

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N°65

15 mars 1973

**Association Internationale de Géodésie
Commission Permanente des Marées Terrestres**

*Éditeur Prof. Paul MELCHIOR
Observatoire Royal de Belgique
3, Avenue Circulaire
1180 Bruxelles*

PREMIERS RESULTATS DES OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES DANS LE FLECHISSEMENT DU TERRITOIRE PRE-CARPATHIQUE

Z.N. AKSENTIEVA, A.V. TCHOUPROUNOVA

Rotation et déformation de marées de la Terre - Kiev I pp. 280-283 1970.

**ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАКЛОНОМЕРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
В ПРЕДКАРПАТСКОМ КРАЕВОМ ПРОГИБЕ.**

Э.Н. Аксентьева, О.В. Чупрунова.

Вращение и приливные деформации Земли Киев I Стр. 280-283 1970

Les mouvements actuels de l'écorce terrestre sont différents dans les différentes formations géologiques. Ainsi, ces mouvements se marquent plus fort dans les régions montagneuses jeunes que dans les anciens massifs, les plateformes. L'un des endroits les plus intéressants pour l'étude des mouvements actuels de l'écorce terrestre sont les montagnes jeunes des Carpathes.

Pour avoir une étude en règle de la région Carpathique dans la zone des Carpathes Soviétiques il faut organiser plusieurs stations clinométriques. Une première station a été organisée à l'Observatoire gravimétrique de Poltava en juillet 1961 dans la région du fléchissement du territoire pré-carpathique à la limite de sa zone extérieure et intérieure (d'après Bogdanov). Le but des observations dans cette station est l'étude de la structure interne de la Terre, de sa structure en blocs et le lien des phénomènes clinométriques avec les processus tectoniques. Initialement la station a été organisée sur le gisement "Goline" du complexe potassique de Kalouga de la région Ivano-Frankov, mais à la suite d'un puissant mouvement des couches rocheuses principales, les images des pendules sortaient de la plaque de l'enregistreur en une heure et parfois plus vite, on n'a pas pu faire d'observations avec les pendules horizontaux du système Repsold-Levitsky. Il a fallu construire une

TABLE DES MATIERES N° 65.

Z.N. AKSENTIEVA, A.V. TCHOUPROUNOVA (<i>Traduction</i>) Premiers résultats des observations clinométriques dans le fléchissement du territoire pré-carpathique	p. 3422
Z.N. AKSENTIEVA, V.G. BOULANETZ, V.I. TOKAR (<i>Traduction</i>) Sur la nouvelle réduction d'une série de onze années d'observations (1930-1941) sur les oscillations de la verticale à Poltava	3426
P.S. MATVEYEV, J.D. BOGDAN (<i>Traduction</i>) Observations des inclinaisons de la surface de la Terre dans les points du profil de Soumi-Kherson en 1964-1967	3431
P.S. KORBA, S.N. KORBA (<i>Traduction</i>) Variations dues aux marées à Yalta en 1966 à 1968	3440
B.K. BALAVADZE, K.Z. KARTVELICHVILI (<i>Traduction</i>) Observations sur les variations des marées de la force de pesanteur à Tbilissi	3453
D.G. GRIDNIEV (<i>Traduction</i>) Nouveau système de compensation de température des gravimètres	3457
V.G. BOULANIETS, V.A. OVTCHINNIKOV (<i>Traduction</i>) Déformographe expérimental de l'Observatoire gravimétrique de Poltava	3463
V.A. VOLKOV, F.P. GOUSEVA, Iou S. DOBROKHOTOV, M.V. IVANOVA (<i>Traduction</i>) Variations de marées de la pesanteur à Onninsk	3468
M.V. IVANOVA, B.P. PERTSEV (<i>Traduction</i>) Evaluation de l'influence des variations de la pression atmosphérique sur les marées de la force de pesanteur	3481
V.S. GOUBANOV (<i>Traduction</i>) Déformations de marées et nutation semi-mensuelle de la Terre d'après les résultats des observations de cinq services de l'heure	3493
H.G. WENZEL Filterprobleme bei der Erdzeitenregistrierung mit La Coste-Romberg gravimetern Modell G	3517
F. DE MEYER Estimation and automatic correction of the individual observational error	3526
H.C. BACHEM, H.G. WENZEL Azimutkorrektion bei clinometermessungen der Erdzeiten	3551

nouvelle salle à peu près à une distance de 20 km et y transporter les instruments. La salle se trouve dans la mine N° 2 du même complexe potassique. Là aussi le mouvement était intense mais les pendules ont fonctionné plus calmement.

La salle est située dans un cul-de-sac de la vieille galerie à 70 m de la montée principale. Elle est éloignée de la surface de la Terre de 230 m. A l'intérieur de la salle il y a un pilier de 200 x 100 x 70 cm. La salle a deux portes en bois séparées entre elles par un petit tambour. Les murs et le plafond sont garnis de planches et de stuc, on a amené l'électricité. Grâce au faible mouvement des cages, la proximité de la montée ne se fait pas sentir. Les chantiers de travaux sont éloignés de 1.5 à 2.0 Km et ne se font presque pas sentir. On a installé sur le pilier deux pendules horizontaux du système Repsold-Levitsky avec suspension de Zöllner. Avec les appareils, Z.N. Aksentieva a réalisé une série de onze années d'observations à Poltava.

Variations de l'angle d'inclinaison du pendule
correspondant à la période variable

Epoque	T_1	T_2	Variation de l'angle
1964			
19.IX-30.X.1964	35.00	38.10	-13.776
30.X -16.XI	38.10	41.90	-12.896
16.XI-27.XI	41.90	41.60	+ 0.891
1965			
27.XI-8.I.1965	41.60	41.80	- 0.596
8.I -22.I	41.80	58.90	-30.712
22.I-26.II	58.90	57.10	+ 1.995
26.II-2.IV	57.10	60.33	- 3.446
2.IV -23.IV	42.00	43.82	- 4.985
23.IV-21.V	43.82	47.09	- 7.568
21.V -4.VI	47.09	48.00	- 1.810
4.VI -11.VI	48.00	50.00	- 3.679
11.VI-9.VII	50.00	54.03	- 6.224
9.VII-16.VII	54.03	61.50	- 8.436
16.VII-23.VII	60.06	74.00	-10.228
30.VII - 6.IX	43.00	55.30	-23.117
6.IX -17.IX	55.30	58.00	- 3.215
17.IX - 8.X	44.00	58.00	- 23.704
15.X - 5.XI	42.00	47.00	- 12.346
			- 8.551

Les pendules sont installés dans les azimuts $A = 156^\circ$, $A = 246^\circ$ calculés depuis le sud vers l'ouest.

L'appareil d'enregistrement est neuf, construit en 1958 à l'atelier de l'observatoire d'après l'appareil enregistreur employé par Orlov et largement utilisé par l'observatoire de Poltava dans les observations avec les pendules horizontaux. L'appareil a été pourvu d'horloges à contact à ressorts fonctionnant selon le temps de Moscou et qui sont vérifiés une fois par semaine. Les observations ont été entreprises en novembre 1962 par A.G. Grigorenko. En juillet 1963, les observations ont été interrompues temporairement. Pour cette période nous avons des observations avec de grandes interruptions qu'on ne peut réduire qu'en séries de trois jours.

En décembre 1963, après une réparation dans la salle et nettoyage des instruments, les observations ont été reprises par Tchouprounova et ont été réalisées presque sans interruption jusqu'en mars 1966. On peut réduire ces données aussi bien comme des séries annuelles que mensuelles.

Les pendules ne se sont pas comportés de la même façon. Le pendule I avait une sensibilité faible et constante au cours de toute la période des observations. Les premiers résultats que nous donnons dans ce travail renferment les données de l'analyse harmonique par la méthode des marées "faibles" de deux séries annuelles pour le pendule I.

Comme début de chaque série ou après les époques suivantes :

1.0^h 3 janvier 1964 et 2.0^h 8 janvier 1965

La sensibilité du pendule s'est maintenue pendant une durée de deux ans et était égale en moyenne à $h_I = 0''0165$.

Les résultats de la réduction pour l'onde M_2 sont les suivantes :

1. $0''00504 \cos(\mu t - 279^\circ 00)$ $\gamma = 0.604$ $\mathcal{K} = 2^\circ 01$ $N = 552$
2. $0''00528 \cos(\mu t - 329^\circ 21)$ $\gamma = 0.640$ $\mathcal{K} = 7^\circ 71$ $N = 577$

N est le nombre de jours de l'onde M_2 pris dans la réduction.

Le pendule M s'est comporté tout à fait autrement : la période du pendule n'était pas constante dans le temps, indépendamment de toutes interventions de l'observateur.

Nous avons calculé la variation des angles conformément aux variations observées des périodes d'après la formule

$$i_{n+1} - i_n = \frac{\pi^2}{l_0 g \sin^2 i} \left(\frac{1}{T_{n+1}^2} - \frac{1}{T_n^2} \right)$$

où i_n est l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation du pendule par rapport à la verticale correspondant à la période $2 T_n$ ($n = 1, 2, 3 \dots$); $l_0 g$ est la constante de l'appareil = 76.00.

Nous donnons dans la table l'époque des variations de périodes des pendules et les variations de l'angle $i_{n+1} - i_n$ qui leur correspondent. Les causes de ces variations ne sont pas éclaircies jusqu'à présent et doivent faire le sujet de recherches ultérieures.

La sensibilité du pendule variait en fonction de la variation de sa période. Il faut tenir compte de cette variation au moment de la réduction des données pour ce pendule. Nous avons fait préliminairement l'analyse d'une série d'un mois d'observations où la sensibilité est $h_M = 0''0051$ et nous avons obtenu pour l'onde M_2 l'expression : $0''00651 \cos(\mu t - 194^\circ 87)$ soit $\gamma = 0.650$ ce qui témoigne de l'aptitude des données pour l'analyse.

BIBLIOGRAPHIE

Orlov A. Ja. Travaux choisis, 2. Kiev 1961.

Traduction.

SUR LA NOUVELLE REDUCTION D'UNE SERIE DE ONZE ANNEES D'OBSERVATIONS
(1930-1941) SUR LES OSCILLATIONS DE LA VERTICALE A POLTAVA.

Z.N. AKSENTIEVA, V.G. BOULANETZ, V.J. TOKAR

Rotation et déformations de marées de la Terre - Kiev II pp. 3-8 1970.

О ПЕРЕОБРАБОТКЕ ОДИННАДЦАТИЛЕТНЕГО РЯДА НАБЛЮДЕНИИ
1930-1941 гг. НАД КОЛЕБАНИЯМИ ОТВЕСА В ПОЛТАВЕ.

З.Н. Аксентьева, В.Г. Булацен, В.И. Токаръ.

Вращение и приливные деформации Земли Киев II Стр. 3-8 1970.

Abrégé.

Les anciennes séries sont précieuses grâce à la durée des observations. Pour pouvoir les comparer avec d'autres observations, il est utile de les réduire par des méthodes actuelles [9].

Une série de onze années d'observations sur les variations de marées de la verticale à Poltava (1930-1941) a été réduite par la méthode de l'analyse harmonique des marées faibles (méthode de A. Ja Orlov) établie sur une série d'un an d'observations [2]. Les résultats de la réduction n'ont pas mis en doute, ils étaient jusqu'à présent uniques sur le territoire de l'Ukraine.

