0,008	-1,14±0,13	-1,09±0,80	-0,93±0,36	+0,02±0,31

Remarque. Poids (P) proportionnel au nombre de jour

Table 2

Résultats de l'analyse harmonique des variations de marées de la pesanteur à Novosibirsk (par les méthodes de Venedikov et Lecolazet).

Période	H	Facteur gravimétrique δ				Retard de phase $\Delta\phi$				Méthode d'analyse
		M_t	S_t	O_t	K_t	M_t	S_t	O_t	K_t	
1966-1967 rr.	80	1,157±0,002	1,169±0,013	1,160±0,006	1,116±0,003	-1,52±0,17	-0,35±0,20	-0,50±0,30	-0,09±0,20	Lecolazet
1967-1970 rr.	989	1,156±0,004	1,150±0,002	1,143±0,005	1,126±0,008	-1,14±0,13	-1,09±0,80	-0,93±0,36	+0,02±0,31	Venedikov 65
1977-1979 rr.	552	1,1513±0,0018	1,1382±0,0002	1,1594±0,0034	1,1325±0,0044	-1,29±0,33	+1,32±0,72	-0,13±0,72	+0,66±0,48	Venedikov 74
1986-1988 rr.	572	1,1590±0,0025	1,1541±0,0067	1,1441±0,0043	1,1291±0,0057	-0,06±0,16	+0,97±0,27	+0,76±0,17	+0,32±0,16	★
1989 r.	232	1,1374±0,0055	1,1768±0,0111	1,1364±0,0074	1,1148±0,0055	+0,48±0,28	+1,00±0,57	+0,26±0,38	+0,70±0,30	★
Moyenne pondérée (P ≈ Δ)		1,1539±0,0030	1,1515±0,0053	1,1469±0,0039	1,1268±0,0026	-0,78±0,32	+0,18±0,54	-0,22±0,34	+0,30±0,14	

Variation dans le temps du facteur d'amplitude.

Avec l'augmentation de précision de la détermination de l'échelle de l'enregistrement, l'étude détaillée des variations temporelles du facteur d'amplitude est devenue possible. Pour l'intervalle de juin 1987 à juin 1989 on a effectué l'analyse harmonique de séries mensuelles ne se recouvrant pas dont le résultat est illustré par la courbe β sur la figure 1 représentant la variation dans le temps du paramètre δM_2 . On y relève des variations de période approximativement annuelle. Les maxima se présentent de juillet à août 1987 et d'août à septembre 1988, les minima en février 1988, en jugeant selon la tendance de la courbe, en février-mars 1989. Une variation analogue a été décelée lors de la réduction des observations d'Irkoutsk [3] mais, ne possédant pas de série d'observations assez longue nous avons interprété un court minimum comme anomalie (fig. 2 A). En s'appuyant sur les résultats des observations de Novosibirsk cela peut se comprendre comme une conséquence de la périodicité de la variation dans le temps du facteur d'amplitude de marées de période voisine d'un an. La cause de ces variations peut être due aux processus hydrométéorologiques : les variations saisonnières de la température, du niveau des eaux souterraines, de la déformation des socles rocheux dans leur période de congélation active ou de dégel etc.

On peut supposer une régularité de ces variations dans différentes stations. L'augmentation de l'amplitude de la marée peut constituer un apport dans le processus de l'activation séismique de la région. Il doit y avoir aussi une relation inverse : le processus de dilatance au stade de l'activation séismique de la région peut provoquer des variations des paramètres de marées, particulièrement dans les observations clinométriques. C'est pourquoi il est aussi important d'avoir un réseau constant de stations de marées avec des gravimètres synchrones, des clinomètres et des observations déformographiques. Cela permettrait de séparer les effets d'origine tectonique et météorologique.

L'analyse harmonique glissante des données de marées continues permet d'estimer l'effet dynamique du noyau liquide.

La théorie montre que les forces tessérales diurnes de marées engendrent un couple de précession-nutation qui agit sur le noyau liquide de la Terre le contraignant à se déplacer par rapport à l'enveloppe. Comme cela a été montré par M.S. Molodenskii [8] la résonance du mouvement de nutation du noyau liquide et de la marée diurne (voir fig. 2.C) provoque une différence systématique entre les paramètres de marées δ aux fréquences des deux ondes diurnes O_1 et K_1 égale à 0,0220. Cette valeur de $\Delta\delta$ obtenue est proposée comme constante et est utilisée à titre de correction de $\delta(K_1)$. Cependant les observations à Irkoutsk en 1980-1981 ont montré que pendant l'intervalle de temps le paramètre $\Delta\delta$ a varié avec une période de l'ordre de 290 jours par rapport au niveau moyen de 0,0100 et dans les limites de - 0,040 à + 0,060 (fig. 2 B). La cause peut en être l'irrégularité du mouvement du noyau liquide de la Terre à cause de l'effet réciproque électromagnétique du noyau et du manteau [6]. A Novosibirsk on a également noté d'après les données des observations pour 1987 à 1989 des variations du paramètre $\Delta\delta = (\delta O_1 - \delta K_1)$: depuis mai 1988 la période des variations était voisine de 280 jours; ensuite les oscillations deviennent toujours plus rapides en atteignant à la fin 1988 une période de deux mois (fig. 1.C).

Ces variations de $\Delta\delta$ témoignent en faveur de l'hypothèse que la nature physique des variations temporelles observées du facteur δ est analogue à la nature des variations de la période de l'oscillation chandlérienne du pôle. Les données de H.J. Dittfeld [21] obtenues sur la base d'une série de 8 ans d'observations de marées parallèles à Potsdam et Pecni témoignent de causes globales des variations des paramètres de marées. Il a obtenu les anomalies du facteur δ en corrélation avec la variation de la vitesse de rotation de la Terre. Le pas assez grand de l'analyse glissante (35 mois) pris par Dittfeld

rend difficile la comparaison des résultats avec nos données sur les parties se recouvrant en temps.

Nombres de Love

Pour une détermination indépendante des paramètres k et h il faut faire deux sortes d'observations de marées, gravimétriques et clinométriques. Dans notre cas quand nous ne disposons que d'observations gravimétriques il faut se servir de la relation théorique $k = 0,495 h$ [8] ce qui donne $\delta = 1 + 0,258h$. Il faut introduire dans les paramètres δ obtenus, les corrections tenant compte

- 1 - des forces d'inertie apparaissant lors des oscillations de marées de la surface de la Terre [11];
- 2 - de la résonance de la marée diurne et de la nutation diurne apparaissant dans la rotation du noyau liquide de la Terre [9];
- 3 - de la non-concordance de la normale par rapport au géoïde avec la direction du rayon vecteur au centre de la Terre et des directions des composantes respectivement mesurée et calculée de la force de pesanteur (correction de Wenzel). Cette correction est $\Delta\delta_v = + \delta \text{tg} \psi \sin(\phi - \psi)$ pour les ondes diurnes et $\delta \text{ctg} 2\psi \sin(\phi - \psi)$ pour les ondes semi diurnes où ϕ et ψ sont respectivement les latitudes géographique et géocentrique du lieu d'observation;
- 4 - du retard x de phase du bourrelet de marée visco-élastique et du retard de phase de l'onde obtenue par l'analyse harmonique (correction de Slichter):

$$\Delta\delta = \frac{1}{\cos x} (\delta_{\text{obs}} \cos \Delta\phi - 1) + 1 - \delta_{\text{obs}}$$

où

$$\delta_{\text{obs}} - \delta \text{ contient les corrections 1, 2, 3 et } x = \text{arctg} \frac{\delta_{\text{obs}} \sin \Delta\phi}{\delta_{\text{obs}} \cos \Delta\phi - 1};$$

- 5 - des effets de marée des masses océaniques.

Nous donnons dans la table 3 le calcul des corrections énumérées et la valeur de l'onde moyenne de δ en tenant compte de l'apport de l'onde dans la marée totale.

Pour Novosibirsk la somme donne ainsi $\delta = 1,1527 \pm 0,0039$. Les nombres de Love correspondant à cette valeur sont:

$$h = \frac{\delta - 1}{0,258} = 0,592 \quad \text{et} \quad k = 0,45 h = 0,293.$$

Les valeurs des nombres de Love et du facteur d'amplitude δ à Novosibirsk sont un peu plus basses qu'à Irkoutsk. Elles correspondent à la répartition des paramètres élastiques dans le modèle de Gutenberg - Bullen "B" (avec noyau interne rigide) [19]:

δ valeur moyenne	h	k	μ_β	μ_π
1,153	0,585	0,288	$0,928 \cdot 10^{11}$	$2,75 \cdot 10^{11}$
1,158	0,605	0,298	$0,351 \cdot 10^{11}$	$2,2 \cdot 10^{11}$

Table 3

Calcul des corrections au facteur gravimétrique δ .

	M_2	S_2	O_1	K_1
δ non corrigé	1,1539 $\pm 0,0030$	1,1515 $\pm 0,0053$	1,1469 $\pm 0,0039$	1,1268 $\pm 0,0026$
1. Influence des forces d'inertie	- 0,0033	- 0,0036	- 0,0012	- 0,0010
2. Influence du noyau liquide de la Terre	-	-	-	+ 0,0220
3. Correction de Wenzel avec les corrections 1 à 3	+ 0,0052 1,1558 $\pm 0,0030$	+ 0,0052 1,1531 $\pm 0,0053$	+ 0,0013 1,1470 $\pm 0,0039$	+ 0,0012 1,1490 $\pm 0,0026$
Retard de phase $\Delta\phi^\circ$ X°	- 0,78 5,76	+ 0,18 1,35	- 0,22 1,71	+ 0,30 2,00
4. Correction de Slichter	+ 0,0007	0,0000	+ 0,0001	+ 0,0001
5. Influence des océans $\Delta\delta_{OK}$	+ 0,0060 1,1625 $\pm 0,0036$	+ 0,0074 1,1605 $\pm 0,0058$	- 0,0010 1,1461 $\pm 0,0039$	+ 0,0002 1,1493 $\pm 0,0026$
δ corrigé				
$\epsilon * 1$				
Poids proportionnel à l'amplitude de l'onde δ moyenne pondérée	23	11	27	39
		1,1527 \pm 0,0039		

L'erreur ϵ_1 est obtenue par $\sqrt{\epsilon^2 + \epsilon_{OK}^2}$ où l'erreur de la correction de l'influence des océans ϵ_{OK} est égale à $\approx 1/3 \Delta\delta_{OK}$

Observations à Novosibirsk

1966 à 1989		h	k
	1,1527	0,592	0,293

Observations à Irkoutsk

1979 à 1983		h	k
	1,1589	0,615	0,304

Ici μ_β et μ_π sont respectivement la rigidité du noyau interne de la Terre et la rigidité en surface.

Après l'introduction de toutes les corrections à l'exception de la correction de l'influence du noyau liquide, les paramètres sont les suivants:

	$\delta(O_1)$	$\delta(K_1)$	$\Delta\delta = \delta(O_1) - \delta(K_1)$	$\Delta\delta$ théor.	carac. tectonique
Novosibirsk	1,1461	1,1273	0,0188	0,0220	région de plateforme
Irkoutsk	1,1486	1,1392	0,0094	0,0220	zone de rift

Ainsi, d'après les observations à Novosibirsk l'effet dynamique du noyau liquide de la Terre est nettement plus voisin de la valeur calculée que d'après les observations à Irkoutsk. Les paramètres de marées gravimétriques reflétant les particularités de la structure du manteau supérieur (jusqu'aux profondeurs de l'ordre de 300 km) il est naturel de supposer que le modèle pour lequel M.S. Molodenskii a déterminé $\Delta\delta = 0.0220$ est plus correct pour les régions de plateformes que pour les zones tectoniquement actives.

En ne nous arrêtant pas en détail sur les problèmes de différences régionales dans les paramètres de marées qui a déjà été examiné en [3] nous noterons seulement que les valeurs moyennes globales des paramètres de marée à Novosibirsk et à Irkoutsk aux fréquences des ondes de marées principales et après avoir tenu compte que toutes les corrections étaient voisines:

	δ valeur moyenne	δM_2	δO_1	δK_1
Novosibirsk	1,1527±0,0039	1,1625±0,0036	1,1461±0,0039	1,1493±0,0026
Irkoutsk	1,1589±0,0032	1,1641±0,0049	1,1497±0,0098	1,1618±0,0064

Quant à la différence elle résulte du caractère et de l'amplitude des variations des paramètres de marée dans le temps: à Irkoutsk, les limites de la variation du facteur δ étaient 2 fois plus grandes.

BIBLIOGRAPHIE

1. Валенко В. Г., Барсенков С. И., Гриднев Д. Г. и др. Приливные изменения силы тяжести в Новосибирске в 1977—89 гг. // Медленные деформации Земли и ее вращение.— М.: Радио и связь, 1985.— С. 40—59.
2. Гриднев Д. Г., Сарычева Ю. К., Тимофеев В. Ю. Об определении масштаба записи приливов регистрирующего гравиметра GS-12 № 186 // Геология и геофизика.— 1982.— № 3.— С. 96—101.
3. Гриднев Д. Г., Кузнецов М. В., Кузнецова Л. В. и др. Региональные приливные исследования в азиатской части СССР // Современная геодинамика литосферы Сибири.— Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1986.— С. 63—79.
4. Кузнецов М. В., Кузнецова Л. В., Парийский И. И. и др. Сравнение двух приливоворегистрирующих гравиметров «Аскания» по наблюдениям в Алма-Ате (Талгар) // Изучение земных приливов.— М.: Наука, 1980.— С. 85—95.

5. Козьякова К. Я., Ромашок В. А., Рукавишников Р. Б. и др. Эталонирование гравиметров методом наклона.— М.: Наука, 1979.— 207 с.
6. Куликов К. А. Вращение Земли.— М.: Недра, 1985.— 157 с.
7. Мельхиор П. Земные приливы.— М.: Мир, 1968.— 482 с.
8. Молоденский М. С., Крамер М. В. Земные приливы и нутация Земли.— М.: Изд-во АН СССР, 1961.— 39 с.
9. Молоденский С. М. Приливы, нутация и внутреннее строение Земли.— М.: ИФЗ АН СССР, 1984.— 213 с.
10. Парийский Н. Н., Барсенков С. Н., Волков В. А. и др. Наблюдения приливных изменений силы тяжести в азиатской части СССР // Изучение приливных деформаций Земли.— М.: Наука, 1973.— С. 6—13.
11. Парийский Н. Н., Перцев Б. П. Влияние инерционных сил на наблюдаемые изменения силы тяжести и наклонов // Изучение земных приливов.— М.: Наука, 1980.— С. 22—36.
12. Парийский Н. Н., Барсенков С. Н., Волков В. А. и др. Приливные вариации силы тяжести в СССР // Изучение земных приливов.— М.: Наука, 1980.— С. 65—84.
13. Сарычева Ю. К. Первые наблюдения приливных вариаций силы тяжести в Новосибирске // Вращение и приливные деформации Земли.— Киев: Наук. думка, 1970.— С. 180—192.
14. Сарычева Ю. К. Результаты гармонического анализа земных приливов в Новосибирске за 1967—68 гг. // Медленные движения земной коры.— М.: ИФЗ АН СССР, 1972.— С. 134—139.
15. Сарычева Ю. К. Приливные изменения силы тяжести в Новосибирске и причины вариаций гравиметрического фактора: Автореф. канд. дис.— Новосибирск: ИГиГ, 1973.— 16 с.
16. Сарычева Ю. К. Числа Лява по результатам наблюдений за приливными вариациями силы тяжести в Новосибирске // Геология и геофизика.— 1973.— № 8.— С. 112—116.
17. Сарычева Ю. К., Тимофеев В. Ю. Первые результаты наблюдений по программе транссибирского земноприливного профиля гравиметром GS-12 № 186 // Тез. докл. ВПТК «Метрология в гравиметрии».— Харьков, 1980.— С. 79—81.
18. Сарычева Ю. К., Тимофеев В. Ю. Исследование приливных вариаций силы тяжести в Сибири // Методика и результаты комплексных геофизических исследований земной коры Сибири.— Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1981.— С. 64—70.
19. Alsop L. E., Kuo J. T. The characteristic numbers of semidiurnal Earth Tidal components for various Earth Models // Ann. Geoph.— 1964.— V. 20, fasc 3.— P. 286—300.
20. Cartwright D. E., Taylor R. New computations of the tide-generating potential // Geophys. J. Roy. Astron. Soc.— 1973.— V. 23.— P. 45—74.
21. Dittfeld H.-J. Some results of an eight years gravimetric registration series // Veröff. Zentralinst. Phys. Erde.— 1985.— T. 1, N 81.— P. 82—91.
22. Lecolazet R. La méthode utilisée à Strasbourg pour l'analyse harmonique de la marée gravimétrique. Marées Terrestres, BIM, 1958, N 10.
23. Venedikov A. P. Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueur arbitraire // Bull. Acad. Roy. Belg.— 1966.— N 53, fasc.3.— P. 1463—1475.

Traduction

Résultats préliminaires de la comparaison de longues
séries d'observations avec des gravimètres de marées

G. You Dittfeld

(Institut Central de Physique de la Terre de Potsdam)

Prévisions des tremblements de terre N° 8 pp 200-209 - 1988
Douchanbe - Moscou - 1988

Une connaissance très précise des paramètres de marées obtenus par des observations longues, simultanées, dans des stations de marées terrestres tests, utilisant des appareils de différents types, permet d'étudier les effets non dus aux marées.

Nous avons découvert des variations temporelles des paramètres de marées [1] dans les observations faites à Potsdam depuis 1974 avec le gravimètre GS-15 N° 222

Pour étudier la réalité de ces variations nous avons comparé les résultats de trois séries d'observations d'une durée de plus de trois ans faites simultanément à Potsdam (All.) Pecni (Tch.) et Berlin Ouest.

Les données de Pecni nous ont été aimablement prêtées par Z. Simon, les données de Berlin Ouest ont été aimablement fournies par G. Jentzsch.

L'absence d'activité sismique dans la région a permis d'espérer obtenir des paramètres de marées stables.

Ces paramètres sont donnés dans la table 2. La réduction a été faite selon le programme Chojnicki A15 H dans lequel les erreurs calculées sont très voisines des erreurs données par la méthode Venedikov V 74.

Les amplitudes des ondes principales sont plus grandes à Berlin Ouest, (gravimètre G 318) qu'à Potsdam (gravimètre GS. N° 222) de + 1,39 % pour les ondes diurnes et de + 0,74 % pour les ondes semi-diurnes. A Pecni (gravimètre GS N° 228) les amplitudes des quatre ondes principales étaient en moyenne de 0,27% plus petites qu'à Potsdam. Pour l'interprétation ultérieure on a introduit dans ces résultats les corrections d'inertie et les corrections de l'influence des océans calculées par B.P. Pertsev [2].

La table 1 montre que l'erreur quadratique moyenne d'une ordonnée ne dépasse pas 1 μ gal, ainsi pour le gravimètre GS N° 228 16,7% et pour le gravimètre G 318 51,9% de plus que pour le gravimètre GS N° 222.

La différence des facteurs δ pour les ondes O_1 et K_1 caractérisant la résonance avec la nutation diurne est en bon accord pour les stations de Potsdam et de Pecni (gravimètre GS-15):

$$\text{Potsdam } \delta_{O_1} - \delta_{K_1} = 0,01611 \\ \pm 00069$$

$$\text{Pecni } \delta_{O_1} - \delta_{K_1} = 0,01642 \\ \pm 00052$$

Pour étudier les variations des paramètres de marées terrestres dans le temps on a calculé pour chaque série complète d'observations les paramètres pour un intervalle d'à peu près un an et demi décalé successivement avec un pas de trois mois.

Les valeurs successives des paramètres obtenus sont reportées sur 40 graphiques caractérisant la variation des paramètres dans le temps.

Nous ne donnons ici que quelques graphiques car l'analyse mathématique de corrélation n'a pas encore été faite. Le matériel graphique ne peut donner qu'une corrélation visuelle entre les variations des paramètres de marées dans les trois stations. On note une bonne corrélation pour les trois stations dans les variations des valeurs du déphasage χ pour les ondes lunaires M_1 , $2N_2$, N_2 et L_2 dont le potentiel contient p , longitude du périhélie lunaire.

Sur les figures 1, 2, 3 nous donnons pour exemple les graphiques de la variation temporelle des paramètres χ des ondes N_2 , M_1 , L_2 .

Dans le retard de phases des autres ondes la corrélation n'est pas aussi remarquable; pour l'onde M_2 la corrélation ne s'observe pas.

On a noté les particularités suivantes.

D'abord une certaine corrélation dans les variations de δ , pour les gravimètres GS-15 N° 222 et 228 dans les stations de Pecni et de Potsdam (ondes K_1 , Φ_1 , OO_1). La corrélation entre les stations de Potsdam (gravimètre GS-15 N° 222) et Berlin Ouest (gravimètre LaCoste-Romberg G 318) est faible bien que la distance entre Potsdam et Berlin Ouest soit tout au plus de 15 kilomètres alors qu'entre Potsdam et Pecni il y a plus de 300 km. En outre l'allure de la variation - des facteurs δ à Berlin Ouest et à Potsdam ont souvent un signe opposé.

Il faut noter que le gravimètre G 318 a un coefficient de calibration un peu différent aussi bien pour les ondes diurnes que pour les semi diurnes.

Nous noterons que pour l'onde M_2 la corrélation en δ ne s'observe pas.

Les figures 4, 5 donnent, à titre d'exemple la variation des paramètres pour les ondes K_1 et M_2 .

Il en découle que les variations des paramètres de marées dans les trois stations indiquées ne sont pas influencées par des causes géophysiques puisque nous n'avons pas découvert de corrélation évidente entre les variations des paramètres.

On peut émettre les hypothèses suivantes à propos des résultats :

- 1) Les effets géophysiques supposés pouvant provoquer des variations des paramètres de marées ont des valeurs nettement plus petites que celles qu'on peut mesurer avec l'appareil concerné.
- 2) On a utilisé dans l'analyse des données de départ très hétérogènes en particulier une quantité d'interruptions dans chaque série étaient différentes. Comme le montre la pratique on obtient très souvent aux limites des interruptions des paramètres très anormaux.
- 3) Les erreurs des paramètres de marée calculées dans le processus d'analyse mathématique sont plus petites qu'en réalité. Cela signifie que les variations des paramètres de marée obtenues par l'analyse seraient seulement statistiques.
- 4) Il n'est pas exclu que les causes des variations temporelles obtenues soient des effets instrumentaux, des perturbations apparaissent dans le processus de maintenance de la station et des appareils et également dans le bruit de fond local apparaissant dans un rayon de quelques kilomètres.

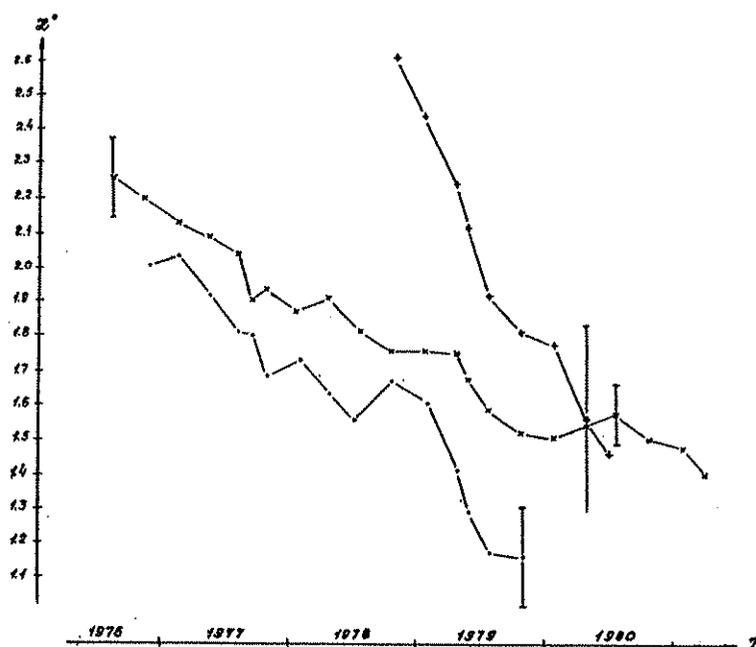


Figure 1 Graphique de la variation de χ pour l'onde N_2

X - GS - 15 N° 222 (Potsdam)
l - GS - 15 N° 228 (Pecni)
+ - LCR - N° G318 (Berlin Ouest)

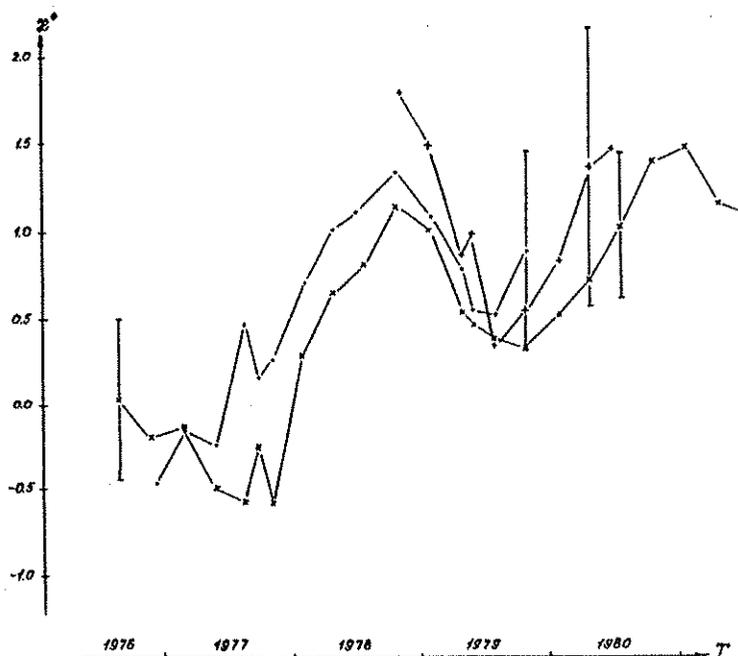


Figure 2 Graphique de la variation de χ pour l'onde M_1

X - GS - 15 N° 222 (Potsdam)
l - GS - 15 N° 228 (Pecni)
+ - LCR - N° G318 (Berlin Ouest)

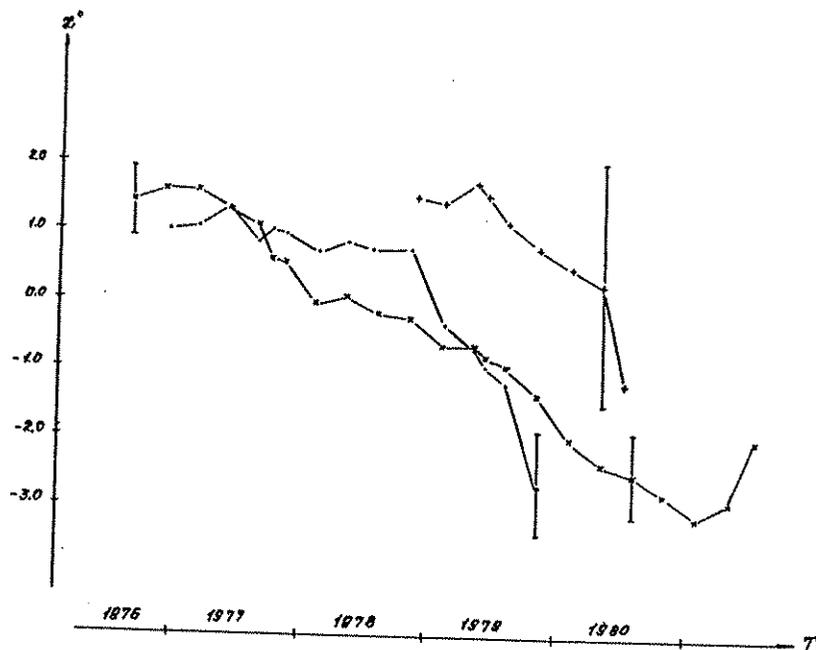


Figure 3 Graphique de la variation de χ pour l'onde L_2

X - GS - 15 N° 222 (Potsdam)
l - GS - 15 N° 228 (Pecni)
+ - LCR - N° G318 (Berlin Ouest)