TABLE 1

Résultats de l'analyse harmonique de séries mensuelles

Appareil I ($\alpha = -13;15$)				Appareil M ($\alpha = 77;20$)			
N°	Début	r	α^0	N°	Début	r	α^0
1	7.IX 1930	0.920	- 6.38	1	6.IX 1930	0.684	- 9.81
2	7.X	0.830	+ 3.85	2	6.X	0.702	- 3.83
3	7.XI	0.696	+ 4.47	3	21.X	0.665	- 0.68
4	16.XII	0.575	+18.14	4	26.XI	0.733	0
5	17.I 1931	0.766	-17.85	5	26.XII	0.759	+ 0.08
6	15.II	0.865	+ 4.94	6	25.I 1931	0.728	- 1.41
7	22.III	0.863	+ 0.56	7	25.III	0.679	- 3.84
8	29.IV	0.663	+ 2.81	8	24.IV	0.776	- 9.48
9	29.V	0.701	+18.65	9	24.V	0.685	- 8.71
10	3.VI	0.749	-10.37	10	3.VI	0.697	- 5.17
11	2.VII	0.615	-13.39	11	2.VII	0.791	+12.42
12	30.VIII	0.783	-14.93	12	30.VIII	0.634	+ 1.05
13	29.IX	0.681	+ 9.89	13	29.IX	0.765	+ 0.84
14	28.X	0.834	+ 5.24	14	29.X	0.583	+ 5.24
15	8.XI	0.760	+ 7.59	15	9.XI	0.513	- 5.80
16	25.II 1932	0.980	+10.03	16	5.II 1932	0.501	-17.53
17	24.III	0.579	+ 1.17	17	7.IV	0.722	+ 4.90
18	25.IV	0.746	- 9.25	18	7.V	0.665	- 8.65
19	25.V	0.784	+ 4.39	19	13.VI	0.687	- 6.93
20	15.VI	0.934	- 5.72	20	17.X	0.767	- 0.25
21	17.VII	0.819	- 2.54	21	16.XI	0.687	+11.17
22	16.IX	0.885	- 7.69	22	16.XII	0.742	- 6.49
23	16.X	0.869	+ 2.36	23	18.I 1933	0.728	+ 0.42
24	15.XI	0.726	- 7.20	24	6.II	0.685	- 5.15
25	6.XII	0.654	+ 1.95	25	1.IV	0.704	- 0.59
26	17.I 1933	0.815	+12.52	26	1.V	0.758	- 6.18
27	6.II	0.774	+ 4.77	27	21.VI	0.614	- 4.34
28	1.IV	0.681	-14.65	28	23.VII	0.667	- 0.76
29	1.V	0.754	+ 1.96	29	22.VIII	0.754	+ 3.05
30	25.VI	0.691	- 1.38				
31	25.VII	0.593	- 0.24				
32	24.VIII	0.739	- 3.50				
Moyenne vectorielle		0.750	+ 2.29			0.688	+ 0.28
Erreur quadratique moyenne		π ± 0.019	± 1.57			± 0.013	± 1.12
Moyenne arithmétique		0.759	+ 2.35			0.692	+ 0.05
Erreur quadratique moyenne		± 0.018	± 1.61			+0.013	± 1.16

Ces dernières années l'Observatoire gravimétrique de Poltava effectue beaucoup d'observations d'inclinaisons de marées. La différence $\gamma_{NS} - \gamma_{EW}$ pour les observations à Poltava est positive alors que pour les autres stations d'Ukraine elle est négative de façon stable.

Les résultats de la nouvelle réduction des observations des trois premières années de la série (septembre 1930 à septembre 1938) sont donnés pour l'onde principale semi-diurne M_2 . L'analyse a été faite par la méthode de P.S. Matveyev sur ordinateur électronique M - 20.

La divergence des résultats par rapport à l'ancienne méthode est dans les limites des erreurs, cependant la réduction en séries mensuelles diminue la divergence des résultats séparés.

La réduction sur les directions principales des moyennes vectorielles γ et α obtenues par les séries mensuelles pour la période de septembre 1930 à septembre 1933 donne

$$\begin{array}{ll} \gamma_{NS} = 0,752 & \alpha_{NS} = + 0,45 \\ \gamma_{EW} = 0,689 & \alpha_{EW} = + 1,49 \end{array}$$

L'inégalité $\gamma_{NS} > \gamma_{EW}$ a été conservée. Toutefois, ce fait ne peut être soumis qu'à une nouvelle réduction suivante de toutes les données d'observations qui se caractérisent par une quantité différente des déterminations d'étalonnage.

Une discussion détaillée des résultats obtenus peut être faite avec une plus grande quantité d'analyses harmoniques des séries mensuelles pour qu'on puisse choisir des critères précis pour la sélection des séries mensuelles lors de la détermination des valeurs définitives des coefficients γ et α pour Poltava.

Il est possible qu'il faille également faire certaines recherches expérimentales des erreurs instrumentales des clinomètres du type Repsold-Levitsky. Ce travail est très important pour la découverte des erreurs systématiques des observations, en particulier concernant les déterminations d'étalonnage.

Pour vérifier les résultats de la série de onze années d'observations clinométriques Z.N. Aksentieva a fait encore une série d'observations [8] dans la même salle mais par un autre complexe de pendules de Repsold-Levitsky. Les résultats de leur réduction d'après la méthode de A. Ja. Orlov pour la période de juin 1948 à juin 1951 ont confirmé les anciennes déterminations des coefficients γ et κ .

Il est utile d'effectuer une série d'observations clinométriques répétitives à Poltava avec une sensibilité maximum des appareils déterminée par les conditions de la station (par exemple, à l'aide des clinomètres Ostrovsky dont la sensibilité peut être souvent contrôlée.

TABLE 2

Comparaison des résultats de la réduction des séries annuelles
avec les résultats de la réduction des périodes correspondantes
en séries mensuelles

Période des observations	γ			
	d'après les séries annuelles	d'après les séries mensuelles	d'après les séries annuelles	d'après les séries mensuelles
Appareil M ($\alpha = 77^{\circ}20$)				
1930/31	0.77	0.718	+2.0	-0.43
1931/32	0.57	0.634	+1.7	-1.02
1932/33	0.70	0.711	-3.1	+1.43
Appareil I ($\alpha = - 13^{\circ}15$)				
1930/31	0.78	0.749	+1.1	+2.83
1931/32	0.85	0.790	-2.6	+2.93
1932/33	0.71	0.741	-0.8	+1.83

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Melchior P. Marées terrestres "Mir", M. 1968
- 2 Aksentieva Z.N. Travaux de l'observatoire gravimétrique de Poltava, T 2
Edit. Ac. Sc. d'Ukraine, K, 1948
- 3 Aksentieva Z.N., Tchouprounova O.V. dans : marées terrestres
"Naoukova Doumka" K, 1956
- 4 Balenko V.G., Koutnii A.M., Novikova A.N. Cette publication
- 5 Balenko V.G., Koutnii A.M., Novikova A.N. dans : Rotation et déforma-
tions de marées de la Terre, V.I. "Naoukova Doumka" K, 1970
- 6 Matveyev P.S., Bogdan J.D. Cette publication
- 7 Balenko V.G. dans : Marées terrestres "Naoukova Doumka" K., 1966
- 8 Aksentieva Z.N. Travaux de la 3ème conférence des latitudes
Edit. Ac. des Sc. Ukraine K., 1954
- 9 Melchior P. Analyse harmonique des observations de Schweydar à
Freiberg (1911 - 1915) par la méthode Lecolazet
BIM 32, 1963

Traduction.

OBSERVATIONS DES INCLINAISONS DE LA SURFACE DE LA TERRE DANS LES POINTS
DU PROFIL DE SOUMI-KHERSON EN 1964-1967.

P.S. MATVEYEV, J.D. BOGDAN

Rotation et déformation de marées de la Terre - Kiev II pp. 8 - 17 1970

НАБЛЮДЕНИЯ НАКЛОНОВ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПУНТАХ
ПРОФИЛЯ СУМЫ-ХЕРСОН В 1964-1967 гг.

П.С. Матвеев, И.Д. Богдан.

Вращение и приливные деформации Земли Киев II Стр.8-17 1970

Abrégé.

Dans le but d'accumuler des données expérimentales pour l'étude du mécanisme de l'influence des zones de fractures sur la déformation de marées de la Terre, l'Observatoire gravimétrique de Poltava de l'Académie des Sciences d'Ukraine a commencé en 1957 des observations suivant le profil Soumi-Poltava-Kherson. Le profil choisi coupe presque à angle droit l'écran cristallin d'Ukraine et le creux Dnieper-Donetz. Il est perpendiculaire à la ligne de structure globale qu'est la zone de plissement alpin en englobant le Caucase, le creux de la Mer Noire, les Carpathes, les Alpes etc. Nous donnerons dans notre communication les résultats des observations clinométriques dans quatre stations de ce profil : à Darievka (région de Kherson), Veliki Boudicha (région de Poltava), Likovka (région du Dnieper) Samatoevka (région de Soumi). Les observations dans ces points ont été faites de 1964 à 1967 à l'aide de clinomètres photoélectriques Ostrovski [1].

Description des stations et des conditions des observations

Le village de Darievka est situé à 20 km au nord-est de Kherson sur la rive droite du fleuve Ingouliets. A cet endroit, il n'y avait pas de local favorable pour installer les appareils (puits, mines, caves), c'est pourquoi on a creusé un puits spécial d'une profondeur de 7 m. Pour le soutènement des parois du puits, on a placé des anneaux en béton armé (la hauteur des anneaux est de 1 m, le diamètre intérieur est de 1.3 m, l'épaisseur est de 10 cm). A la profondeur de 3 m, un couvercle en béton armé de 10 cm d'épaisseur constitue un recouvrement intermédiaire. En haut, le puits est fermé par le même couvercle pour diminuer les perturbations de température, rempli d'une couche de limaille et d'argile d'environ 20 cm d'épaisseur. Le pilier en briques d'une dimension de 80 x 50 x 20 cm a une semelle en moellon de béton enfoncée à 0.6 m. L'enregistrement est installé dans un local éloigné du puits de 20 m.

On a commencé des observations régulières à Darievka le 10 juillet 1964 et elles ont continué jusqu'au 20 janvier 1966.

L'appareil O8 a enregistré la composante NS, l'appareil O9 a enregistré la composante EW.

L'essai d'observations à Darievka a montré que la variation de la température influence l'enregistrement, c'est pourquoi lors de l'organisation de la nouvelle station à Veliki Boudicha on a accordé une attention particulière à l'équipement du puits.

Veliki Boudicha se trouve à 35 km au nord-est de Poltava sur l'autoroute Poltava-Opochnia. L'endroit a été choisi à un kilomètre de cette autoroute sur la limite ouest du village. La contrée, dans les alentours de la station, est plate, ce n'est que la lisière est du village qui est coupée par plusieurs ravins donnant dans la vallée du fleuve Vorskli. Le plus proche de ces ravins est à 300 m de la station.

Le bas niveau des eaux souterraines a permis de construire un puits d'une profondeur de 12.4 m. Son diamètre est de 1.3 m, l'épaisseur des murs en briques est de 12 cm, il est partagé par des dalles en béton armé en quatre sections verticales de trois mètres de haut.

Dans chaque dalle il y a un orifice (40 x 50 cm) fermé par un couvercle en bois. Pour descendre on a installé des escaliers métalliques. Le pilier en briques pour l'installation des appareils, d'une dimension de 75 x 75 x 15 cm s'appuie sur une semelle de béton enfoncée dans le sol à 0.7 m. En haut, le puits est fermé par une couche de limaille et d'argile d'une épaisseur d'environ 40 cm. La salle d'enregistrement est construite à une distance de 15 m du puits, en sous-sol et d'une dimension de 2.5 x 2.3 x 2.3 m. Les observations de Veliki Boudicha ont duré du 11 novembre 1965 au 21 octobre 1966 par deux paires d'appareils installés en parallèle.

Les appareils 03 et 49 ont enregistré la composante NS et les appareils 05 et 62 la composante EW.

La station clinométrique de Likovka a été choisie après un examen soigneux du terrain dans la région de Michourini Rog, Annovka et des autres points habités de la région de Dniepropetrovsk situés sur la rive droite du réservoir d'eau de Dnieprodzerjinsk dans l'alignement du profil Soumi-Kherson.

On a réussi à trouver un endroit qui convenait pour construire le puits à la limite nord-ouest du village s'élevant de 12 à 15 m au-dessus de la plaine du fleuve Omelnik. La profondeur du puits est de 9 m. Le corps du puits est partagé en trois sections par des dalles en béton armé. Pour le reste il ne diffère pas du puits équipé à Veliki Boudicha.

Les observations à Likovka ont commencé en juin 1966 et ont été faites avec une paire de clinomètres se trouvant précédemment pour l'enregistrement à Darievka. L'appareil 08 enregistre la composante NS et l'appareil 09 la composante EW.

La station clinométrique de Samotoevka est la plus au nord de toutes les stations du profil Kherson-Soumi. Le village est situé à 9 km de Drasnopol qui est le centre de la région de Soumi. L'endroit pour l'équipement du puits et de la salle d'enregistrement a été choisi à la limite sud du village, à peu près à 500 m du tracé Soumi-Krasnopol. Le puits a été fait d'après le type des mêmes stations construites à Veliki Boudicha et Likovka. Sa profondeur est de 10.3 m.

Les observations se font depuis novembre 1966 par une paire de clinomètres utilisés précédemment à Veliki Boudicha. L'appareil 49 enregistre la composante NS, l'appareil 62 la composante EW.

Dans toutes les stations mentionnées plus haut, l'alimentation des spots des photoéléments des clinomètres a été faite à partir d'accumulateurs d'une puissance générale d'environ 1000 a/heure, l'alimentation des enregistreurs est faite depuis le réseau de courant alternatif; l'alimentation des bobines des clinomètres et des thermographes des résistances, depuis des batteries d'accumulateurs en tampon. La température a été enregistrée auprès des appareils à l'aide de thermographes de résistances. La sensibilité des appareils a été maintenue dans les limites de 400 à 800 mm/sec d'arc. La direction NS a été déterminée par les observations de l'étoile polaire avec le théodolite TT.5 et a été transmise sur les piliers à l'aide des fils à plomb.

Résultats de l'analyse harmonique

L'analyse harmonique des données observées a été faite d'après le schéma de 30 jours [2] sur un ordinateur M-20 à l'Institut de Cybernétique de l'Académie des Sciences d'Ukraine d'après le programme composé par S.N. Korba. Les résultats obtenus sont donnés pour chacune des huit ondes déterminées dans les tables 1 et 2 ainsi que les erreurs quadratiques moyennes de ces valeurs (n est le nombre des séries mensuelles réduites).

Pour Darievka et Veliki Boudicha les résultats que nous donnons sont définitifs et pour Likovka et Samatoevka ils sont préliminaires puisque les observations dans ces points se continuent encore. Les valeurs γ et x pour Veliki Boudicha sont obtenues pour les deux paires d'appareils installés en parallèle.

Les ondes diurnes pour la direction NS sont obtenues avec des grandes erreurs. Cela s'explique par le fait que les latitudes des points d'observation sont proches de 45° . Les ondes semi-diurnes principales se déterminent bien pour toutes les stations.

Nous ne nous arrêterons pas sur la caractéristique détaillée des résultats séparément pour chaque station mais nous noterons seulement que pour les trois stations l'inégalité $\gamma_{NS} < \gamma_{EW}$ est vérifiée, mais pour Samatoevka dans les limites des erreurs $\gamma_{NS} \approx \gamma_{EW}$.

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus pour les deux appareils installés en enregistrement parallèle (Veliki Boudicha, table 3). Pour les quatre ondes les plus importantes O_1 , K_1 , N_2 et M_2 et également pour les ondes moins importantes Q_1 , M_1 , μ_2 la divergence des résultats ne sort pas des limites des erreurs correspondantes. Cela confirme la sécurité des appareils que nous employons et témoigne de la représentativité des résultats obtenus avec eux. La divergence des résultats obtenus sur l'onde S_2 exige évidemment des recherches spéciales.

Pour la caractéristique des particularités de la déformation, la constatation de la relation $\gamma_{NS} < \gamma_{EW}$ est insuffisante. La valeur $\Delta\gamma$, différence vectorielle entre l'inclinaison observée γ_{obs} et l'inclinaison correspondant à la marée terrestre normale donne une représentation plus complète des inclinaisons anormales de la surface terrestre aux points d'observation. En prenant $\gamma_0 = 0.72$ nous avons obtenu sous forme paramétrique les équations des ellipses des inclinaisons anormales (pour l'onde M_2).

Sur la figure 1, sous forme de vecteurs, nous donnons les anomalies des inclinaisons $\Delta\gamma_t = 0$ à l'époque minuit local (0^h) d'après le temps spécial de l'onde M_2 . Les stations sont désignées par les lettres initiales de leurs noms. Nous avons reporté ici les vecteurs des anomalies également pour les autres stations du profil Soumi-Kherson et notamment pour Ingouliets, Tsmakovo et Poltava. Sans envisager ici le mécanisme possible de l'influence tectonique par rapport aux fractures profondes [3, 4], nous noterons seulement deux particularités les plus caractéristiques :

- 1) la diminution sensible de la valeur $\Delta\gamma_t = 0$ avec le mouvement du point d'observation vers le nord
- 2) la simultanéité des inclinaisons anormales au nord dans la plupart des points d'observation.

Les particularités notées témoignent de la réalité de l'influence tectonique régionale perturbant la marée terrestre sur le territoire de l'Ukraine.

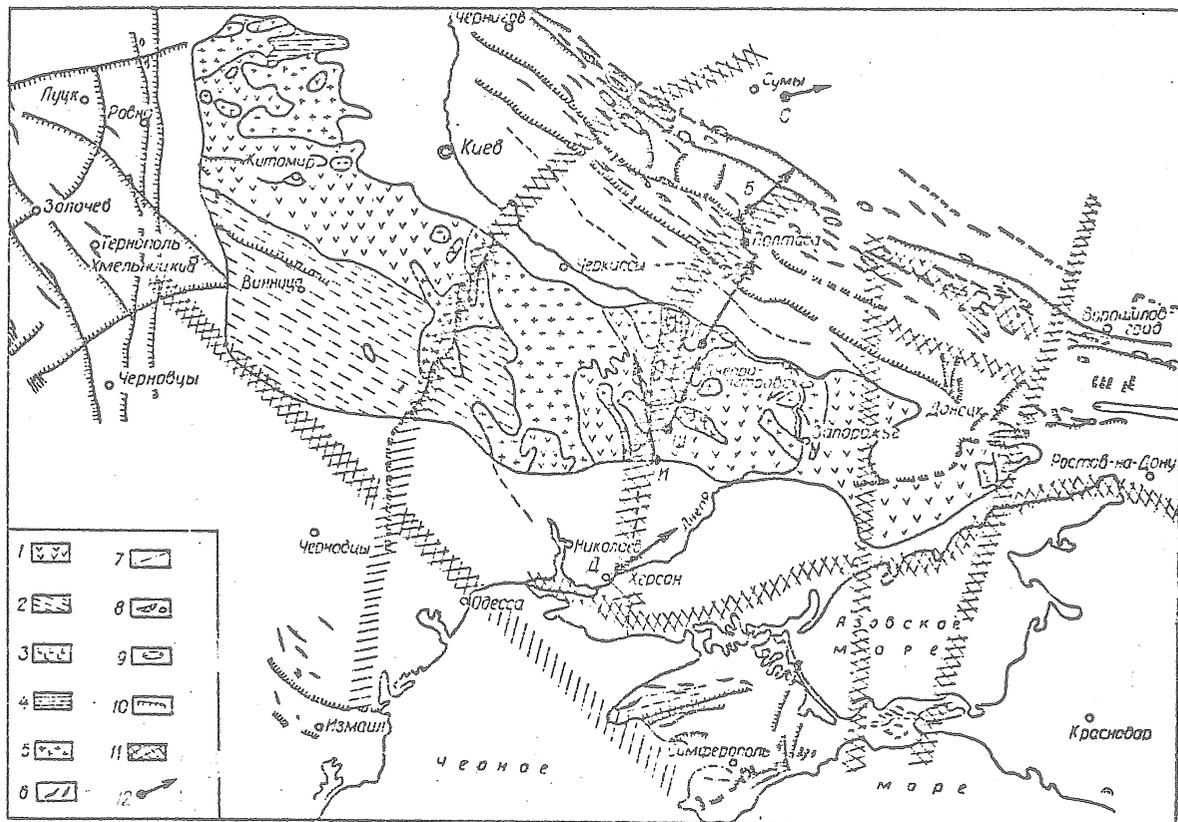


Schéma de répartition des inclinaisons anormales de la surface de la Terre à 0^h de temps local (base tectonique d'après V.G. Bondartchouk, zones des profondes fractures d'après G.T. Sobakariou 5).

La principale source de cette influence est apparemment plus au sud des points d'observation. Une étude détaillée du mécanisme de l'influence tectonique n'est possible que sur des données expérimentales vastes. Il est donc très important d'avoir un développement du réseau de points clinométriques. Mais même les données que nous avons (en incluant les données obtenues à Tsmakovo, Ingouliets et Poltava) sont à notre avis suffisantes pour poser le problème de la détermination dans une première approximation de la valeur globale γ_0 la plus sûre et de la partie régionale des inclinaisons anormales $\Delta\gamma$ déterminée par l'influence des zones des profondes fractures de la ceinture géosynclinale alpine.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 A.E. Ostrovski Dans le livre "Etudes des Marées Terrestres" N° 2
- 2 P.S. Matveyev Dans le livre "Marées Terrestres" Naoukova Doumka K 1966
- 3 P.S. Matveyev Dans le livre "Dynamique de l'écorce terrestre" - "Naouka" M. 1965
- 4 P.S. Matveyev Dans le livre : Rotation et déformations de la Terre dans I "Naoukova Doumka" K 1969
- 5 Sobakar G.T. Publication géophysique - N° 18, K 1966.