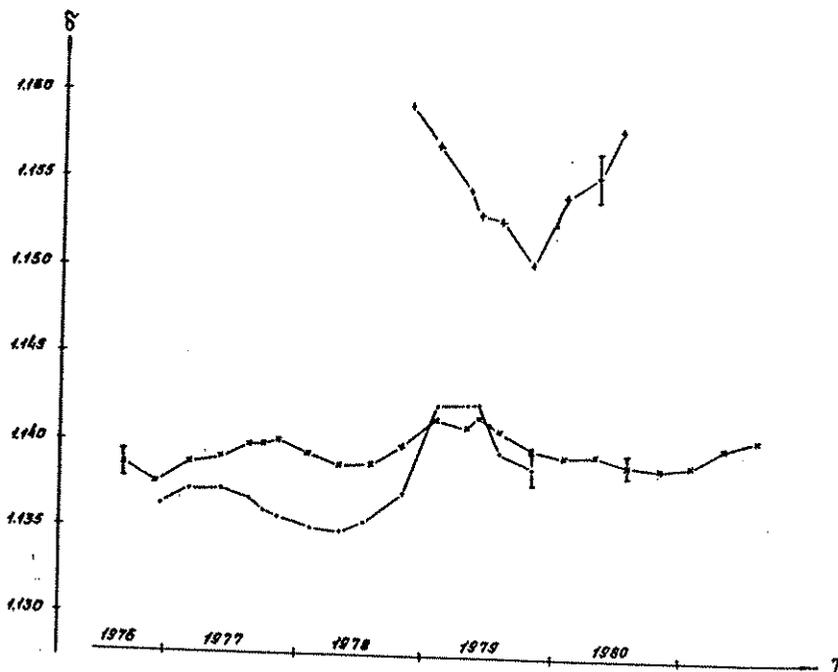


Figure 4 Graphique de la variation de δ pour l'onde K_1

X - GS - 15 N° 222 (Potsdam)
l - GS - 15 N° 228 (Pecni)
+ - LCR - N° G318 (Berlin Ouest)

Malgré l'absence de lois strictes dans les variations trouvées pour les paramètres de marée les résultats des recherches présentent un intérêt et des recherches ultérieures dans cette direction doivent être continuées.

Pour ce genre de recherches il convient d'utiliser des séries longues (pas moins de trois ans) de bonne qualité.

Il faut également faire des recherches sur l'influence des interruptions dans les enregistrements sur les valeurs des paramètres calculés.

Il est également utile de faire un rapport des facteurs δ pour les différentes ondes par rapport à δ_{01} afin d'éliminer l'influence des erreurs dans les coefficients de calibration et de leurs variations. Ce rapport a été fait dans le graphique δ_{K1} .

Les résultats de ce travail montrent que pour un calcul précis des influences de marées (plus précis que $5 \mu\text{gal}$) sur les autres mesures géophysiques qui ne sont pas dues aux marées il faut utiliser les paramètres de marée réellement observés dans la région où l'on fait l'étude des phénomènes non dus aux marées.

BIBLIOGRAPHIE.

1. D i t t f e l d H.-J., E l s t n e r C., S c h w h n W. Proceed. XVII General Assembly IUGG, Symposium N°20 "Tidal interactions" Canberra, Australia, Dec., 1979.

2. В е н е д и к о в А., И в а н о в а М.В., П е р ц е в Б.П. Косвенный эффект морских приливов на гравиметрических земноприливных станциях КАПГ. - Изв. АН СССР, Физика Земли, №6, 1985.

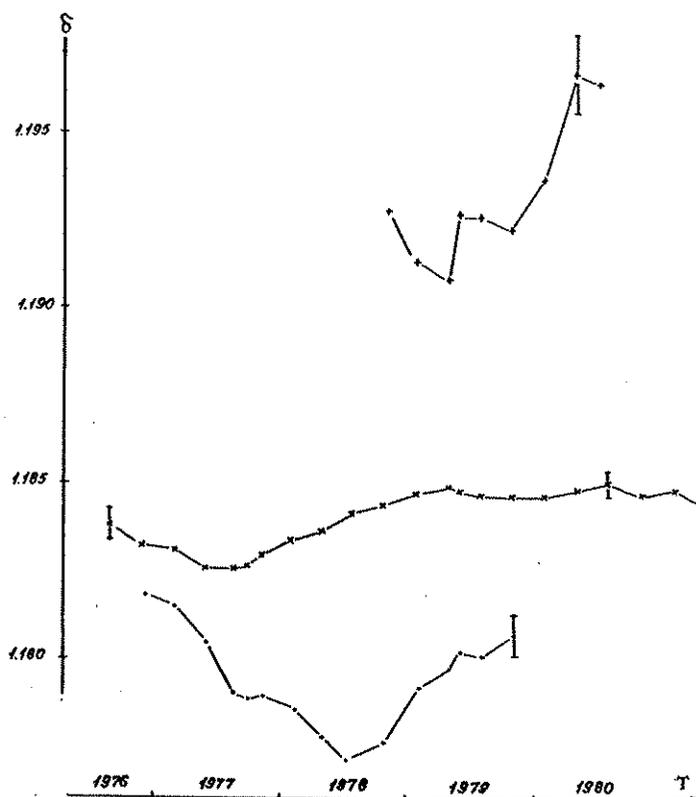


Figure 5 Graphique de la variation de δ pour l'onde M_2

X - GS - 15 N° 222 (Potsdam)
1 - GS - 15 N° 228 (Pecni)
+ - LCR - N° G318 (Berlin Ouest)

Table 1

Station	Gravimètre	Durée des observations	Durée de la série (en heure)
Potsdam Observatoire gravimétrique	GS-15 N° 222	03.1974-02.1982	62691
Pecni (Tchéc) Observatoire géodésique	GS-15 N° 228	03.1975-05.1980	27845
Berlin Ouest	LaCoste- Romberg N° G 318	03.1978-02.1981	23652

Table 2

Résultats de l'analyse des observations de marées terrestres dans les stations de Potsdam, Pecni, Berlin Ouest

	Potsdam	Pecni	Berlin
1	2	3	4
O_1	1.1521 ±.0004	1.1494 ±.0006	1.1687 ±.0013
P_1	1.1504 ±.0008	1.1490 ±.0010	1.1550 ±.0022
K_1	1.1397 ±.0003	1.1366 ±.0004	1.1551 ±.0008
N_1	1.1789 ±.0010	1.1792 ±.0018	1.1964 ±.0039
M_1	1.1841 ±.0002	1.1798 ±.0003	1.1929 ±.0007
S_1	1.1885 ±.0004	1.1831 ±.0008	1.1972 ±.0016
O_1	+0.00 ±.02	-0.03 ±.03	+0.17 ±.06
P_1	+0.35 ±.04	+0.23 ±.05	-0.65 ±.11
K_1	+0.20 ±.01	+0.10 ±.02	+0.01 ±.04
N_1	+1.83 ±.05	+1.63 ±.08	+1.98 ±.19
M_1	+1.20 ±.01	+1.01 ±.02	+1.34 ±.04
S_1	+0.36 ±.02	+0.40 ±.04	+0.33 ±.08
$m_0 / \text{max} \Gamma_{\text{max}}$	±0.66	±0.77	±1.00

Effet indirect des marées océaniques dans
les résultats des observations extensométriques.

B.P. Pertsev, M.V. Yvanova.

Izvestia, Académie des Sciences de Russie
Physique de la Terre n° 10 - Moscou 1991.

Les composantes des déplacements élastiques provoqués par les forces de marées s'expriment à la surface de la Terre, en coordonnées polaires, sous la forme suivante [1]:

$$S_r = \frac{h}{g} W - \text{composante radiale}$$

$$S_\theta = \frac{\ell}{g} \frac{\partial W}{\partial \theta} - \text{composante le long du méridien}$$

$$S_\lambda = \frac{\ell}{g \sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \lambda} - \text{composante dans le premier vertical}$$

W est le potentiel générateur de marée, θ est la colatitude, λ est la longitude, h et ℓ sont les nombres de Love et de Shida, g est l'accélération de la pesanteur à la surface de la Terre. Si le corps générateur de marées est une couche d'eau d'océan couvrant un segment sphérique de rayon α , de hauteur H et de densité ρ alors, à la surface de la Terre, le potentiel des forces de marée, en coordonnées polaires dont le pôle est au centre du segment, sera égal à:

$$W = 2\pi f\rho aH \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} [P_{n-1}(\alpha) - P_{n+1}(\alpha)] P_n(\theta) \equiv \\ \equiv 2\pi f\rho aH \left[1 - \cos \alpha + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \alpha}{n(n+1)} \frac{dP_n(\alpha)}{d(\cos \alpha)} P_n(\theta) \right],$$

où f est la constante de gravitation, a est le rayon de la sphère terrestre, θ est la distance sphérique depuis le centre du segment, $P_n(\theta)$ est le polynôme de Legendre d'ordre n. Par conséquent dans ce cas nous aurons:

$$S_r = \frac{2\pi f\rho aH}{g} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{h}_n}{2n+1} [P_{n-1}(\alpha) - P_{n+1}(\alpha)] P_n(\theta), \quad (1) \\ S_\theta = - \frac{2\pi f\rho aH}{g} \sin^2 \alpha \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{l}_n}{n(n+1)} \frac{dP_n(\alpha)}{d(\cos \alpha)} \frac{dP_n(\theta)}{d(\cos \theta)}, \\ S_\lambda = 0.$$

A cause de la symétrie axiale du segment, W ne dépend pas de λ . En (1) h_n et n sont les coefficients de charge dépendant de la structure de la Terre.

Les composantes de la déformation s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta} &= \frac{S_r}{a} + \frac{1}{a} \frac{\partial S_\theta}{\partial \theta}, \\ e_{\lambda\lambda} &= \frac{S_r}{a} + \operatorname{ctg} \theta \frac{S_\theta}{a}, \\ e_{\theta\lambda} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

L'allongement relatif de l'élément ds dans le plan tangent à la surface de la Terre, sera

$$e = e_{\theta\theta} \beta^2 + e_{\lambda\lambda} (1 - \beta^2) = e_{\lambda\lambda} + (e_{\theta\theta} - e_{\lambda\lambda}) \beta^2, \quad (3)$$

où β est le cosinus de l'angle entre la direction donnée s et la direction du pôle. Ainsi

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta} - e_{\lambda\lambda} &\equiv \Delta e = \frac{1}{a} \frac{\partial S_\theta}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \frac{S_\theta}{a} \\ &= \frac{2\pi f\rho H}{g} \sin^2 \alpha \sin^2 \theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{I}_n}{n(n+1)} \frac{dP_n(\alpha)}{d(\cos \alpha)} \frac{d^2 P_n(\theta)}{d(\cos \theta)^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Par (1) et (2)

$$\begin{aligned} e_{\lambda\lambda} &= \frac{2\pi f\rho H}{g} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{h}_n}{2n+1} [P_{n-1}(\alpha) - P_{n+1}(\alpha)] P_n(\theta) - \\ &\quad - \frac{2\pi f\rho H}{g} \sin^2 \alpha \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{I}_n}{n(n+1)} \frac{dP_n(\alpha)}{d(\cos \alpha)} \frac{dP_n(\theta)}{d(\cos \theta)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Nous avons calculé les fonctions de l'influence des segments Δe et $e_{\lambda\lambda}$ d'après les formules (4) et (5) pour le modèle de Terre n° 508 de Gilbert et Dziewonski [2] pour des segments sphériques de surface égale à la surface des trapèzes sphériques équatoriaux $1^\circ \times 1^\circ$ et $5^\circ \times 5^\circ$

Celles-ci sont représentées pour les différentes distances sphériques, pour $\rho = 1,025$ et $H = 1$, sur la figure où les effets des zones proches (jusqu'à $\theta = 40^\circ$) et lointaines sont donnés avec des échelles différentes. Comme nous le constatons, l'effet principal résulte des charges des marées océaniques situées près du point d'observation. Cependant les courbes donnent uniquement la représentation de l'effet d'un seul segment. Et ces segments (en incluant les segments terrestres) sont au nombre de 1680 dans le cas du partage de la sphère terrestre en trapèzes de $5^\circ \times 5^\circ$ et 25 fois plus dans le cas des surfaces de $1^\circ \times 1^\circ$. Comme chaque segment donne non seulement l'amplitude et le déphasage de la marée océanique mais aussi sa distance sphérique jusqu'au point d'observation et l'azimut de la direction s , les calculs de l'effet total par la formule (3) sont utiles uniquement dans le cas où le calcul de l'allongement relatif se fait pour un azimut déterminé ou deux directions réciproquement perpendiculaires. Si, du système des coordonnées relatif au segment considéré (θ, λ), on passe au système des coordonnées

géographiques (ϕ, ℓ) , après avoir un peu compliqué les calculs initiaux le calcul de l'effet indirect sera sensiblement simplifié dans la suite dans n'importe quel azimut utile. Conformément aux formules de passage d'un système de coordonnées à l'autre, il faut calculer les expressions

$$\begin{aligned} e_{\varphi\varphi} &= e_{\lambda\lambda} + \Delta e \cos^2 \Lambda z, \\ e_{\eta\eta} &= e_{\lambda\lambda} + \Delta e \sin^2 \Lambda z, \\ e_{\varphi\eta} &= \Delta e \sin 2\Lambda z. \end{aligned} \quad (6)$$