TABLE 1

Onde	Darievka		Likhovka		Veliki Boudicha		Samotoevka	
	\bar{r}_{NS} n = 12	\bar{r}_{EW} n = 13	\bar{r}_{NS} n = 4	\bar{r}_{EW} n = 4	\bar{r}_{NS} n = 24	\bar{r}_{EW} n = 27	\bar{r}_{NS} n = 6	\bar{r}_{EW} n = 6
Q_1	—	0.936 ± 211	4.538 ± 1.775	1.122 ± 542	1.033 ± 536	0.684 ± 103	0.511 ± 965	0.443 ± 360
Q_1	2.018 ± 626	0.631 ± 34	0.655 ± 1.035	0.792 ± 40	0.434 ± 90	0.677 ± 20	0.610 ± 223	0.613 ± 36
K_1	2.791 ± 1.412	1.055 ± 143	1.450 ± 2.050	2.046 ± 364	0.947 ± 103	0.782 ± 24	1.024 ± 383	0.582 ± 54
M_1	—	1.708 ± 599	—	3.007 ± 1.461	1.431 ± 1.117	1.518 ± 310	1.178 ± 1.168	1.046 ± 655
N_2	0.621 ± 59	0.699 ± 54	0.585 ± 44	0.340 ± 140	0.605 ± 34	0.673 ± 28	0.650 ± 74	0.704 ± 55
M_2	0.633 ± 41	0.682 ± 8	0.541 ± 27	0.673 ± 21	0.639 ± 5	0.704 ± 5	0.707 ± 14	0.704 ± 11
S_2	0.573 ± 79	0.607 ± 49	0.098 ± 206	0.770 ± 145	0.644 ± 15	0.723 ± 16	0.654 ± 36	0.343 ± 28
(M_2)	0.986 ± 537	0.752 ± 292	1.134 ± 303	1.418 ± 312	0.381 ± 173	0.847 ± 134	1.459 ± 582	0.809 ± 547

TABLE 2

Onde	Darievka		Likhovka		Veliki Boudicha		Samotoevka	
	\bar{x}_{NS} n = 12	\bar{x}_{EW} n = 12	\bar{x}_{NS} n = 4	\bar{x}_{EW} n = 4	\bar{x}_{NS} n = 24	\bar{x}_{EW} n = 27	\bar{x}_{NS} n = 6	\bar{x}_{EW} n = 6
Q_1	-	- 8 ⁰ .83 ± 13.26	-18 ⁰ .34 ± 22.86	-25 ⁰ .18 ± 21.88	-37 ⁰ .56 ± 29.87	+28 ⁰ .32 ± 7.62	-65 ⁰ .22 ± 117.71	+30 ⁰ .44 ± 48.74
O_1	+61 ⁰ .61 ± 17.21	- 1.67 ± 3.14	+21.18 ± 7.46	+ 3.80 ± 7.41	+13.44 ± 10.84	-2.48 ± 1.70	- 2.90 ± 26.44	-10.31 ± 4.52
K_1	+102.83 ± 26.97	+ 3.07 ± 5.49	-38.86 ± 99.89	+ 3.08 ± 9.92	+11.03 ± 8.08	+ 3.43 ± 1.43	+19.64 ± 15.64	-0.34 ± 4.83
M_1	-	+33.57 ± 34.35	-	-31.68 ± 29.56	+151.29 ± 42.74	+25.86 ± 12.25	-56.09 ± 45.97	+42.87 ± 54.15
N_2	-17.19 ± 9.98	+ 3.08 ± 3.44	-10.89 ± 6.66	+ 2.64 ± 1.88	+ 1.77 ± 2.08	+ 1.80 ± 1.38	-12.30 ± 3.66	+ 1.89 ± 3.11
M_2	+ 3.85 ± 1.34	+ 6.89 ± 0.68	+ 5.02 ± 1.97	+ 6.54 ± 1.58	-0.69 ± 0.50	+ 5.54 ± 0.28	- 0.63 ± 0.95	+ 3.63 ± 1.28
S_2	+10.42 ± 7.98	+19.79 ± 3.37	-60.58 ± 80.52	-41.27 ± 11.14	+ 5.05 ± 1.20	+ 5.94 ± 1.04	-16.96 ± 2.19	- 6.11 ± 2.52
μ_2	+119.87 ± 35.58	-10.15 ± 17.29	-83.05 ± 7.64	-46.29 ± 12.38	+ 4.86 ± 15.30	+10.67 ± 6.52	- 0.21 ± 13.13	+ 1.49 ± 20.02

TABLE 3

Onde	\bar{x}_{NS}		\bar{x}_{EW}		\bar{x}_{NS}		\bar{x}_{EW}	
	49 n = 12	03 n = 12	62 n = 13	05 n = 14	49 n = 12	03 n = 12	62 n = 13	05 n = 14
Q_1	0.986 ± 811	1.181 ± 698	0.659 ± 151	0.710 ± 141	-35 ⁰ .69 ± 49.51	-39 ⁰ .44 ± 33.41	+20 ⁰ .10 ± 10.25	+36 ⁰ .58 ± 11.28
O_1	0.577 ± 121	0.391 ± 133	0.678 ± 33	0.677 ± 23	- 0.52 ± 13.20	+27.40 ± 17.19	- 1.98 ± 2.56	- 2.69 ± 2.07
K_1	0.934 ± 156	0.960 ± 134	0.778 ± 31	0.736 ± 38	+11.58 ± 9.10	+10.47 ± 13.35	+ 2.80 ± 1.83	+ 4.05 ± 2.22
M_1	1.389 ± 2.103	1.572 ± 754	1.300 ± 440	1.336 ± 434	+118.12 ± 58.08	+134.67 ± 62.72	+30.74 ± 17.08	+20.98 ± 17.58
N_2	0.568 ± 53	0.642 ± 41	0.656 ± 37	0.680 ± 28	+ 0.84 ± 2.89	+ 2.70 ± 2.98	+ 2.97 ± 1.65	+ 0.64 ± 2.21
M_2	0.630 ± 8	0.648 ± 7	0.700 ± 8	0.708 ± 7	- 1.58 ± 0.93	+ 0.20 ± 0.75	+ 6.04 ± 0.42	+ 5.04 ± 0.37
S_2	0.705 ± 23	0.583 ± 20	0.765 ± 24	0.681 ± 22	- 0.84 ± 1.79	+10.95 ± 1.59	+ 7.42 ± 1.64	+ 4.46 ± 1.30
μ_2	0.653 ± 221	1.110 ± 265	0.768 ± 162	0.926 ± 212	+19.67 ± 29.79	-9.96 ± 10.51	+ 7.76 ± 11.10	+13.59 ± 6.84

VARIATIONS DUES AUX MAREES A YALTA EN 1966 à 1968

P.S. KORBA, S.N. KORBA

Rotation et déformations de marées de la Terre - Kiev II pp. 18 à 34 1970.

ПРИЛИВНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ В ЯЛТЕ В 1966-1968 гг.

П.С. Корба, С. Н. Корба

Вращение и приливные деформации Земли Киев II Стр. 18-34 1970

Une communication préliminaire sur les observations de marées de la pesanteur à Yalta a été faite à la Xe réunion de l'Ukraine des géophysiciens et des astronomes qui a eu lieu en avril 1967 à Kiev [1]. On y expose les conditions et la méthode des observations et on donne également les premiers résultats de l'analyse harmonique. Ici nous donnons les résultats de la réduction des données d'observations accumulées pour tout le temps de fonctionnement de la station.

Les observations ont été effectuées du 29 juin 1966 au 16 juin 1968. L'enregistrement a été effectué sans interruption à l'exception de deux périodes du 17 octobre au 6 novembre 1966 et du 17 janvier au 2 mars 1967 occasionnées dans le premier cas par la mise hors service de l'enregistreur et dans le second par une perturbation de fonctionnement des thermostats.

L'enregistrement a été réalisé à l'aide du gravimètre GS-11 n° 159 dans la station sismique. D'après l'enregistrement du thermographe, l'amplitude des variations diurnes de la température dans le local où est installé le gravimètre ne dépassait pas 0,1°. Les variations saisonnières y étaient assez fortes : au maximum 14°.

On enregistre à l'aide d'un galvanomètre à miroir, sur papier photographique, avec un entraînement d'environ 6mm/heure. Puisque le galvanomètre utilisé peut introduire dans l'enregistrement des perturbations supplémentaires, on l'a étudié soigneusement : on a déterminé toutes ses constantes, on a vérifié la stabilité de son point nul et on a également étudié la non-linéarité. En jugeant d'après l'enregistrement du galvanomètre fermé sur la résistance critique extérieure, la stabilité de son point nul est assez bonne, cependant le galvanomètre était très sensible aux variations d'inclinaison. Cela s'explique apparemment par une perturbation des oscillations de son cadre après réparation [2]. L'échelle du galvanomètre étudiée d'après le schéma décrit dans le travail [3] était pratiquement linéaire : dans la position nulle du galvanomètre, sur le bord de la bande, les corrections à la non-linéarité dans les limites de toute la largeur de la bande ne dépassaient pas 0,6 à 0,8 mm. C'est pourquoi les ordonnées mesurées n'ont pas été corrigées.

Avant le début et après les observations on a effectué l'étalonnage du gravimètre à l'aide du système à bille. Les valeurs obtenues de l'échelle en milligals ($7.106 \pm 0,001$ et $7.102 + 0.001$) coïncident aussi bien entre elles qu'avec la valeur trouvée précédemment à Simféropol pour une position voisine de l'échelle et avec une valeur voisine de la force de pesanteur. Il convient de noter que le système à bille fonctionne irréprochablement et permet de contrôler avec sûreté le coefficient d'étalonnage qui est d'une grande stabilité dans le temps [4]. Malheureusement, on ne peut pas en dire autant du coefficient d'étalonnage de l'enregistrement même qui subit de grandes variations sur lesquelles il est difficile d'exercer un contrôle continu. La difficulté réside avant tout dans le fait que la méthode de détermination de l'échelle de l'enregistrement est en soi imprécise puisqu'il est impossible de mesurer avec une grande précision des petites valeurs comme celles des déplacements.

Dans la pratique, on a admis de déterminer l'échelle une fois tous les 7 à 10 jours. Dans les observations de Yalta, elle a été déterminée au début tous les six à sept jours et depuis septembre 1967 chaque quatre jours.

En outre, on a changé aussi la méthode et au lieu d'une détermination par des déplacements triples se suivant à 40 minutes, on a commencé à appliquer la méthode de 49 heures proposée par B.P. Pertsev [5].

Les résultats sont donnés à la figure 1 où chaque point du graphique représente la moyenne de trois valeurs et là où l'échelle a été déterminée d'après la méthode de Pertsev c'est la moyenne de 24 valeurs. Toutes les déterminations du coefficient d'étalonnage de l'enregistrement d'après la méthode de Pertsev ont été corrigées comme l'a proposé You. D. Dobrokhotov [6], de l'influence de la dérive. Il faut noter que les corrections introduites changent sensiblement les résultats des déterminations individuelles et amènent à une diminution de la dispersion.

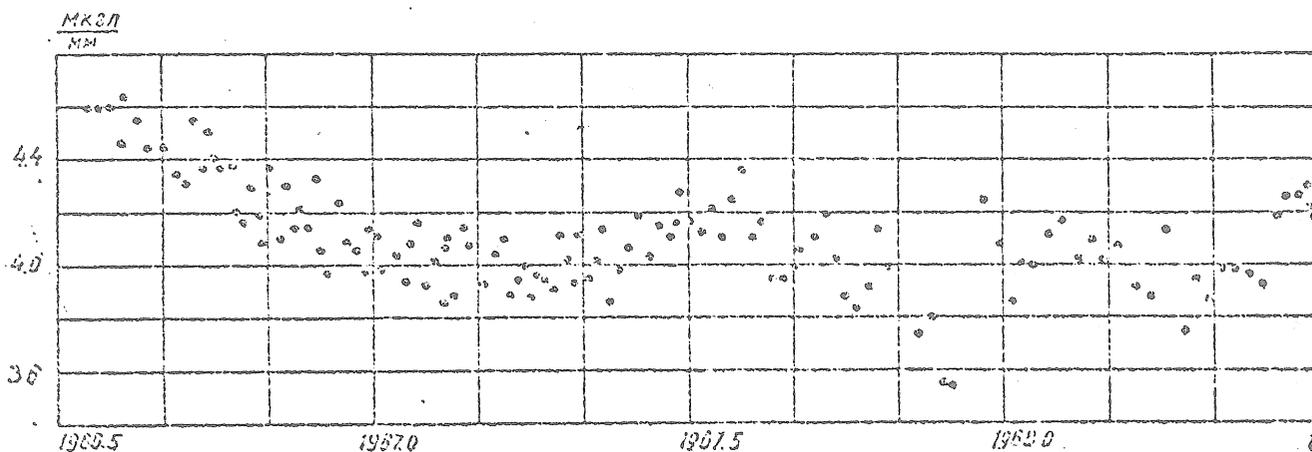


Fig. 1 Variations de l'échelle de l'enregistrement.

Nous constatons que l'échelle de l'enregistrement a varié systématiquement, particulièrement brusquement au début des observations, et également en hiver 1967 après une perturbation de fonctionnement des thermostats des gravimètres : l'échelle a varié de presque 10% par mois. Il est évident que ces variations sont provoquées jusqu'à un certain degré par le régime thermique non encore rétabli à l'intérieur de l'appareil.

Il aurait donc fallu traduire chaque ordonnée en milligals avec son coefficient d'échelle. Cependant, comme l'indiquent les travaux [7, 8] le coefficient d'étalonnage peut être pris comme constant pour chaque série mensuelle. Tenant compte de cela et vu que l'utilisation d'un coefficient d'étalonnage constant réduit sensiblement le volume de calculs, nous avons décidé de réduire nos observations sans tenir compte des variations de l'échelle à l'intérieur de la série. La valeur du coefficient utilisée est la moyenne arithmétique de toutes les déterminations faites pendant la série mensuelle donnée.

L'analyse harmonique a été faite par séries mensuelles par les méthodes de Matveyev [9] et de Pertsev [10]. Les époques centrales des séries coïncidaient presque pour les deux méthodes et tombaient respectivement à 10 heures et 11,5 heures. Pour une utilisation plus complète des données, la réduction a été réalisée avec recouvrement partiel. En raison des coupures, la répartition en série a été réalisée de manière à inclure toutes les données dans la réduction et la valeur de recouvrement pour les séries séparées n'était pas la même. Pour les quatre premières séries l'écart de l'époque centrale était de 26 jours, pour les trois séries suivantes de 20 jours et pour le restant des données renfermant les observations ininterrompues du 2 mars 1967 au 16 juin 1968, 21 jours.

Pour combler les lacunes (voir table 1), nous avons utilisé le procédé proposé dans le travail [12]. L'interruption de deux jours est interpolée par la combinaison de Lecolazet [16].

TABLE 1 Intervalles d'enregistrement interpolés

Date	Heures U.T.
2.III 1966	10 - 11
7.XI	10 - 13
7 - 8.XI	20 - 1
8.XI	11 - 16
13.XI	15 - 16
27-28.XII	17- 16
28-30.I 1967	17 - 16
24-25.II 1968	16 - 15
25.IV	3 - 16
3.V	6 - 16
5-6. V	18 - 7
9-10.V 1968	17 - 15

Lors du comblement de lacunes d'une durée de plus de trois heures, les extrémités de la partie interpolée coïncidaient avec les parties contiguës de la courbe observée. Il convient de noter que lorsqu'il y a un haut niveau de bruit les procédés numériques d'interpolation de plusieurs ordonnées peuvent donner de grandes erreurs. Aussi, à titre de contrôle, on reporte sur l'enregistrement les ordonnées calculées et on vérifie au jugé l'harmonie de la courbe obtenue. Si une ordonnée quelconque donnait un "rejet", alors on trouverait sa valeur par l'interpolation graphique.

Les résultats de l'analyse des observations (651 jours) obtenus par deux méthodes différentes en incluant les données publiées précédemment [1] sont donnés dans les tables 2 et 3.

On a calculé pour toutes les ondes les moyennes vectorielles δ et α (*) et on donne leurs erreurs quadratiques moyennes. A cause de l'inconstance de la valeur de recouvrement entre les séries, la moyenne a été faite en tenant compte des poids spécifiques qu'on a introduit pour assurer la régularité d'utilisation des données d'observations sur la durée de toute la série. Pour chaque série, ce poids a été trouvé d'après la formule $p = K - \frac{\Delta}{2}$, où K est la durée de la série et Δ est la valeur de son recouvrement en séries moyennes.

Ce poids tient compte uniquement de la différence dans la valeur des recouvrement des séries séparées et non du recouvrement même. Par conséquent, le calcul, par le procédé habituel, de l'erreur quadratique moyenne d'après les écarts des résultats par rapport à la moyenne obtenue ne sera pas rigoureux puisque dans les séries qui se recouvrent ces écarts ne satisfont pas à la condition d'indépendance. Habituellement, on n'effectue l'estimation de la précision que d'après des séries indépendantes qui ne se recouvrent pas.

(*) $\alpha > 0$ correspond au retard de la marée observée par rapport à la marée théorique; les valeurs de α sont corrigées de l'influence du retard instrumental.

La comparaison des résultats montre que les deux méthodes donnent des résultats très voisins à l'exception de l'onde N_2 . Les écarts quadratiques moyens des constantes harmoniques entre les méthodes (voir table 4) sont 0,6 à 0,7 % pour les ondes O_1 et K_1 et 1,1 à 1,4 % pour les ondes M_2 et S_2 ; la valeur maximale des écarts ne dépasse pas 3 %. Pour l'onde N_2 elles sont à peu près de 7 à 9 fois plus grandes.

Dans le but de mettre à jour dans les valeurs δ et \mathcal{K} des variations systématiques possibles, nous avons reporté les données sur les figures 2 et 3.

Nous constatons que pour certaines ondes, les résultats obtenus par les méthodes de Matveyev et Pertsev divergent entre elles systématiquement. C'est particulièrement net sur $\mathcal{K} = \mathcal{K}(t)$ pour l'onde N_2 et S_2 qui indiquent un écart de signe entre les méthodes pour presque toutes les séries. Les courbes $\delta = \delta(t)$ pour ces ondes ainsi que certaines autres courbes données, par exemple $\mathcal{K} = \mathcal{K}(t)$ pour l'onde K_1 peuvent également diverger systématiquement.

Il est probable que la cause de ces divergences soit le fait que ces méthodes tiennent compte d'un nombre différent d'ondes perturbatrices.

La divergence des valeurs δ et \mathcal{K} entre les méthodes pour presque toutes les ondes est un peu plus petite que les variations observées de ces valeurs d'une série à l'autre.

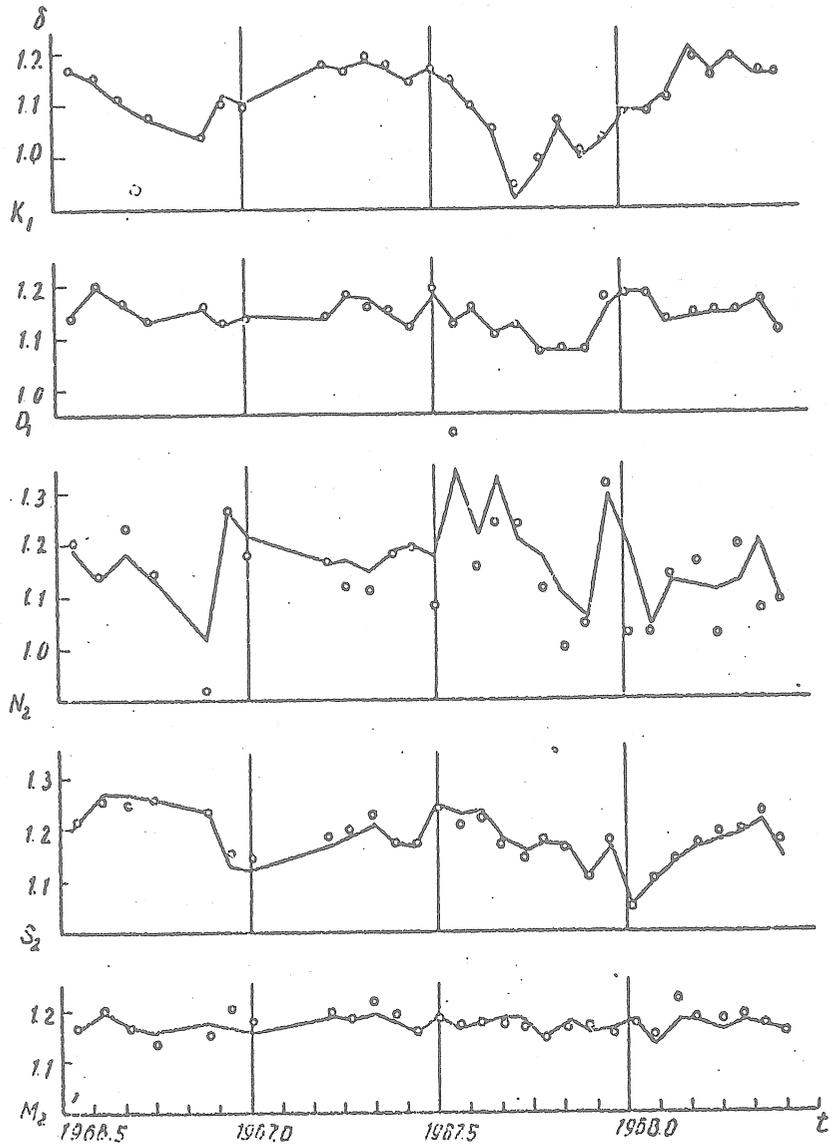


Fig. 2 Variation de δ pour K_1 , O_1 , N_2 , S_2 et M_2 (Les résultats des calculs d'après la méthode de Matveyev sont représentés par une ligne brisée et d'après la méthode de Pertsev par des points).