Ici Λz est l'azimut du centre du segment considéré. En faisant la somme de tous les segments, en tenant compte des amplitudes H et des phases κ de la marée océanique dans ces segments nous aurons

$$\begin{aligned} S_1 &= \sum e_{\varphi\varphi} H \sin \kappa, & C_1 &= \sum e_{\varphi\varphi} H \cos \kappa, \\ S_2 &= \sum e_{\eta\eta} H \sin \kappa, & C_2 &= \sum e_{\eta\eta} H \cos \kappa, \\ S_3 &= \sum e_{\varphi\eta} H \sin \kappa, & C_3 &= \sum e_{\varphi\eta} H \cos \kappa. \end{aligned} \quad (7)$$

Par conséquent, connaissant les valeurs de ces six éléments nous obtiendrons, pour la déformation dans un azimut arbitraire γ

$$\begin{aligned} S &= S_1 \cos^2 \gamma + S_2 \sin^2 \gamma + S_3 \sin \gamma \cos \gamma, \\ C &= C_1 \cos^2 \gamma + C_2 \sin^2 \gamma + C_3 \sin \gamma \cos \gamma. \end{aligned} \quad (8)$$

L'amplitude L et l'écart de phase η (les écarts de phase négatifs correspondent à un retard) par rapport à la phase du potentiel de l'onde seront ainsi

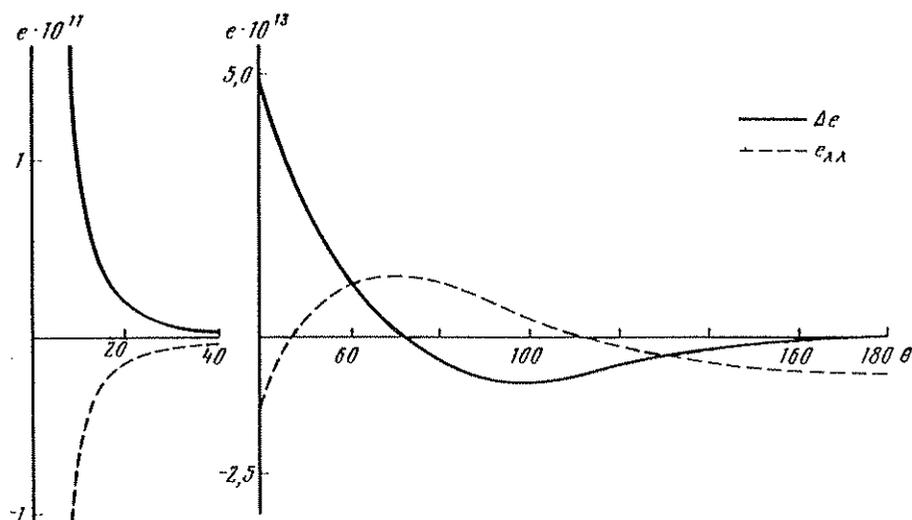
$$\begin{aligned} L &= \sqrt{S^2 + C^2}, \\ \operatorname{tg} \Phi &= \frac{-S}{C}, \text{ где } \Phi = \eta + pl. \end{aligned} \quad (9)$$

Ici $p = 1$ pour les ondes diurnes et $p = 2$ pour les semi-diurnes. Pour $\gamma = 0^\circ$ nous obtenons la composante dans le méridien et pour $\gamma = 90^\circ$ dans le premier vertical.

Utilisant les fonctions obtenues de l'influence des segments et les cartes cotidales globales de Schwiderski [3] pour les ondes principales M_2 et O_1 on a calculé d'après les formules (6) à (9) pour une série de stations d'Europe, d'Asie et d'Amérique l'influence des marées océaniques sur les résultats des observations de marées terrestres extensométriques. Les résultats des calculs pour 10 stations sont donnés dans les tables 1 et 2. Dans la table 1 nous donnons pour sept stations situées à différentes distances des océans, les amplitudes L des déformations déterminées par la charge des marées océaniques, pour les deux ondes et pour les deux directions - méridien et premier vertical. Dans la table 2 sont donnés les amplitudes A et les écarts de phases $\Delta\phi$ des déformations linéaires obtenues par les observations dans différents azimuts dans cinq stations de marées terrestres et, pour les mêmes points et azimuts, la valeur calculée des amplitudes L et des écarts de phases η des déformations de charge pour les deux ondes principales de la marée luni-solaire. Les valeurs des déformations de charge données dans la table 2 pour les sites de Poorman Mine et Flat River diffèrent sensiblement des valeurs analogues citées dans la table des auteurs [4]. Cette différence s'explique par le fait que, dans leurs calculs, les auteurs [4] ont utilisés d'autres données cotidales de départ. Dans la table 3 nous donnons à titre d'exemple les valeurs des coefficients S_1 et C_1 pour la station de

marée terrestre d'Uccle qui permettent de déterminer d'après les formules (8) et (9) l'amplitude et l'écart de phase de la déformation de charge dans n'importe quel azimut. Les coefficients sont calculés d'après la carte cotidale globale de Schwiderski pour l'onde M_2 .

Des tables il résulte que, dans le cas des déformations linéaires, l'effet indirect des marées océaniques dans les régions littorales peut être égal en valeur à l'effet des marées terrestres. Loin des océans l'effet indirect peut également atteindre 10% et plus des déformations de marées terrestres. Bien que les résultats des observations extensométriques dépendent considérablement de différents facteurs locaux perturbateurs (topographie, effet de cavité, etc), les tables montrent que les marées océaniques peuvent toutefois sensiblement perturber les résultats des observations dans les stations continentales. C'est pourquoi même dans le cas des stations éloignées des mers et des océans, malgré une prévalence possible des effets locaux, pour une interprétation géophysique correcte des observations extensométriques il faudra calculer l'effet indirect des marées océaniques. Comme les cartes cotidales globales de Schwiderski n'englobent pas les mers intérieures il convient pour les stations de marées terrestres situées près des côtes de tenir compte de l'influence des marées des zones océaniques voisines et il est donc souhaitable d'avoir des cartes plus détaillées.



Influence de la couche, en centimètre d'eau océanique, sur les déformations linéaires. La surface du segment est de $5^\circ \times 5^\circ$.

BIBLIOGRAPHIE

1. Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир, 1968.
2. Перцев Б.П., Иванова М.В. Расчет нагрузочных чисел Лява для земной модели № 508 Гильберта и Дзивонского // Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980. С. 42-47.
3. Schwiderski E.W. On charting global ocean tides // Rev. Geophys. Space Phys. 1980. V. 18. № 1. P. 243-268.
4. Beaumont C., Berger J. An analysis of tidal strain observations from the USA // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1975. V. 65. № 6. P. 1613-1629.
5. Latinina L.A., Szabo Gy., Varga P. Observations of deformations of the Earth's crust in the "Matyashegy" cave near Budapest // Acta Geodes., Geophys. Montanist. Hung. 1984. V. 19 (3-4). P. 197-205.
6. Latinina L.A., Brinich L. Observations of deformations of the Earth's crust on the tidal station in Vyhne // Study of the Earth tides. Bull. KAPG № 9. 1989. P. 60-69.
7. Ducarme B., Flick J., Melchior P., Van Ruymbeke M. Tidal deformations measured with gravimeters, clinometers and extensometers at the Underground Laboratory of Geodynamics at Walferdange // Proc. VIII Intern. Symp. on Earth Tides. Bonn, 1977. P. 661-676.

Table 1

Amplitudes des déformations de charges $L \times 10^{11}$

Station	Onde			
	M_2		O_1	
	N.S.	E.W	N.S.	E.W
Uccle	579	610	61	39
Walferdange	252	110	30	27
Tiefenort	221	48	11	17
Budapest	121	21	4	18
Obninsk	60	27	7	13
Tbilissi	37	34	10	11
Talgar	6	56	12	4

Table 2

Déformations linéaires observées et de charges dans les différents azimuts.

Stations	Azimut	$A \times 10^{11}$	$\Delta\phi$	$L \times 10^{11}$	η
			M_2		
Poorman Mine [4]	173°	903	13.0°	46	131.0°
Flat River [4]	135°	1108	21.4	54	- 57.8
Budapest [5]	114°	267	-10.3	10	143.3
Vinhye [6]	55.5°	718	262.7	49	- 12.6
Walferdange [7]	37.8°	844	- 1.8	64	7.8
			O_1		
Poorman Mine	173°	243	15.0°	56	83.0°
Flat River	135°	665	-27.0	31	155.6
Budapest	114°	536	- 1.3	15	10.3
Vinhye	55.5°	666	36.2	23	97.4
Walferdange	37.8°	609	6.4	31	93.1

Table 3

Coefficients S_i et C_i pour la station d'Uccle

i	Onde M_2	
	$S \times 10^{11}$	$C \times 10^{11}$
1	- 178.5012	- 550.9730
2	- 60.50034	607.2115
3	- 157.0600	78.80756

Traduction
Abrégé

Complexité des mesures absolues et relatives
des variations de marée de la pesanteur

V. You Timofeyev

Géologie et Géophysique n° 11, pp 108-113
Novosibirsk 1979.

Résumé

Nous décrivons la méthode de réduction d'observations communes absolues (gravimètre absolu, laser) et relatives (gravimètre Askania) des marées de la pesanteur. La particularité principale de la méthode est le procédé d'élimination de la dérive instrumentale. Nous donnons les résultats de la réduction des observations (du 28/5 au 11/6/1977) à la station de Klioutchi (Novosibirsk).

L'étude des marées terrestres a pour but:

- 1) la précision des modèles de répartition des propriétés élastiques et de la densité à l'intérieur de la Terre ce qui, vu la dépendance intégrale de l'effet de marée de ces propriétés est possible par la construction de modèles de la Terre avec les répartitions données des paramètres et par la comparaison des déformations calculées et observées;
- 2) la détermination des caractéristiques visqueuses de la Terre en relation avec la fréquence relativement basse des marées (périodes de 12 à 24 h) en comparaison avec les fréquences sismiques (ondes élastiques et oscillations propres);
- 3) la découverte et l'étude des particularités régionales dans la répartition des propriétés élastiques et rhéologiques du manteau terrestre;
- 4) la détermination des corrections des marées introduites dans les mesures gravimétriques et géodésiques de haute précision.

Il est difficile de déterminer avec précision les paramètres des ondes à longue période qui sont très importantes pour l'étude des propriétés rhéologiques de la Terre [2]. Une des voies de solution de ces difficultés est l'utilisation du gravimètre laser absolu créé à l'Institut d'Automation et d'Electrométrie de l'Académie des Sciences de Russie. On examine dans ce travail la méthode de mesure et de réduction de ces observations dans le but de déterminer les paramètres des ondes principales de marées en incluant les composantes à longue période (onde M_f). La principale différence est une méthode de principe nouveau d'élimination de la dérive de l'appareil et également l'application de la variante classique de la méthode des moindres carrés pour la détermination des paramètres.

Avec un gravimètre de haute précision "Askania GS 12" avec système d'enregistrement continu automatique de Bruno-Lange, le signal $\ell(t)$ de marée observé peut être représenté comme la somme

$$\ell(t) = p(t) + s(t) + d(t)$$

où $p(t)$ est la réaction de l'appareil aux forces de marées et aux déformations de marées de la Terre, $s(t)$ est le signal perturbant (erreurs de mesure et variations réelles du phénomène observé qui ne dépendent pas de la force de marée); $d(t)$ est la dérive de l'appareil.

L'erreur quadratique moyenne atteint 2 à 2,5 μgal (correspondant à peu près à $s(t)$ et de caractère accidentel). L'imperfection principale de l'appareil est cette dérive qui est différente pour chaque appareil individuel. Nous la représentons par [1]: $d(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2$ où a_0 est une constante, a_1 est 10 à 20 $\mu\text{gal}/\text{jour}$, a_2 atteint 0,07 $\mu\text{gal}/\text{jour}^2$. La dérive est liée aux propriétés mécaniques de l'appareil [1] par la pression et la température mais ce caractère n'est pas important. Le déphasage instrumental provient de ce que l'appareil réagit au signal avec un certain retard.

Pour le gravimètre laser absolu élaboré à l'Académie des Sciences de Russie [3] le signal observé peut être représenté par

$$m(t) = g + p(t) + k(t)$$

où g est la valeur absolue de la pesanteur qui peut être considérée comme indépendante du temps; $p(t)$ est le signal de marée; $k(t)$ est le signal perturbant.

Il faut également tenir compte de ce que l'erreur de mesures $k(t)$ du gravimètre laser atteint 10 à 20 μgal et la durée des observations continues ne dépasse pas 48 heures.