TABLE 2

Résultats de l'analyse harmonique d'après la méthode de Matveyev

Date du milieu de la série	Q ₁		Q ₂		K ₁		M ₁		N ₂		M ₂		S ₂		U ₂	
	δ	α	δ	α	δ	α	δ	α	δ	α	δ	α	δ	α	δ	α
15.VII 1966	1.106	+ 2.7	1.144	-0.6	1.158	+ 2.5	1.150	+ 4.9	1.188	+2.03	1.161	-0.5	1.204	-2.8	1.116	+22.0
10.VIII	1.200	- 1.5	1.199	-0.9	1.149	+ 1.0	1.428	- 7.7	1.181	-4.1	1.195	-0.5	1.267	+2.2	0.653	+14.2
5.IX	1.174	+ 4.2	1.162	+0.3	1.107	- 0.6	1.330	- 5.7	1.160	-0.2	1.169	+0.8	1.264	+3.2	0.614	+16.0
1.X	1.182	- 0.4	1.180	+0.1	1.074	- 3.7	1.245	+16.8	1.182	-3.1	1.159	-0.1	1.257	+1.6	1.438	-28.5
22.XI	1.043	-17.2	1.155	-2.1	1.084	- 4.2	(1.845	+ 2.3)	1.015	-6.4	1.172	-0.2	1.234	-12.5	1.654	-30.5
12.XII	1.285	+ 0.6	1.128	0	1.112	- 2.8	1.495	+ 6.9	1.265	-4.1	1.169	0.4	1.123	- 5.6	1.380	+11.4
4.I 1967	1.261	+11.1	1.142	-0.2	1.098	- 1.8	1.177	+23.1	1.220	+1.1	1.195	+0.3	1.120	- 7.8	1.372	-12.6
13.III	1.262	+ 1.5	1.138	+0.4	1.171	- 2.3	1.341	+ 2.8	1.182	+2.7	1.164	-0.5	1.167	- 4.5	0.900	- 6.4
8.IV	1.117	+ 8.0	1.179	+0.2	1.168	- 0.2	1.347	- 1.8	1.183	+0.7	1.180	+0.1	1.182	- 1.4	0.218	+ 67.0
29.IV	1.241	+ 0.8	1.172	+0.3	1.181	- 0.9	1.228	+ 3.7	1.148	+2.1	1.190	+0.3	1.205	- 1.4	0.928	+ 8.9
20.V	1.166	+ 0.8	1.142	-0.2	1.174	- 1.4	1.364	-12.8	1.188	-1.8	1.179	+0.4	1.172	+ 1.5	1.142	+ 1.4
10.VI	1.140	- 2.7	1.121	+0.2	1.141	- 0.1	1.163	- 7.0	1.198	-2.0	1.159	-0.4	1.167	- 0.6	0.922	+ 0.7
1.VII	1.055	-14.6	1.180	+1.3	1.170	+ 1.8	0.948	+23.3	1.178	+5.0	1.189	-0.4	1.241	- 6.2	1.761	- 6.1
22.VII	1.203	- 1.5	1.130	-2.2	1.146	+ 3.8	1.587	-10.1	1.340	-1.9	1.164	-0.2	1.226	- 4.4	0.983	-13.9
12.VIII	1.292	- 1.7	1.151	+0.9	1.092	+ 1.8	1.382	+ 0.8	1.213	-6.0	1.173	-0.2	1.234	- 1.3	1.304	+20.8
2.IX	1.460	- 1.8	1.110	-0.5	1.049	+ 5.0	1.473	+28.0	1.288	-8.5	1.182	-0.5	1.181	- 3.3	1.076	+16.7
23.IX	1.282	+ 3.3	1.129	+1.4	0.919	+ 6.2	1.376	- 8.2	1.203	-4.1	1.180	-0.8	1.156	- 9.2	0.277	-42.8
14.X	1.155	+ 0.4	1.076	-1.9	1.072	- 1.6	1.076	+16.1	1.179	+2.9	1.143	-1.0	1.170	-10.9	1.042	-27.2
4.XI	1.104	-11.6	1.076	-1.4	1.057	- 0.4	1.443	-26.0	1.095	-2.7	1.176	-1.5	1.168	-11.2	1.837	+ 7.5
25.XI	1.134	+ 7.0	1.071	+0.9	0.999	- 4.3	1.448	-50.1	1.093	+0.1	1.152	0	1.107	-10.1	2.008	-20.4
16.XII	1.155	- 8.3	1.153	+1.1	1.082	- 6.0	1.048	+37.0	1.297	+6.4	1.162	-1.2	1.160	-13.7	0.792	+32.2
6.I 1968	1.096	-12.1	1.181	-2.0	1.088	- 2.3	1.074	-47.5	1.192	-5.7	1.179	0	1.040	-14.9	1.369	+25.6
27.I	0.941	- 5.5	1.181	-0.2	1.088	- 2.8	0.752	-22.1	1.034	-7.0	1.127	+0.2	1.095	-10.5	1.292	+26.6
17.II	1.051	+ 0.9	1.133	-1.3	1.118	- 3.2	1.032	-10.1	1.121	-7.5	1.176	+0.5	1.184	- 9.2	1.719	+ 5.9
9.III	1.317	+ 1.1	1.139	+0.4	1.202	- 2.1	1.279	+ 5.5	1.118	-8.5	1.176	-1.1	1.165	- 6.2	1.836	+ 4.7
30.III	1.059	0	1.148	+0.4	1.160	- 1.9	1.031	+14.5	1.107	+0.8	1.157	+0.9	1.177	- 2.2	1.391	+ 6.3
20.IV	1.445	- 6.5	1.145	+1.7	1.130	- 2.0	1.000	- 8.6	1.124	+2.8	1.175	-0.5	1.187	+ 0.9	1.609	-11.9
11.V	(1.953	- 158.8)	1.168	-0.8	1.153	- 1.4	1.027	-10.9	1.208	-0.7	1.157	-0.1	1.210	- 1.4	1.741	-25.6
31.V 1968	1.196	0	1.109	+0.9	1.155	+ 0.3	+4.72	+10.6	1.090	+9.6	1.152	+0.6	1.142	- 3.7	1.453	-30.6
Moyenne Vectorielle	1.1734	- 1.09	1.1413	-0.14	1.1154	-0.48	1.1688	-0.51	1.1639	-1.43	1.1690	-0.17	1.1753	-4.83	1.1533	-2.46
Erreur quadratique moyenne	±262	±1.34	±69	±0.22	±153	±0.57	±524	±4.04	±165	±0.89	±32	±0.13	±130	±1.08	±984	±4.49

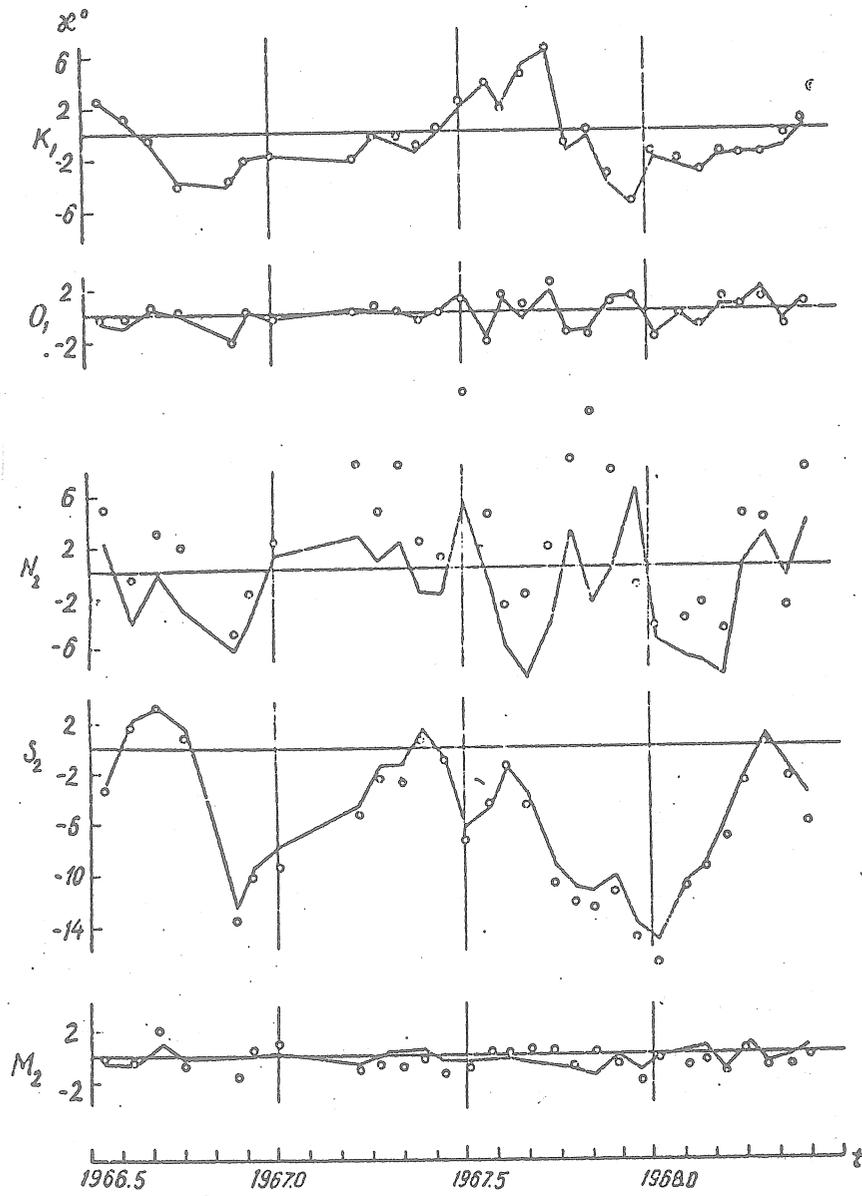


Fig. 3 Variation de \mathcal{X} pour K_1 , O_1 , N_2 , S_2 et M_2 .

TABLE 3

Résultats de l'analyse harmonique d'après la méthode de Pertsev

Date du début de la série	O_1		K_1		N_2		M_2		S_2	
	δ	α								
15.VII 1966	I.189	-0.4	I.167	+2.7	I.206	+ 5.0	I.162	-0.2	I.216	- 3.4
10.VIII	I.197	-0.2	I.152	+1.2	I.134	- 0.5	I.193	-0.4	I.256	+ 1.6
5.IX	I.163	+0.6	I.113	-0.5	I.231	+ 3.0	I.163	+2.1	I.249	+ 3.3
1.X	I.129	+0.2	I.074	-4.2	I.141	+ 1.9	I.134	-0.8	I.254	+ 0.8
22.XI	I.158	-2.2	I.033	-3.7	0.897	- 5.1	I.151	-1.6	I.231	-13.6
12.XII	I.128	+0.1	I.099	-2.1	I.261	- 2.0	I.202	+0.6	I.151	-10.2
1.I 1967	I.133	-0.4	I.095	-1.8	I.175	+ 2.2	I.168	+0.9	I.141	- 9.5
18.III	I.142	+0.1	I.172	-2.1	I.161	+ 8.2	I.195	-1.1	I.183	- 5.3
8.IV	I.179	+0.4	I.163	-0.5	I.116	+ 4.5	I.182	-0.6	I.198	- 2.3
29.IV	I.158	0	I.191	-0.5	I.109	+ 8.3	I.216	-0.9	I.225	- 2.3
20.V	I.148	-0.6	I.177	-1.1	I.177	+ 2.1	I.188	-0.3	I.172	+ 0.6
10.VI	I.119	0	I.141	+0.2	I.191	+ 0.9	I.157	-1.3	I.171	- 1.0
1.VII	I.191	+0.9	I.166	+2.3	I.070	+13.7	I.183	-1.0	I.235	- 7.5
22.VIII	I.125	-2.4	I.149	+3.8	I.412	+ 4.3	I.170	+0.2	I.204	- 4.4
12.IX	I.156	+1.4	I.098	+1.7	I.150	- 3.1	I.172	+0.2	I.220	- 1.5
2.IX	I.101	+0.5	I.051	+4.3	I.238	- 2.2	I.167	+0.4	I.167	- 4.6
23.IX	I.118	+2.2	0.942	+6.4	I.235	+ 1.8	I.163	+0.5	I.138	-10.7
14.X	I.067	-1.7	0.993	-1.1	I.111	+ 8.5	I.142	-0.8	I.176	-12.1
4.XI	I.079	-1.9	I.067	0	0.998	+12.1	I.164	+0.2	I.158	-12.7
	I.073	+0.7	I.011	-3.4	1.033	+7.6	I.164	-0.6	I.104	-11.5
16.XII	I.175	+1.1	I.036	-5.7	I.312	-1.4	I.151	-1.8	I.172	-15.1
6.I	I.182	-1.9	I.085	-1.8	I.024	-4.7	I.169	-0.3	I.045	-17.1
27.I 1968	I.181	-0.4	I.032	-2.4	I.028	-4.1	I.148	-0.9	I.099	-11.1
17.II	I.131	-1.2	I.110	-3.2	I.140	-3.1	I.213	-0.5	I.129	- 9.6
9.III	I.142	+0.9	I.192	-2.0	I.164	-5.1	I.185	-1.3	I.165	- 7.0
30.III	I.147	+0.4	I.153	-1.9	I.022	+4.0	I.178	+0.3	I.187	- 2.8
20.IV	I.147	+1.1	I.190	-1.9	I.194	+3.7	I.184	-1.0	I.196	+ 0.2
11.V	I.160	-1.5	I.157	-0.6	I.072	-3.4	I.168	-0.9	I.229	- 2.4
31.V	I.107	+0.2	I.159	+0.6	I.089	+7.6	I.153	-0.2	I.173	- 6.0
Moyenne vectorielle	I.1407	-0.14	I.1105	-0.061	I.1374	+3.00	I.1712	-0.37	I.1778	-5.78
Erreur quadratique moyenne	± 0.22	± 0.24	± 0.14	± 0.56	± 0.33	± 1.28	± 0.43	± 0.18	± 0.13	± 1.15

C'est pourquoi malgré les écarts systématiques pour certaines ondes, les valeurs moyennes des constantes harmoniques (voir tables 2 et 3) coïncident entre elles dans les limites des erreurs.

Les méthodes de Matveyev et Pertsev donnent pratiquement les mêmes résultats pour les quatre ondes de marées principales dans les limites de la précision des observations actuelles.

Les résultats pour l'onde solaire S_2 et l'onde luni-solaire K_1 ont une dépendance temporelle dont la période est environ un an. Dans les variations de δ l'amplitude de cette périodicité est de 7 à 9 % pour l'onde K_1 et environ deux fois plus grande que l'amplitude analogue pour l'onde S_2 . En ce qui concerne les courbes $\mathcal{K} = \mathcal{K}(t)$ l'amplitude pour l'onde K_1 (3 à 4°) est deux fois plus petite que pour S_2 .

Ce fait témoigne de ce que outre l'onde S_1 perturbant les résultats pour l'onde K_1 , il y a une composante semi-diurne non due aux marées assez importante avec une période voisine de S_2 . Il faut considérer l'influence sur le fonctionnement du gravimètre des variations de tension du réseau urbain comprenant des variations de la période semi-diurne, comme étant la cause principale de cette onde.

Dans les variations de δ et \mathcal{K} pour les ondes lunaires M_2 , N_2 et O_1 on n'observe aucune loi stable, leur caractère peut être considéré comme tout à fait accidentel.

On peut constater pour $\mathcal{K} = \mathcal{K}(t)$ de l'onde N_2 une tendance à une certaine périodicité. Cependant on n'a pas de raisons suffisantes pour l'affirmer car son amplitude est trop faible.

Il convient de noter que la partie de l'écart anormal $\delta(K_1)$ peut s'expliquer par l'influence de résonance sur cette onde du noyau liquide de la Terre [14]. En ce qui concerne $\mathcal{K}(S_2)$ sa valeur est notoirement irréaliste et est déterminée, selon toute apparence, par l'influence systématique des perturbations extérieures. Le déphasage des ondes de marées pour les autres ondes est dans les limites de la précision des observations.

A cause de la présence d'influences perturbatrices assez grandes, la caractéristique quantitative la plus sûre de la marée terrestre à la station "Yalta" est constituée par l'onde M_2 ($\delta = 1.1663 \pm 0.0038$, $\kappa = -0:27 \pm 0:16$), moyenne des calculs par les deux méthodes et corrigé de la petite correction due aux accélérations verticales [15]. La comparaison de ce résultat avec les valeurs δ et κ trouvées précédemment dans la station "Simféropol" indique que malgré la présence dans cette région de perturbations tectoniques importantes on n'observe aucune particularité dans les déformations de marées de la Terre.

TABLE 4

Écarts quadratiques moyens entre les méthodes
de Matveyev et Pertsev pour une série

Écarts	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
$\Delta \delta$ (в %)	0.6	0.7	5.0	1.8	1.1
$\Delta \kappa$	0.4	0.4	5.4	0.9	1.1

BIBLIOGRAPHIE

1. Korba P.S. Géophysique et Astronomie (Bullet. d'inform.) N° 12
"Naoukova Doumka" K, 1969.
2. Ditchko I.A. Trav. de l'observ. gravim. de Poltava. T. XII
Edit. Ac. des Sc. Ukraine 1963.
3. Dobrokhotov You. S. Livre : Etude des marées terrestres, 2
Ed. Ac. des Sc. URSS 1961
4. Dobrokhotov You. S. Livre : Etude des marées terrestres "Naouka" M. 1964
5. Pertsev B.P. Livre : Recherches gravimétriques N° 1
Edit. Ac. des Sc. URSS, 1960
6. Dobrokhotov You. S. Livre : Etude des marées terrestres, 3
Edit. Ac. des Sc. URSS, 1963
7. Pariiskii N.N. et autres. Livre : Etude des marées terrestres, 3
Edit. Ac. des Sc. URSS, 1963
8. Korba P.S. Livre : Rotation et déformations de marées de la Terre, 1
"Naoukova Doumka" K, 1969
9. Matveyev P.S. dans le livre : Marées terrestres "Naoukova Doumka" K, 1966
10. Pertsev B.P. Izv. Ac. des Sc. URSS, Série géoph. 1958, N° 8
11. Matveyev P.S. Travaux de l'observat. gravim. de Poltava. T. XII
Edit. Ac. des Sc. Ukraine 1963
12. Matveyev P.S., Bogdan I.D. Dans le livre : Marées Terrestres
"Naoukova Doumka" K, 1966
13. Korba P.S., Ditchko I.O. Dan. I.C.C.P. 1965, N° 8
14. Molodenskii M.S., Kramer M.V. Marées terrestres et nutation de la Terre
Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961
15. Pariiskii N.N. Dans le livre : Recherches gravimétriques, 1
Edit. Ac. des Sc. URSS, 1960
16. Lecolazet R

OBSERVATIONS SUR LES VARIATIONS DES MAREES DE LA FORCE DE PESANTEUR
A TBILISSI

B.K. BALAVADZE, K.Z. KARTVELICHVILI

Bull. Acad. Sc. Géorgie vol. 36, fasc. 3, pp. 561-564, 1964

НАБЛЮДЕНИЯ НАД ПРИЛИВНЫМИ ИЗМЕНЕНИЯМИ СИЛЫ
ТЯЖЕСТИ В ТБИЛИСИ.

Б.К. Балавадзе, К.З. Картвелишвили.

Сообщ. СССР Акад. Том 36 Сб. 3 Стр. 561-564, 1964.

Abrégé.

Dans le but d'étudier les déformations de la Terre, l'Institut de géophysique de l'Académie des Sciences de Géorgie a organisé au début de 1960 à Tbilissi une station gravimétrique pour l'observation des variations périodiques de la pesanteur, avec le gravimètre Askania GS-11 N°144.

L'appareil est placé dans une salle séparée dans un endroit souterrain de la station séismique centrale de Tbilissi de l'Institut de géophysique où on a des conditions normales pour les observations. La variation maximale de la température dans la salle ne dépassait pas, dans chaque série, 2°C et l'humidité ne montait pas plus haut que 70 %.

On a réalisé dans cette salle trois séries d'observations :

1ère série du 8. 2.1960 au 10. 3.1960

2ème série du 23. 5.1960 au 17. 8.1960

3ème série du 31. 1.1961 au 1. 4.1961

Dans ce travail, nous donnons les résultats de la réduction des deux premières séries d'observations par analyse harmonique. Les résultats de la troisième série étaient satisfaisants uniquement pour l'onde M_2 .

Avant et après la série on a effectué l'étalonnage du gravimètre (par basculement de la bille d'étalonnage) et la détermination de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre enregistreur. La correction maximale de la non-linéarité atteignait 10 mm.

Pendant l'enregistrement on a déterminé l'échelle qui variait en fonction de l'incandescence de la lampe du photo-élément; on a obtenu différentes valeurs pour les différentes séries :

3,02 $\mu\text{gal/mm}$ pour la 1ère série
4,84 $\mu\text{gal/mm}$ pour la 2ème série
4,91 $\mu\text{gal/mm}$ pour la 3ème série

Dans la première série, la lampe du photo-élément était alimentée par un stabilisateur-redresseur et dans les autres séries l'alimentation était réalisée par des accumulateurs d'une capacité de 300 a.heure.

La constance de l'incandescence de la lampe du photo-élément a été maintenue par le magasin de résistances. Le contrôle des tensions s'est effectué par un voltmètre de haute sensibilité.

Pour déterminer l'échelle d'enregistrement, nous avons utilisé aussi bien des écarts séparés que des séries de 49 heures.

Les données de ces trois séries d'observations ont été réduites par les deux méthodes de B.P. Pertsev à l'aide desquelles on a obtenu la valeur δ pour les cinq ondes de marées principales et des déphasages $\Delta\phi$ entre les marées observées et théoriques.

TABLE 1

Valeurs du retard de phase des ondes de marées

Onde	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
$\Delta\phi$ des écarts de phases	- 1°2	- 1°7	- 2°5	+ 2°9	- 1°3

La réduction par la méthode de Pertsev I (série de 29 jours) a été effectuée aussi bien à la main que sur ordinateur "Oural-2" et par la méthode de Pertsev-II (série de 50 jours), uniquement à la main (deux personnes).

Nous donnons dans la table 1 les valeurs moyennes de la différence des phases \mathcal{K} pour les différents jours centraux. Le signe (-) représente un retard par rapport à la marée théorique.

$\Delta\phi$ a été calculé uniquement d'après la méthode de Pertsev-I.

Nous donnons dans la table 2 les valeurs δ pour les différents jours centraux qui ont été obtenues à l'aide de l'analyse harmonique par les deux méthodes de B.P. Pertsev.

Comme nous le constatons par la table 2, δ est plus grand pour les ondes semi-diurnes que pour les ondes-diurnes et est respectivement égal à $1,186 \pm 0,030$ et $1,118 \pm 0,037$. On peut vraisemblablement expliquer cette différence par l'influence de la marche de la température moyenne journalière. La différence $\delta(O_1) - \delta(K_1)$ est égale à $-0,001$. Comme l'a indiqué M.S. Molodenskii, cette différence doit être $+0,023$. Le signe moins dans notre cas a probablement été obtenu parce que la précision de la détermination de $\delta(O_1) - \delta(K_1)$ est du même ordre que la différence elle-même.

TABLE 2

Valeurs δ pour les différents jours centraux

Jours centraux	M ₂		S ₃		N ₂		K ₁		O ₁	
	I*	II**	I	II	I	II	I	II	I	II
23.2.1960	1,158		1,274		1,054		1,088		1,094	
7.6.1960	1,154		1,174		1,186		1,089		1,110	
16.6.1960	1,171	1,205	1,229	1,219	1,177	1,158	1,071	1,076	1,141	1,149
25.6.1960	1,194	1,211	1,234	1,221	1,109	1,152	1,071	1,083	1,121	1,061
5.7.1960	1,226	1,201	1,204	1,277	1,036	1,148	1,080	1,113	1,117	1,177
15.7.1960	1,189	1,185	1,234	1,226	1,019	1,098	1,135	1,120	1,197	1,011
25.7.1960	1,247	1,206	1,229	1,246	1,016	1,046	1,173	1,161	1,003	1,103
2.8.1960	1,226		1,250		1,116		1,152		1,086	
15.2.1961	1,171									
25.2.1961	1,223	1,169								
7.3.1961	1,174	1,186								
17.3.1961	1,174	1,155								
Moyenne	1,192	1,190	1,229	1,240	1,089	1,120	1,107	1,111	1,119	1,100
Erreur quantitative moyenne	0,009 (0,8%)	0,007 (0,6%)	0,011 (0,9%)	0,011 (0,8%)	0,038 (3,3%)	0,022 (2,0%)	0,025 (2,2%)	0,015 (1,4%)	0,014 (1,3%)	0,030 (2,7%)

* première méthode de Pertsev ** deuxième méthode de Pertsev.