Dans notre méthode nous utilisons le modèle approximatif de la marée $D(t)$. Nous tenons compte de trois ondes - la semi diurne M_2 , la diurne K_1 et celle de deux semaines M_f .

$$D(t) = A \cos(\phi_1 + \omega_1 t) + B \cos(\phi_2 + \omega_2 t) + C \cos(\phi_3 + \omega_3 t)$$

est la marée sans bruit de fond (marée théorique). Nous travaillons avec une série mensuelle. En considérant la dérive de l'appareil comme linéaire nous prendrons

$$x(t) = D(t) + \alpha t + C_1.$$

Les résultats des mesures absolues ayant une précision d'un ordre plus bas nous obtenons respectivement $D \rightarrow D_1$ et en tenant compte également de la constante g : $y(t) = D_1(t) + g$. Si la précision du gravimètre absolu est de 10 μgal et la dérive atteint 15 $\mu\text{gal}/\text{jour}$, l'intervalle minimum pour sa détermination est de 2 jours. La dérive linéaire pour une représentation plus précise est interpolée par trois termes cubiques

$$\phi(t) = b_0 + b_1 t + b_2 t^2.$$

En utilisant la différence des résultats des mesures relatives et absolues ϕ_i par la méthode des moindres carrés nous calculons b_0, b_1, b_2 dans l'expression

$$\phi_i = b_0 + b_1 t_i + b_2 t_i^2$$

où

$$\phi_i = (t_i) - y t_i \quad ; \quad i = 1, \dots, m \text{ est la quantité de calculs.}$$

On comparera les deux systèmes de mesures absolues de la pesanteur - "continue" (horaire) et "discrète" (à peu près par jour); les observations relatives se font continûment. La position des points de calcul pour les observations "discrètes" influence la précision des mesures à cause du retard de phase. En comparant les enregistrements faits par les appareils avec déphasage (appareil relatif) et sans déphasage (appareil absolu) nous obtenons le décalage systématique. La valeur de ce décalage est maximale sur les intervalles de vitesse maximale de la variation de la pesanteur (1) et minimale dans les points (2) des extrêmes de l'onde de marée. Avec un retard instrumental caractéristique pour les gravimètres "Askania GS 12" ($\theta \approx 2^\circ$) [4] aux points 1 pour les ondes semi-diurnes ces valeurs atteignent 2 à 3,5% de l'amplitude des ondes (pour la latitude de 50 à $60^\circ \approx 1,5$ à $2 \mu\text{gal}$) et pour les ondes diurnes 1 à 1,5% de l'amplitude ($\approx 0,75$ à $1 \mu\text{gal}$) alors que dans les points 2 pour les ondes semi-diurnes le déplacement atteint 0,03 à 0,06% de l'amplitude ($0,025 \mu\text{gal}$) pour les ondes diurnes -0,01% ($\approx 0,008 \mu\text{gal}$). Les ondes à longue période n'ont pratiquement pas de décalage.

Ainsi, aux valeurs extrêmes de la marée on peut négliger l'écart de phases et il faut réaliser les mesures absolues en ces points. Les coefficients calculés de la dérive de l'appareil relatif pour différentes périodicités des mesures absolues sont donnés dans la table 1. Comme nous le verrons, le schéma de 7 calculs pour 6 jours ne cèdent pas en précision aux observations continues de 10 jours. Nous déterminerons maintenant par des observations relatives les paramètres des ondes de marée. Nous éliminons d'abord la dérive:

$$x(t) - (b_0 + b_1 t + b_2 t^2) = z(t).$$

Par la valeur de différence $z(t)$ nous déterminerons les paramètres des ondes:

$$z_i = A_1 \cos(\varphi_{01} + \omega_1 t_i) + B_1 \cos(\varphi_{02} + \omega_2 t_i) + C_1 \cos(\varphi_{03} + \omega_3 t_i), \quad i = 1, \dots, n,$$

où n est la quantité de calculs

$$z_i = d_1 \cos \omega_1 t_i + d_2 \sin \omega_1 t_i + d_3 \cos \omega_2 t_i + d_4 \sin \omega_2 t_i + d_5 \cos \omega_3 t_i + d_6 \sin \omega_3 t_i,$$

où

$$\begin{aligned} d_1 &= A_1 \cos \varphi_{01}, & d_2 &= -A_1 \sin \varphi_{01}, \\ d_3 &= B_1 \cos \varphi_{02}, & d_4 &= -B_1 \sin \varphi_{02}, \\ d_5 &= C_1 \cos \varphi_{03}, & d_6 &= -C_1 \sin \varphi_{03}. \end{aligned}$$

En résolvant le système, nous trouverons les coefficients $d_1 \dots d_6$ et ensuite les paramètres des ondes:

$$\begin{aligned} A_1 &= \sqrt{d_1^2 + d_2^2}, & \varphi_{01} &= \text{arctg}(-d_2/d_1), \\ B_1 &= \sqrt{d_3^2 + d_4^2}, & \varphi_{02} &= \text{arctg}(-d_4/d_3), \\ C_1 &= \sqrt{d_5^2 + d_6^2}, & \varphi_{03} &= \text{arctg}(-d_6/d_5) \end{aligned}$$

et leurs erreurs pour les amplitudes

$$m_1 = \sqrt{d_1^2 m_{d1}^2 + d_2^2 m_{d2}^2} / \sqrt{d_1^2 + d_2^2}$$

$$m_2 = \sqrt{d_3^2 m_{d3}^2 + d_4^2 m_{d4}^2} / \sqrt{d_3^2 + d_4^2}$$

$$m_3 = \sqrt{d_5^2 m_{d5}^2 + d_6^2 m_{d6}^2} / \sqrt{d_5^2 + d_6^2}$$

où $m_{\alpha i}$ ($i = 1, 2, \dots, 6$) est l'erreur de détermination de d_i obtenue lors de la solution du système et pour les phases:

$$n_1 = \sqrt{d_1^2 m_{d1}^2 + d_2^2 m_{d2}^2} / \sqrt{d_1^2 + d_2^2}$$

$$n_2 = \sqrt{d_3^2 m_{d3}^2 + d_4^2 m_{d4}^2} / \sqrt{d_3^2 + d_4^2}$$

$$n_3 = \sqrt{d_5^2 m_{d5}^2 + d_6^2 m_{d6}^2} / \sqrt{d_5^2 + d_6^2}$$

Les résultats du calcul des paramètres des ondes pour différents coefficients de la dérive de l'appareil sont donnés dans la table 2. En tenant compte de ce que la précision de calcul des paramètres avec la précision actuelle des appareils ne dépasse pas 0.01 et que l'augmentation de l'intervalle des observations (pour déterminer la dérive) en commençant par 7 jours ne procure pas de gain, nous choisissons pour les mesures communes le système "discret" selon les points extrêmes pour 7 jours (pour le gravimètre absolu). Nous nous arrêterons brièvement sur le choix des points de prise en compte des données depuis l'enregistrement. Dans toutes les méthodes de réduction des observations, les calculs utilisent des données en des laps de temps égaux d'une heure même pour la description complète des fonctions avec un spectre limité il suffit de la représenter par les valeurs instantanées des intervalles entre celles que nous trouverons par l'expression connue:

$$\Delta t_{\max} \leq 1/2 F_{\max},$$

où F_{\max} est la fréquence maximale des harmoniques dans le spectre. Si l'on prend la décomposition complète de Doodson, $\Delta t_{\max} \approx 4h$.

Ainsi, lors de la détermination des paramètres des ondes de marées nous ne nous sommes pas limités à l'intervalle de temps horaire et nous pouvons l'augmenter jusqu'à 4h.

Les observations communes ont été faites en mai-juin 1977 à la station de marée de Klioutchi (Novossibirsk). Les mesures absolues ont été faites avec le gravimètre laser de l'Académie des Sciences de Russie. Les mesures relatives continues ont été faites avec le gravimètre "Askania GS 12 n° 186". Etant données les difficultés techniques on n'a obtenu par le gravimètre absolu qu'une seule série continue de 4h30m le 28 mai 77 à 4h30m le 30 mai 77 et également une observation unique (4 calculs) le 8 mai 77 de 9h à 13h. L'erreur quadratique moyenne de la mesure absolue est de 10 à 20 μgal pour 100 à 200 mesures en 30 min. Une quantité insuffisante de mesures absolues ne permet pas de bien vérifier la méthode proposée des mesures communes. Nous ferons l'analyse d'une série de 14 jours de mesures (de 4h le 28 avril à 4h le 11 mai 77) pour la séparation des paramètres de l'onde M_F . Sur la base des données obtenues nous déterminons la dérive du gravimètre "Askania GS 12" :

$$a + bt, \quad a = 22,44 \mu\text{gal}, \quad b = - 2,358 \mu\text{gal}/\text{heure}.$$

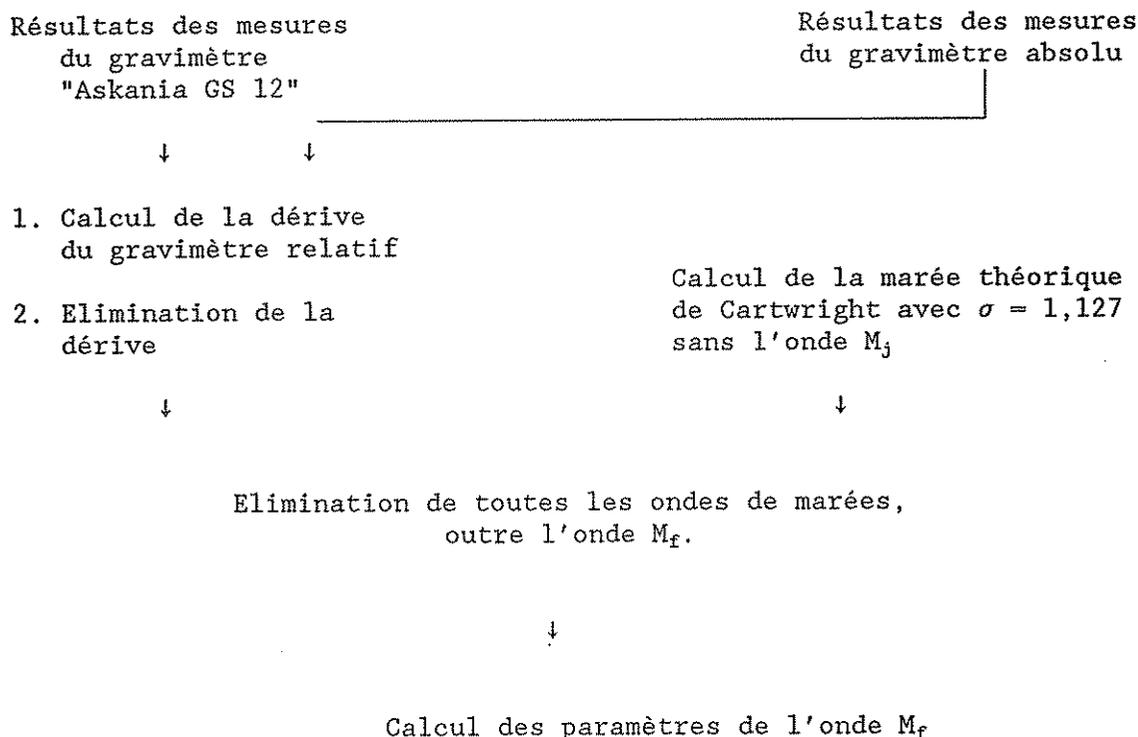
En utilisant les observations absolues continues de 48 heures nous obtenons pour cet intervalle des dérives de la forme

$$a_1 + b_1 t + c_1 t^2; \quad a_1 = - 6,50 \mu\text{gal}, \quad b_1 = 1,07 \mu\text{gal/h},$$

$$c_1 = - 0,0068 \mu\text{gal/heure}^2.$$

Nous supposerons pour l'intervalle du 28 mai au 11 juin de 4h et du 28 mai à 5h le 30 mai: $a_1 + b_1 t + c_1 t^2$, de 6h le 30 mai à 0h le 11 juin: $a + bt$. Etant donné que l'erreur lors du calcul de la dérive est grande il n'y a pas de sens à trouver les paramètres de toutes les ondes de marées déterminés avec une meilleure précision par d'autres méthodes pour les appareils relatifs. C'est pourquoi nous déterminerons les paramètres de l'onde M_f . Pour les obtenir par les résultats des mesures relatives nous tiendrons compte de la dérive calculée et de toutes les ondes de marées outre M_f (marée théorique de Cartwright avec $\sigma = 1,127$).

Bloc schéma de calcul des paramètres de l'onde M_f



Par la valeur de différence obtenue par moindres carrés nous obtiendrons les paramètres de M_f : $\delta = 1,04 \pm 0,26$, $\Delta\phi = - 14,6^\circ \pm 14,3$. Nous n'introduirons pas de corrections dans ces valeurs à cause de la forte erreur de détermination. Il convient de noter que pour la marée semi mensuelle M_f on peut considérer l'océan voisin de l'équilibre ce qui élimine la nécessité d'introduire les corrections de la marée océanique.

Nous comparerons les paramètres obtenus de l'onde M_j avec les résultats de leur détermination par une autre méthode, avec détermination de la dérive d'après les points nuls en utilisant la même série d'observations du gravimètre "Askania GS 12" n° 186 (du 28 mai au 11 juin). La méthode des points nuls (méthode de Lassovski) réside dans le calcul des époques auxquelles la marée théorique est égale à zéro. Les valeurs observées de la marée à ces époques reflètent la position du zéro de l'appareil. L'objectivité

des résultats obtenus non perturbés comme dans les autres méthodes par le processus de calculs constitue un mérite de la détermination de la dérive par la méthode des points nuls. L'imperfection de cette méthode est l'utilisation d'un petit nombre de points et l'apparition de l'erreur liée aux difficultés de calcul des écarts de phase. Son estimation a été faite dans le travail de Chojnicki [5] avec un écart de phase atteignant 2° elle sera insignifiante puisqu'elle ne dépasse pas trois fois l'erreur moyenne de calcul. On a fait une interpolation linéaire entre les points obtenus. Le calcul des paramètres de l'onde a été fait d'après le même schéma. On a obtenu les valeurs suivantes des paramètres de l'onde M_f :

$$\delta = 1.15 \pm 0.18, \quad \Delta\phi = - 10.3^\circ \pm 9.1^\circ.$$

Dans les limites de la précision des mesures, elles sont voisines, ce qui témoigne de l'efficacité de la méthode proposée.

En conclusion il convient de noter qu'on a à présent la possibilité d'une détermination plus précise des paramètres de l'onde M_f . La sensibilité de l'installation de marée à la station de Klioutchi est amplifiée 2,5 fois, on a la possibilité de l'augmenter.

L'auteur exprime sa profonde reconnaissance à You K. Saritcheva, G.P. Arnautova et A.V. Ladinine pour leurs précieuses remarques et leur aide dans le travail.

BIBLIOGRAPHIE

1. Мельхиор П. Земные приливы. «Мир», 1968.
2. Сарычева Ю. К., Брагина Т. М., Ладынин А. В. Дисперсия фаз приливных деформаций Земли. Геол. и геофиз., 1976, № 12.
3. Измерение абсолютного значения гравитационного ускорения. Сб. ст. Новосибирск, «Наука», 1972.
- 6, 4. Ducarme B. Fundamental station for trans-world gravity profiles. Physics of the Earth and Planetary Interiors. 11 (1975).
- 4, 5. Chojnicki T. Wyznaczanie parametrów pływowych przez wyrównanie obserwacji metoda, najmniejszych kwadratów Geodezja i Kartografia. 1971 (20), № 3.

Table 1

Détermination des coefficients de la dérive

Coef.	Observations		4 calculs	6 calculs	7 calculs	Valeur précise
	240j	98j	pour 3 jours	pour 5 jours	pour 6 jours	
b ₀	-9,61988	-9,60178	-9,69587	-9,62062	-9,56911	-10
b ₁	0,600204	0,605214	0,614014	0,604653	0,600179	0,6
b ₂	-0,25813.10 ⁻⁵	-0,47457.10 ⁻⁴	-0,15875.10 ⁻⁴	-0,15875.10 ⁻⁴	-0,13226.10 ⁻⁴	0
E	0,034	0,87	2,3	0,78	0,03	0

E: Erreur de détermination en %

Table 2

Précision de la détermination des paramètres des ondes

Coefficient	98 heures d'observa- tions continues	4 calculs pour 3 jours	6 calculs pour 5 jours	7 calculs pour 6 jours
φ 01	0,05	0,17	0,013	0,013
φ 02	0,10	0,34	0,024	0,013
φ 03	0,06	0,21	0,015	0,016
A 1	0,06	0,20	0,014	0,015
B 1	0,16	0,50	0,036	0,038
C 1	0,075	0,25	0,017	0,020

Les inclinaisons de la surface terrestre
dans le sud du Baïkal (Talaïa)

D.G. Gridniev, V. You Timofeyev, You K. Saritcheva,
L.V. Anissimova, O.K. Massalskii, G.N. Gleveskii, S.F. Panin

Géologie et Géophysique n° 5 pp 95-104 - Novosibirsk
"Naouka" 1990

Résumé

On examine les résultats des mesures clinométriques de haute précision dans la galerie de la station sismique Talaïa (flanc Sud-Ouest de la zone d'effondrement du Baïkal) pour la période du printemps 1985 au printemps 1989. L'allure de l'inclinaison pour les quatre années d'observations est de 8,5 sec. d'arc sur CCB. On étudie la nature des inclinaisons, on a noté une corrélation de la vitesse de l'inclinaison avec la sismicité de la région adjacente à la station. L'analyse des résultats des mesures a permis de séparer les périodes de valeurs exagérées du facteur de marée γ (20%) avant le tremblement de terre dans une zone de 30 kilomètres et du facteur normal après les tremblements de terre.

L'étude des inclinaisons de la surface de la Terre en tant que caractéristiques de la déformation en surface de l'écorce terrestre peut se réaliser aussi bien par des méthodes géodésiques qu'à l'aide des clinomètres en des points fixes. Les premières mesures clinométriques dans la zone d'effondrement du Baïkal ont commencé en mars 1985 à la station sismique de Talaïa (région de Sliou-Lian) résultant des efforts de trois organisations: l'Institut de Physique de la Terre (Moscou), l'Institut de Géologie et de Géophysique (Novosibirsk) l'expédition sismologique IZK par la méthode expérimentale du Baïkal (Irkoutsk). Le but des travaux était l'étude des inclinaisons de la surface de la Terre pour obtenir une information sur les mouvements actuels de l'écorce terrestre dans la partie Sud-Ouest de la zone d'effondrement du Baïkal et pour découvrir les caractéristiques des inclinaisons en corrélation avec les apparitions de la sismicité dans la région donnée. La détermination des paramètres des inclinaisons de marées dans la région constituait un problème spécial pour l'évaluation des variations temporelles des propriétés élastiques de l'écorce terrestre. Les problèmes énumérés plus haut déterminent les exigences spécifiques pour la précision de l'enregistrement des inclinaisons et de l'installation des appareils. L'enregistrement des inclinaisons de la surface de la Terre se fait habituellement dans deux azimuts réciproquement perpendiculaires. A la station donnée, l'enregistrement se fait suivant les composantes Est-Ouest (E-W) et Nord-Sud (N-S).

Les clinomètres ont été installés dans des galeries, des mines et des sondages à la profondeur où les inclinaisons liées à la température sont voisines de zéro et les oscillations diurnes de la température ne dépassent pas 0,001 à 0,005°C. Ces conditions s'observent habituellement à la profondeur de 25 à 50m et plus bas.

Le problème est de savoir où il convient le mieux de faire des observations - sur des socles rocheux ou sédimentaires et il faut ici tenir compte non pas des types de roches mais des perturbations tectoniques et industrielles.

Dans la Sibérie orientale, la zone du Baïkal est la plus sismique; l'intensité des tremblements de terre peut atteindre 10 et plus. Il se produit ici en moyenne jusqu'à 2.500 à 3.000 tremblements de terre par an.

La région de la station sismique Talaïa se trouve dans les limites du linteau Baïkal-Toungkine où on rencontre dans le "noeud" d'importantes fractures profondes: Tcherskovo, Tounkinskii, Glavnii Saïnikii et Primorskii. Le potentiel sismique de ces fractures est différent: par exemple pour la fracture de Tounkinskii des tremblements de terre de magnitude de plus de 7 sont possibles avec, pour Glavnii Saïanskii - 6,5 à 7,0; pour Primorskii - 4,0 à 5,0; pour le système des fractures de Tchernskii de 5,5 à 7,0. Les régions de sismicité élevée forment une bande relativement étroite le long des structures en rifts. La station est située à 6 km de OT 03. Le Baïkal est aussi à 4 km de la ligne de chemin de fer entre Koulouk et Slioudiank. Les appareils sont installés dans une galerie (orientation NW - SE) creusée horizontalement dans le massif granit-gneiss à une profondeur d'environ 90m et ayant six voies latérales d'une longueur de 20 à 25m. D'après les données géologiques le massif rocheux est ancien - d'âge archéen. Les sources de bruit industriel sont assez éloignées - au moins 4 à 5 km de la station d'observations.

Les mesures des inclinaisons ont été faites avec des clinomètres à quartz sans dérive du système de D.G. Gridniev, l'enregistrement par enregistreurs photographiques avec une vitesse de 9,6 mm/h. Avant de passer aux résultats des mesures, nous examinerons les causes et le niveau d'erreurs des appareils. La sensibilité de l'appareil HK1 (N.S) était de 200 à 600 mm/sec d'arc (1 sec d'arc = $4,848 \cdot 10^{-6}$ rad.) de l'appareil HK2 (W.E) était de 400 à 800 mm/sec d'arc. La sensibilité se règle par la tension sur la lampe d'éclairage des photoéléments dont l'alimentation a été assurée en 1985-1986 par batteries; depuis la fin de 1986 la tension des batteries a été maintenue constante à l'aide d'un stabilisateur spécial. Le contrôle de la sensibilité se fait périodiquement à l'aide des déplacements donnés par le micromètre du clinomètre. L'erreur du micromètre est de 0,5 à 2,5%. On peut diminuer l'erreur en augmentant le nombre des opérations de calibration, en utilisant un équipement spécial de calibration électromagnétique (on a appliqué sur l'appareil HK2 depuis mars 1986). L'erreur type de détermination de l'échelle d'enregistrement pour l'appareil HK1 était de 1 à 5% pour l'appareil HK2 de 1 à 3%.

Comme il a été indiqué dans le travail [2] les clinomètres Gridniev ne sont pas sensibles à l'action directe des variations de la pression atmosphérique.

On peut évaluer a priori le diapason des inclinaisons de la surface de la Terre provoquées par les variations saisonnières de température, de pression atmosphérique, du niveau des eaux souterraines et du niveau du Baïkal. Comme nous l'avons montré en [1, 2] on peut prévoir la valeur des inclinaisons dues à la température en partant des données sur la variation saisonnière de celle-ci, de la profondeur d'installation des appareils, de l'articulation du relief et des paramètres élastiques du milieu. Conformément aux estimations faites, les inclinaisons de température attendues à Talaïa ne doivent pas dépasser les

centièmes de secondes d'arc par an ($\Psi_t \langle 0,05$ sec d'arc).

Pour calculer l'influence des variations annuelles du niveau du Baïkal sur les clinomètres on peut utiliser la méthode standard de calcul de l'influence des marées océaniques [8]. Si on admet que la variation annuelle du niveau du Baïkal est environ d'1m (en 1985 à 1987 la différence entre le minimum et le maximum du niveau a atteint 1,3m) on peut s'attendre à ce que la variation annuelle de l'inclinaison dans l'azimut E.W soit de $11 \cdot 10^{-3}$ sec. d'arc, dans l'azimut N.S - $0,1 \cdot 10^{-3}$ sec. d'arc ce qui ne dépasse pas le niveau des inclinaisons de marées diurnes (0,05 sec. d'arc).

Un des mécanismes possibles de l'influence de la pression atmosphérique sur l'inclinaison de la surface de la Terre est la variation du niveau des eaux souterraines dans la région de la station. Mais le massif rocheux monolithique, la faible perméabilité dans la région de Talaïa (hypothétiquement 10^{-19} - 10^{-20}), l'absence d'influence sur l'inclinaison de la grande crue courte de printemps sur le Talaïa (quelques jours au début de juin) permettent d'éliminer une influence importante des variations de la pression atmosphérique et du niveau des eaux souterraines. Comme le montre le travail [4], le fléchissement de la surface de la Terre est beaucoup plus petit que les inclinaisons de marées [8] à cause des variations diurnes et annuelle de la pression atmosphérique.

Le diagramme vectoriel de l'allure de l'inclinaison (fig. 1) constitue la forme généralement adoptée de représentation, il est construit d'après les données des deux composantes le premier jour de chaque mois. Les clinomètres sont sur un seul socle en béton ($1,5 \times 0,5 \times 0,3$ m³) à 50 m de l'entrée de la galerie dans la partie gauche d'une longueur de 15m, à 10m de l'axe de la galerie. L'enregistrement se fait dans le bâtiment de la station sismique à 200m de la galerie.

On peut évaluer la dimension du bloc rocheux dans les limites duquel se trouve Talaïa et qui se caractérise par des mouvements actuels reflétés dans les inclinaisons (fig. 2). Pour cette estimation on peut se servir du travail [3] où on a étudié le lien entre les valeurs des vitesses des mouvements horizontaux et verticaux avec différents niveaux d'échelles. La conformité de cette pose du problème découle des représentations de la structure en blocs de l'écorce terrestre et avec une certaine part de probabilité (déterminée par la différence dans la structure géologique des régions des observations), on peut apparemment utiliser ces estimations dans notre cas.

Pour caractériser les mouvements verticaux les auteurs [3] utilisent les modules des gradients de vitesse:

$|\text{grad}.V_B| = |\Delta V_B|/P$, où P est la distance en mètres entre les points pour lesquels on connaît le module de vitesse de leurs déplacements verticaux relatifs $|\Delta V_B|$ en m/s. Pour de petites vitesses, le module des gradients est la vitesse de variation de l'angle d'inclinaison de la surface terrestre. Pour la zone de passage du Pamir vers Tian-Shan on a pris dans le travail [3] les gradients des vitesses moyennes des mouvements verticaux pour des périodes de deux à trente ans. Nous avons complété ces résultats par les données publiées en [5, 6] du nivellement dans la zone faillée du Baïkal et notamment les données sur les gradients de vitesses pour les périodes de mois à quelques années.

Sur une partie de la figure 2 on a reporté en ordonnées les logarithmes naturels des modules des gradients des vitesses des mouvements verticaux en fonction des logarithmes horizontaux naturels des distances. Pour chaque distance ils ne dépassent pas la valeur maximale déterminée $\ln|\text{grad}.V_B|_{\text{max}}$. Les deux droites horizontales sur le graphique sont les vitesses annuelles moyennes de l'inclinaison (N.S, E.W) d'après les données clinométriques à Talaïa. Ainsi

d'après la droite de régression donnée sur la figure 1n|grad. $V_B|_{\max.}$, obtenue pour les deux zones sismiques actives, nous obtenons la dimension caractéristique de la base ou des dimensions linéaires du bloc déformé de l'écorce terrestre de 2 à 30 km. Ces résultats permettent de supposer que les valeurs obtenues pour les inclinaisons (voir fig. 2) caractérisent la zone autour de la station sismique de Talaïa vers le Nord et l'Est du point de mesures jusqu'aux fractures de l'écorce terrestre. On peut supposer ainsi, que les valeurs obtenues pour les inclinaisons caractérisent la déformation en surface de la partie Est de l'aile Sud de la fracture principale de Saïanskiï et de l'aile Sud-Ouest de la fracture de Tcherskiï. Comme il a été dit plus haut, les influences instrumentales et saisonnières sur les résultats des mesures des inclinaisons sont d'un ordre plus petit que les valeurs mesurées. A part la représentation sur l'allure de l'inclinaison d'après les composantes séparées et sous forme vectorielle, l'information sur la vitesse de variation de l'inclinaison de la surface terrestre suivant les directions N.S et N.E est intéressante, et également sur la variation de la valeur obtenue du vecteur total de l'allure de l'inclinaison. Les valeurs obtenues du printemps 1985 au printemps 1989 sont données sur la figure 3.

En analysant les données obtenues (fig. 2) nous notons que l'inclinaison dans l'azimut N.S. caractérise les mouvements en croix de la zone des structures géologiques de la partie Sud Ouest de la zone faillée du Baïkal. On peut conclure que le bloc s'incline vers le Nord. Le mouvement dans l'azimut N.S est irrégulier avec des périodes d'allure inverse, par exemple en mai-juin 1985 (inclinaison vers le Sud). En août-septembre 1985 les appareils ne fonctionnent pas à cause d'une avarie après de fortes gelées à la fin de juillet 1985. Là l'allure de l'inclinaison a été rétablie graphiquement ce qui a pu évidemment conduire à une erreur. Il convient de noter également que dans les premiers mois de mesures (mars-avril 1985) des effets d'installation des appareils sont possibles. Comme on l'a déjà noté plus haut (voir fig. 2) la vitesse moyenne annuelle de la dérive de l'inclinaison dans l'azimut N.S atteint environ 1,9 sec. d'arc (d'avril 1985 à janvier 1989 la dérive de l'inclinaison atteignait 7,5 sec. d'arc). Il est important de noter que la vitesse de dérive de l'inclinaison (N.S) varie dans le temps (voir fig. 3). Ainsi, à côté des périodes de mouvement inverse et de la chute de la vitesse mensuelle de l'inclinaison venant presque jusqu'à s'annuler, on a des périodes de valeurs exagérées de la vitesse.

Sur le graphique de la dérive des inclinaisons dans l'azimut W.E on peut séparer les périodes des mouvements importants et d'accalmie complète (voir fig. 2). Ainsi la dérive annuelle du 01.01.86 au 01.01.87 est de 0,2 sec. d'arc. La dérive totale depuis avril 1985 jusqu'avril 1987 est de 4,9 sec. d'arc vers l'Est. Bien que pour l'inclinaison (N.W) la dérive variable en signe est caractéristique, nous ne pouvons pas noter de périodicité annuelle.

Sur le graphique des vitesses mensuelles de la valeur absolue du vecteur inclinaison on peut également séparer les périodes aussi bien des valeurs importantes des vitesses que de la chute de la vitesse jusqu'à 0,1 sec. d'arc par mois.

Dans l'étude des relations entre les inclinaisons de la surface terrestre et la sismicité de la région, le problème de la représentativité des données sur les variations de la déformation est très important. D'après les représentations des auteurs japonais [9] l'amplitude des phénomènes anormaux diminue selon une loi logarithmique; d'après les observations avec les déformographes de forages (profondeur d'installation de 50 à 200 m) la surface de la région agissante se limite à une surface d'à peu près 20 x 20 km²; d'après les observations

clinométriques (voir fig. 1, en G) on a noté des anomalies dans la dérive des inclinaisons avant un séisme à une distance de 80 km de l'épicentre. Dans les travaux publiés pour la région de Garm [3] on examine une zone de 30 kilomètres autour du point des mesures. Apparemment pour les séismes de classe 10 à 12 il faut se limiter à l'examen d'une zone de 30 à 40 kilomètres autour de la station sismique de Talaïa. La liste des séismes qui ont eu lieu dans une zone de 40 kilomètres pour la période du 01.03.85 au 01.01.89 est donnée dans la table. On a tenu compte des séismes en commençant par la classe 9. Il convient de noter que dans la zone de 80 kilomètres on n'a pas noté non plus de séismes de grande classe. Lors de l'examen du diagramme vectoriel de la dérive de l'inclinaison il faut noter le changement de direction quelques mois avant les séismes dans la région voisine de la station sismique (voir fig. 1 et table). Le même effet a été noté par des chercheurs japonais (voir fig. 1, partie B) avant le séisme de Yossino (1952, $M = 7,0$; $34,5^\circ$ l.N; $135,8^\circ$ long. E).

Pour les séismes notés dans la table on a déterminé le mécanisme du foyer (fig. 1-A). Pour le 28.08.85 ($K = 9,7$) peu de données pour cette détermination, pour le 22.10.86 et le 26.12.86 le mécanisme est représenté sur la fig. 1. La précision de la détermination permet uniquement de noter la carte générale. Si l'on compare les données sur la dérive de l'inclinaison avec le mécanisme des séismes on peut remarquer qu'aux séismes avec différents mécanismes de foyer correspond un caractère spécifique de la dérive de l'inclinaison avant le séisme. Ainsi aux séismes avec mécanisme de faille inverse (directions horizontales comprimantes) précède l'allure de l'inclinaison dans l'azimut E.W. Aux séismes proches avec un mécanisme de rejet précède une dérive de plusieurs années de l'inclinaison vers le Nord et pour quelques mois avant le séisme, la direction de l'inclinaison variait de 180° . Avant le séisme avec mécanisme décrochant on a remarqué une dérive importante de plusieurs mois vers l'Est. Le plan de la fracture pour le séisme proche vers le Nord de la station (07.04.87) correspond avec la direction de la dérive de l'inclinaison deux mois avant le séisme et quelques mois après. On a une correspondance approximative dans les autres cas.

Si l'on se tourne vers les graphiques des vitesses mensuelles de la dérive de l'inclinaison on peut noter une corrélation des particularités de la dérive des vitesses dans l'azimut N.S. et de la vitesse absolue du vecteur inclinaison avec la sismicité. Aux cinq séismes correspond une période de valeurs basses des vitesses ce qui correspond probablement aux périodes de fermeture des fractures et à l'accumulation des tensions engendrant les séismes dans les blocs de l'écorce terrestre. Il est intéressant de remarquer qu'une longue inclinaison vers le Nord (probablement correspondant à la flexion du bloc) a précédé le séisme du 07.04.87 dont l'épicentre est situé dans la zone de la fracture de Glavnii Saïnskii à 3 à 5 km du point de mesures. Il est possible que dans le bloc de l'écorce terrestre, à la suite de la déformation de la flexion au moment du séisme, il s'est produit une perturbation tectonique. Si on suppose qu'une flexion dans la direction Nord précède le séisme on peut évaluer les tensions σ_{xz} :

$$\sigma_{xz} = 2G \epsilon_{xz} \quad \text{où} \quad G = 30 \text{ GPa}$$

est le module du déplacement et ϵ_{xz} la déformation due au déplacement [12]. Pour les deux années précédant le séisme (depuis le moment du mouvement vers le Sud),

$$\epsilon_{xz} = 5 \text{ sec. d'arc} = 24 \cdot 10^{-6}.$$

La tension de déplacement est

$$\sigma_{xz} = 2 \times 20 \times 2.4 \cdot 10^{-5} = 1,4 \text{ MPa (14 bar.)}.$$

Ainsi l'énergie de la déformation est

$$E = 1/2 G \epsilon_{xz}^2 \cdot V = 10^{12} \text{ joule}$$

pour un volume V du bloc déformé de $5 \times 5 \times 5$ km. Ainsi pour le séisme du 07.04.87 ($K = 10,3$) K calculé est en corrélation avec le K réel ($K < 12$).

Avec les données des observations on a essayé d'évaluer les variations dans le temps des propriétés élastiques de l'écorce terrestre dans la région de Talaïa en utilisant les mesures de marées terrestres d'inclinaison. On sait qu'à la suite de l'effet de marée, la Terre se déforme et que les amplitudes de ces déformations dépendent des propriétés élastiques. A l'inverse des données gravimétriques, les données clinométriques reflètent fortement les particularités locales. Les résultats des mesures clinométriques sont soumis à l'analyse spectrale, à la suite de quoi nous obtenons la valeur du facteur de marée $\gamma = A_{ob} / A_{th}$. Les calculs théoriques des valeurs du coefficient γ pour le modèle de Terre de Bullen-Gutenberg et d'autres ont été faits dans les travaux [8, 10]. On a montré (modèle de Molodenskii) que les valeurs de h pour les ondes semi-diurnes sont égales à 0,686; pour les diurnes 0,688 pour O_1 et 0,730 pour K_1 .

Le calcul théorique de l'influence des variations des propriétés élastiques de l'écorce terrestre a été fait dans les travaux [10, 13]. On suppose l'apparition dans l'écorce terrestre d'une zone dilatante (avant le séisme) qui se manifeste par une variation des propriétés élastiques dans la zone, en particulier dans la diminution des valeurs des vitesses des ondes V_p . On a montré [13] que l'effet sur les amplitudes des inclinaisons de marées est important à la limite de la zone dilatante. L'effet est maximum si la zone dilatée sort sur la surface mais lors de son absorption l'effet diminue. Ces calculs sur modèles [10] ont été utilisés ici pour évaluer les variations possibles des amplitudes des inclinaisons dans la zone des observations. Pour la latitude de 52° (Talaïa) l'amplitude de l'onde M_2 est de 10% plus élevée que celle prise par Beaumont, c'est pourquoi pour une estimation approximative on peut utiliser dans notre cas ces calculs sans correction de latitude.

Comme l'ont montré les calculs pour la puissance de la zone dilatante de 20 km (la zone sort sur la surface de la Terre) l'effet dans l'amplitude M_2 à la limite de la zone atteint 60% de l'amplitude normale (la valeur de la vitesse V_p dans la zone dilatante tombe de 15%; V_s et p sont constants) c'est à dire qu'à la limite de la zone, l'effet atteint une valeur importante. Nous noterons que la précision des mesures clinométriques de marées est de 0,5 à 5,0%. Somme toute d'après les calculs pour 5, 10, 15 et 20% de diminution de la valeur de la vitesse V_p dans la zone dilatante, l'effet à la limite de la zone dans les amplitudes des inclinaisons de marées est quatre fois plus grand c'est à dire 20,40, 60 et 80%. L'absorption de la zone sur 5 km diminue l'effet sur la limite de deux fois. L'effet se produit dans une zone étroite près de la limite et déjà à une distance de 30 km de la limite de l'anomalie dans les amplitudes des inclinaisons il atteint 2%. Pour les amplitudes des déformations de marées la diminution de l'effet anormal jusqu'à 2% se produit à une distance de 120 km de la zone. Les estimations données plus haut ont été faites avec une capacité de la zone anormale de 20 km. Lors de la diminution de la capacité à 4 km, l'effet anormal diminue de deux fois c'est à dire qu'il atteint 30% lors de la diminution

de V_p dans la zone de 15%. L'effet anormal dans les inclinaisons peut être attendu également lors d'une variation de la vitesse V_s dans le milieu.

L'analyse des données de marées a été faite par la méthode de Venedikov 74.

L'étude de l'allure du facteur γ dans le temps a été faite sur la base de l'analyse de séries mensuelles successives. La longueur des séries est de trois à sept mois, ce qui a permis de minimiser les erreurs. Pour évaluer les variations temporelles on a choisi l'onde M_2 moins soumise aux influences météorologiques (suivant les azimuts N.S et E.W). Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 3 où l'on constate que l'erreur de détermination du facteur γ dans l'azimut EW est de moins de 1,5%; et dans l'azimut N.S de moins de 3,0%.

En examinant les résultats de l'analyse d'une série de trois ans de mesures (fig. 3) on peut noter que dans l'azimut E.W le facteur d'amplitude a deux époques anormales où les variations dépassent de quelques fois l'erreur des mesures : avril 1985 à février 1986 et octobre 1987 à janvier 1988. A ces époques, les variations ont atteint 6 à 7% de la valeur normale. A une autre époque on observe des fluctuations dans les limites de l'erreur environ de la valeur normale du facteur $\gamma = 0,686$. Les valeurs du déphasage comme les valeurs de γ varient systématiquement.

Dans l'azimut N.S le facteur γ a quelques époques brusquement différentes en valeurs. Les époques des valeurs γ relativement hautes sont: avril 1985 à juin 1985, avril 1986 à mai 1987. Les variations ont atteint 20 à 30% de la valeur normale. Dans les valeurs du déphasage on peut noter des variations dans le temps mais ces variations se trouvent dans les limites des erreurs de la détermination. Partant du niveau des anomalies données et de la valeur de l'erreur des mesures on peut confirmer une prédominance de l'effet de 15 à 20% dans les amplitudes des inclinaisons de marées. Si on suppose que les anomalies marquent la limite de la zone dilatante, alors pour $V_s = \text{const.}$ et $\rho = \text{const.}$ pour les vitesses V_p , les variations peuvent atteindre $7 \pm 2\%$ de la valeur normale. Il faut également noter la non concordance dans le temps des anomalies dans l'azimut N.S et E.W ce qui permet de supposer une anisotropie dans la variation des propriétés élastiques du milieu.

Par les prémices théoriques on peut supposer que les zones anormales dans l'écorce peuvent se distinguer dans un rayon de 30 km du point de mesures. La comparaison avec la sismicité dans la zone de 30 km indique que les périodes avant les séismes diffèrent par la valeur anormale de γ c'est à dire probablement par les caractéristiques élastiques anormales de l'écorce terrestre. Les périodes après les séismes ont une valeur normale de γ . Il est caractéristique que les périodes de l'importante dérive du vecteur inclinaison (fig. 1) vers le Nord concordent avec la valeur exagérée de γ_{EW} et les périodes de ses valeurs diminuées avec la dérive sensible du vecteur inclinaison vers l'Est. Il est évident que les effets observés reflètent les processus dans les fractures profondes de la région des mesures.

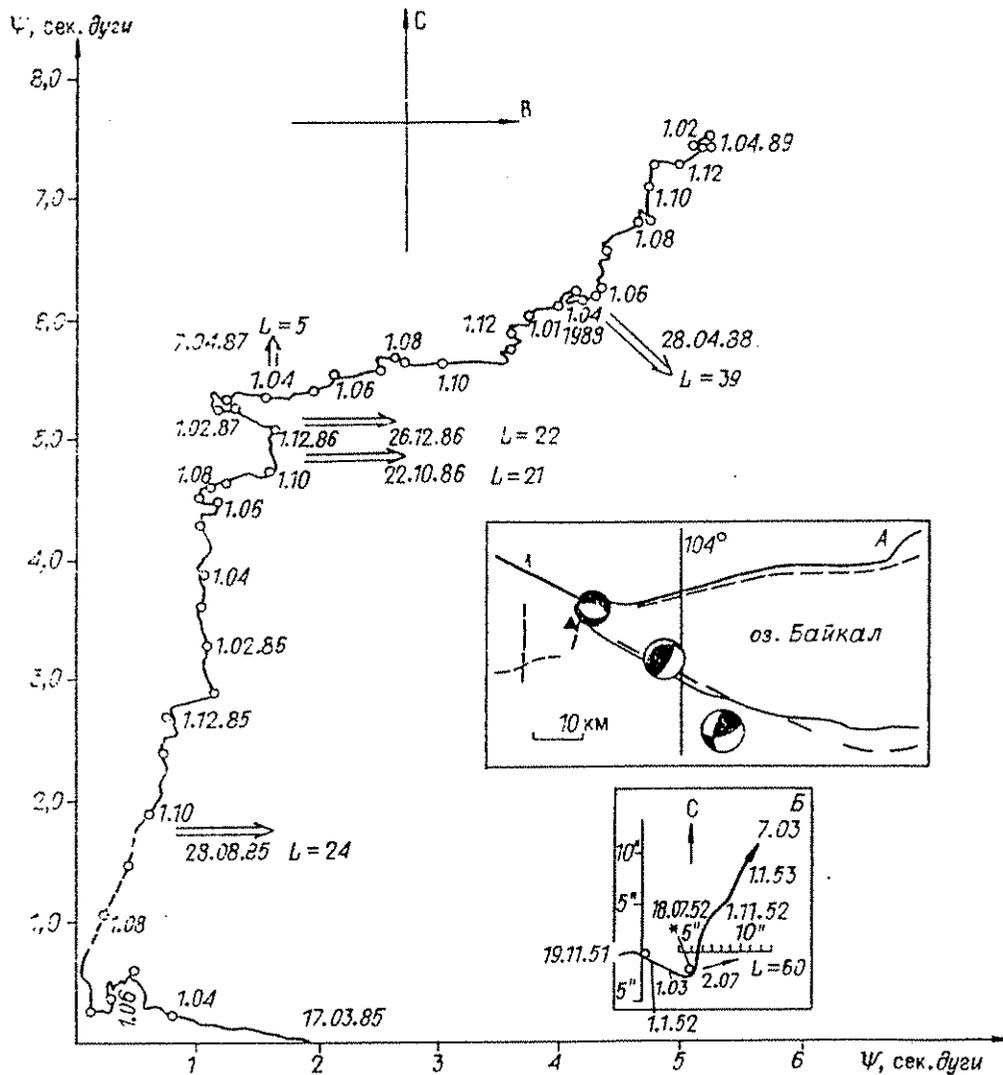


Figure 1

Diagramme vectoriel de la dérive de l'inclinaison d'après les données journalières du 17.03.85 au 01.04.89. On a noté par des cercles les premiers de chaque mois. On a indiqué par des flèches les directions des épicentres des tremblements de terre et la distance L (km) à l'épicentre.

A: schéma de la région et situation des épicentres des tremblements de terre. l - Fracture Glavnii Saiaskii. Triangle noir: galerie de la station Talaia. Mécanisme des foyers des tremblements de terre (en petit cercle sombre - la compression) de gauche à droite: 07.04.87 - faible; 22.10.86 et 26.12.86 - avancement; 28.04.88 - mouvement de déplacement.

B: diagramme vectoriel de l'allure de l'inclinaison avant le tremblement de terre à Yossino 18.07.82 (M = 7,0; coordonnées 34,5° latitude Nord, 135,8° longitude Est; observatoire Youra). Le dessin est emprunté à [11].

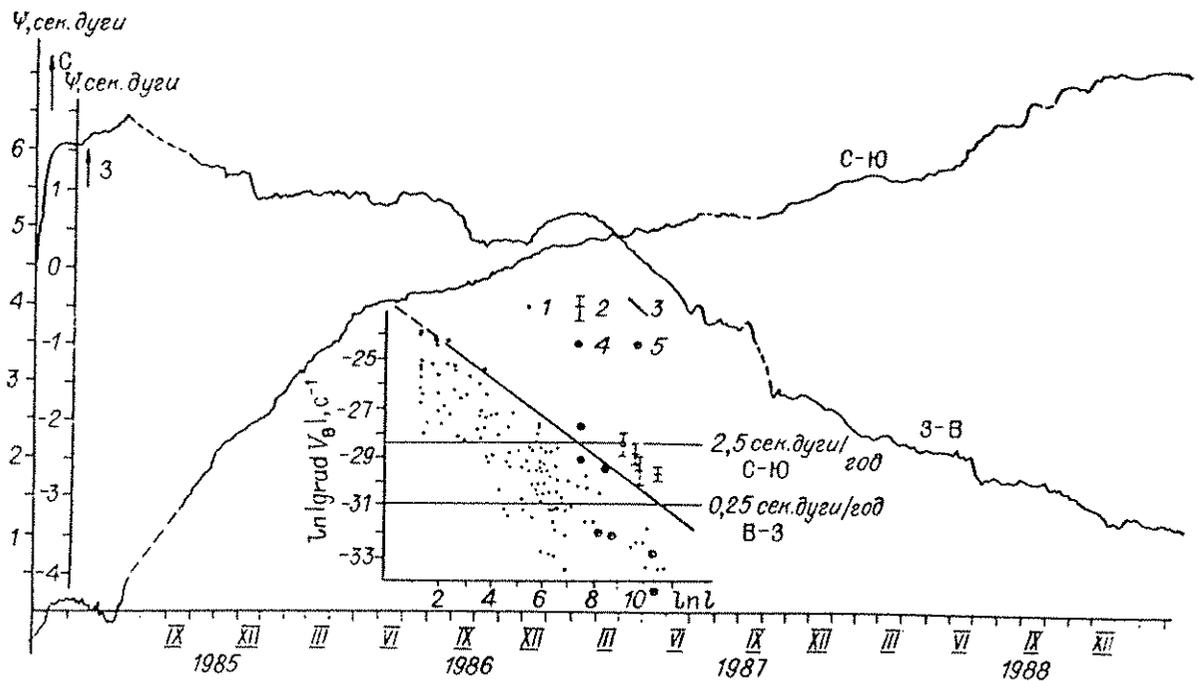


figure 2

Dérive de l'inclinaison à la station Talaïa dans les directions N.S et W.E.
 Sur la figure: la répartition des modules des gradients des vitesses des mouvements verticaux $|\text{grad. } V_B|$ en fonction des distances (la figure est empruntée au travail de T.V. Gousseva (3)).
 Les valeurs $|\text{grad. } V_B|$: (1) d'après les données du nivellement géométrique, (2) d'après les données du nivellement trigonométrique et l'erreur possible de leur détermination, (3) droite de régression ($\ln |\text{grad. } V_B|_{\text{max}}$), (4) d'après les données du nivellement à Pribaïkal pour une durée de 1 à 10 mois sur la distance entre les points de 2 à 5 km, (5) d'après les données de nivellement à Pribaïkal pour un an à des distances entre points de 10 à 30 km (4, 5 - est complémentaire au dessin de T.V. Gousseva par les données de V.G. et P.P. Kolmogorov). Les lignes horizontales sont les limites de la variation des gradients des vitesses d'après les observations clinométriques à Talaïa.

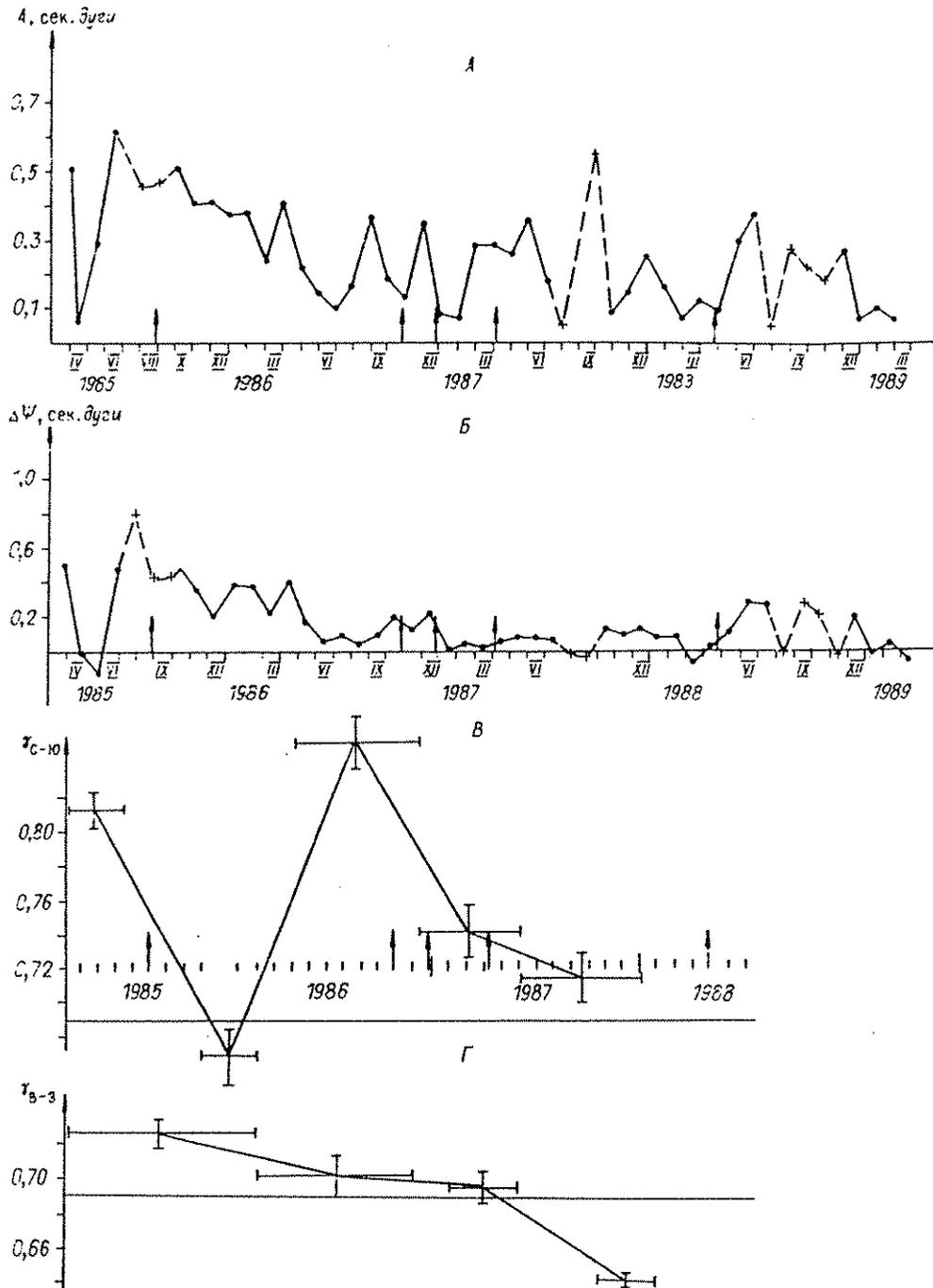


Figure 3

Vitesse moyenne mensuelle de l'inclinaison pour la période d'avril 1985 à mars 1989.

A. vitesse du vecteur inclinaison dans l'azimut N.S. On a noté par des fléchettes les époques des séismes. B, Γ - graphiques des variations temporelles du facteur de marée γ en composantes N.S et E.W. La valeur normale $\gamma = 0,686$ est indiquée par la droite horizontale.

Séismes dans la zone de 40 kilomètres autour de
la station sismique de Talaïa (K > 9).

Date	Epoque			Classe éner- gique
		lat. N.	long. E.	
28.08.85	21h 23min 00,1s	51,68	104,00	9,7
22.10.86	11h 31min 27,5s	51,62	103,95	10,8
26.12.86	15h 19min 40,9s	51,64	103,93	10,7
07.04.87	22h 47min 47,7s	51,74	103,71	10,3
28.04.88	12h 55min 21,6s	51,45	104,14	11,4

BIBLIOGRAPHIE

1. Гриднев Д. Г., Сарычева Ю. К., Тимофеев В. Ю., Савиных А. И. Аномальные наклоны земной поверхности перед некоторыми землетрясениями // Геология и геофизика.— 1987.— № 12.— С. 78—81.
2. Гриднев Д. Г., Сарычева Ю. К., Тимофеев В. Ю. Квазисуточные неприливные наклоны земной поверхности в районе Новосибирска и Иркутска.— М., 1988.— 12 с.— Деп. в ВНИИТН 31.08.88, № 6781.
3. Гусева Т. В. Современные движения земной коры в зоне перехода от Памира к Тянь-Шаню.— М.: ИФЗ АН СССР, 1986.— 171 с.
4. Иванова М. В., Перцев Б. П. Оценка влияния колебаний атмосферного давления на приливные изменения силы тяжести // Методика измерения земных приливов и медленных деформаций земной поверхности.— М., 1970.— С. 113—121.
5. Колмогоров В. Г., Колмогорова И. П., Юдин В. С. Современные движения земной коры в Байкальской рифтовой зоне // Методика и результаты комплексных геофизических исследований земной коры Сибири.— Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1976.— С. 79—87.
6. Колмогорова И. П. Закономерности распределения современных вертикальных движений земной коры в Байкальской рифтовой зоне // Современные движения земной коры.— Новосибирск: Наука, 1978.— С. 21—29.
7. Лукк А. А., Перссев Л. Л. Природа временных вариаций скоростей упругих волн в земной коре Гармского района // Изв. АН СССР. Физика Земли.— 1978.— № 6.— С. 3—16.
8. Мельхиор П. Земные приливы.— М.: Мир, 1968.— 482 с.
9. Методы прогноза землетрясений. Их применение в Японии/Ред. Т. Асада.— М.: Недра, 1984.— 312 с.
10. Молоденский С. М. Приливы, нутация и внутреннее строение Земли.— М.: ИФЗ АН СССР, 1984.— 215 с.
11. Стейси Ф. Физика Земли.— М.: Мир, 1972.— С. 136—139.
12. Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика: геологические приложения физики сплошных сред.— М.: Мир, 1985.— Ч. 1, 2.— 643 с.
13. Beaumont C., Berger J. Earthquake Prediction: Modification of the Earth Tide Tilts and Strains by Dilatancy // Geophys. J. R. astr. Soc.— 1974.— V. 39.— P. 111—121.