Après avoir pris δ proportionnellement au poids des cinq ondes, nous avons obtenu la valeur moyenne pondérée pour Tbilissi

avec les poids

$$p = \sum A \quad \delta = 1,165$$

avec les poids

$$p \approx \frac{1}{\varepsilon^2} \quad \delta = 1,189$$

moyenne commune

$$\delta = 1,177$$

Pour la partie européenne et asiatique de l'URSS, δ a les valeurs suivantes :

	moyenne
Krasnaïa Pakhra	} 1,190
Poulkovo	
Kiev	
Tachkent	} 1,140
Alma-Ata	
Lantschou	

Ainsi, la valeur δ pour Tbilissi égale à 1,177 se trouve entre elles.

NOUVEAU SYSTEME DE COMPENSATION DE TEMPERATURE DES GRAVIMETRES

D.G. GRIDNIEV

Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre
Inst. Phys. Terr. Schmidt pp. 122-128 Moscou 1970

НОВАЯ СИСТЕМА ТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЕНСАЦИИ ГРАВИМЕТРОВ

Д.Г. Гриднев.

Методика измерения земных приливов и медленных деформаций земной поверхности ИФЗ Москва 1970 Стр. 122-128.

Dans l'étude des modèles expérimentaux du gravimètre astatisé en quartz parallèlement avec une compensation de température liquide des systèmes élastiques sensibles [2] on applique une nouvelle méthode de compensation de température, c'est la méthode de la variation de la distance de l'axe de rotation au centre de gravité du pendule avec une variation de la température ou la méthode de variation du bras du pendule [1]. On a profité du prétexte suivant pour l'application du nouveau procédé de compensation. Le miroir aluminisé du pendule du système, placé dans le liquide de compensation N° 3 [3] a été abimé avec le temps : sur sa surface est apparue une trace blanchâtre réduisant le pouvoir réfléchissant du miroir. On a diminué le faisceau lumineux réfléchi par le miroir sur les photoéléments ce qui a changé la sensibilité du gravimètre. La trace se présente apparemment comme le produit de l'action chimique de la couche d'aluminium du miroir avec le liquide N° 3. On n'a pas pu éliminer complètement la trace puisque avec la trace s'efface aussi la couche d'aluminium. La tige en quartz du pendule se brise parfois à l'intérieur du moyeu lorsqu'on emmanche le moyeu en nickel chauffé sur le pendule. On n'a pas toujours réussi à éliminer d'emblée ce défaut et quand le gravimètre fonctionne il se produit "des petits sauts" dans l'enregistrement de l'appareil. Parfois entre la tige de quartz du pendule et le moyeu en nickel et aussi dans le filetage entre le moyeu en nickel et les écrous d'étain il restait des petites bulles d'air qui amenaient des perturbations dans les indications du gravimètre.

Le liquide de compensation diminue l'intensité du flux lumineux réfléchi du miroir du pendule sur les photoéléments et par conséquent diminue aussi l'amplification photoélectrique de la sensibilité de l'appareil.

Le principe de compensation par le procédé de la modification du bras du pendule est très simple. Si le moment élastique du système sensible du gravimètre varie avec la variation de la température on peut réaliser le pendule du système dans un matériau qui permet de changer lors de la variation de la température le moment du poids du pendule sans perturber l'équilibre du système, c'est-à-dire réaliser une compensation de température du système.

Cette méthode a été réalisée avec un compensateur de température à mercure dont le principe d'action est le suivant. Dans le levier en quartz du pendule il y a un réservoir pour le mercure jouant le rôle de masse du pendule du système sensible du gravimètre. Un tube capillaire communique avec le réservoir. Pour les systèmes sensibles à quartz des gravimètres, le tube capillaire est tourné du côté opposé de l'axe de rotation du pendule. Quand la température augmente, le mercure se dilate, remplit une partie du tube capillaire, le centre de gravité du mercure se déplace et le pendule doit s'incliner sur un certain angle ϕ , mais puisque l'élasticité des fils de quartz s'accroît alors le pendule doit s'élever sur un certain angle ψ . En choisissant la distance depuis l'axe de rotation du pendule jusqu'au réservoir avec le mercure, la longueur et la forme du réservoir avec le tube capillaire on peut arriver à l'égalité de ϕ et ψ c'est-à-dire aux conditions de la compensation complète de la température pour la gamme de travail des températures.

On peut appliquer cette même méthode à n'importe quels systèmes sensibles (réalisés dans n'importe quel matériel) dont le coefficient thermoélastique a un signe inverse. Pour ces systèmes, le tube capillaire doit être tourné du côté de l'axe de rotation du pendule. La méthode de compensation de température n'exige pas le placement du système dans le liquide elle est affranchie des imperfections de la méthode de liquide de compensation énumérées plus haut. Cependant lorsqu'on place le système à l'air il faut remplir les conditions des moments de volume des parties mobiles du système sensible (du pendule, du ressort) par rapport à l'axe de rotation du pendule c'est-à-dire qu'il faut prévoir la compensation barométrique du système.

Sans la compensation barométrique il faut placer le système dans le corps hermétiquement fermé. On n'a pas toujours réussi dans les essais à faire un réservoir avec un tube capillaire de forme identique très précise. Les formes des réservoirs étaient cylindriques, sphériques, ellipsoïdes. Le compensateur de forme capillaire était le plus simple.

Nous trouvons la formule de calcul du compensateur de température à mercure de forme capillaire conformément aux systèmes en quartz des gravimètres constitués de fils (1) placés horizontalement, enroulés par le pendule (2) (fig. 1). Le levier en quartz du pendule est compensé dans la relation de poids et barométrique (3) par rapport à l'axe de rotation.

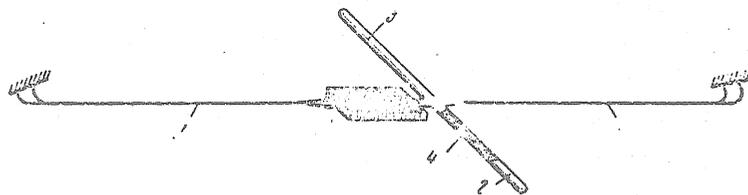


Fig. 1. Système sensible de quartz du gravimètre.

On remplit le tube capillaire du pendule de rayon r de mercure (4), jouant le rôle de masse du pendule. Négligeons la dilatation de température du quartz puisque le coefficient de la dilatation linéaire du quartz fondu est très faible.

Nous écrivons l'équation principale de l'équilibre du système pour O°

$$\tau (\vartheta + \alpha) = mgl \cos \alpha, \quad (1)$$

où τ est la constante de torsion du fil de quartz : ϑ est l'angle de torsion initiale des fils par lequel le pendule prend une position horizontale ; α est l'angle d'inclinaison du pendule par rapport à la position horizontale calculée dans le sens horlogique ; m est la masse du pendule ; g est l'accélération de la force de pesanteur du mercure ; l_0 est la distance de l'axe de rotation jusqu'au tube capillaire avec le mercure ; a est la longueur de la colonne de mercure, $l = l_0 + a/2$ est la distance de l'axe de rotation jusqu'au centre de masse du mercure.

Soit que la température augmente de θ° , l'expression (1) prend la forme :

$$\tau (1 + \gamma\theta)(\vartheta + \alpha) = mg (l + \Delta l) \cos \alpha, \quad (2)$$

où γ est le coefficient thermoélastique du quartz fondu, Δl est le déplacement du centre de gravité du pendule.

Soustrayons (1) de (2), nous obtiendrons

$$\tau \gamma \theta (\vartheta + \alpha) = mg \Delta l \cos \alpha$$

ou

$$\tau (\vartheta + \alpha) = \frac{mg \Delta l}{\gamma \theta} \cos \alpha.$$

Tenant compte de (1) on peut écrire

$$mgl \cos \alpha = \frac{mg \Delta l}{\gamma \theta} \cos \alpha,$$

d'où

$$\gamma = \frac{\Delta l}{l \theta}. \quad (3)$$

Déterminons Δl . L'accroissement du volume de mercure avec l'augmentation de la température de θ° sera $\Delta V = \pi r^2 a \beta \theta$ mais $\Delta V = \pi r^2 \Delta a$ puisque nous négligeons la dilatation du quartz fondu. Alors $\pi r^2 a \beta \theta = \pi r^2 \Delta a$ où β est le coefficient de la dilatation de volume du mercure ; Δa est l'augmentation linéaire de la colonne de mercure de longueur initiale a . D'où nous trouvons le déplacement du centre de pesanteur du pendule

$$\Delta l = \frac{\Delta a}{2} = \frac{a \beta \theta}{2}.$$

Nous substituerons l'expression obtenue Δl dans (3) et après y avoir remplacé l par sa valeur nous obtiendrons

$$\gamma = \frac{a \beta \theta}{2 \left(l_0 + \frac{a}{2} \right) \theta} \quad \text{ou} \quad \gamma = \frac{a \beta}{2 l_0 + a}. \quad (4)$$

En donnant la longueur de la colonne de mercure a , nous déterminerons la distance depuis l'axe de rotation du pendule jusqu'au tube capillaire l_0 nécessaire pour respecter l'égalité (4) et par contre en donnant l_0 nous trouvons a

$$l_0 = \frac{a(\beta - \gamma)}{2\gamma}; \quad (4a)$$

$$a = \frac{2l_0\gamma}{\beta - \gamma}. \quad (4b)$$

Lors de la préparation du compensateur il est facile de donner l_0 et de déterminer a . La mesure de l_0 et a peut s'effectuer dans nos conditions avec une précision ne dépassant pas $\pm 0,1$ mm.

Nous évaluerons la précision de la compensation de la température avec une erreur donnée de mesure des valeurs indiquées. Soit $\gamma = 115 \cdot 10^{-6}$; $\beta = 181 \cdot 10^{-6}$; $l_0 = 3,5 \pm 0,1$ mm; $a = 12,2 \pm 0,1$ mm.

Avec une erreur de $\pm 0,1$ mm dans l_0 , le système sera non compensé de $\pm 1,2$ μ gal/ degré; avec une erreur de $\pm 0,1$ mm en a le système sera non compensé de $\pm 0,3$ μ gal/ degré. Lors de la première épreuve des compensateurs après leur fabrication les erreurs ont atteint parfois 5 - 7 μ gals/ degré c'est pourquoi il a fallu changer l_0 dans le processus d'adaptation du compensateur.

L'ordre de montage du système à quartz avec le compensateur de température à mercure était le suivant :

1. on a soudé au miroir un compensateur de pression barométrique du tube capillaire du pendule et à celui-ci le tube capillaire du pendule.
2. on a soudé le bout du compensateur de pression barométrique au support en quartz fermement attaché de sorte que le tube capillaire du pendule prenne une position horizontale.
3. on a soudé au cadre du système les fils de suspension du pendule.
4. on a placé le support en quartz en y attachant le noeud du système de telle sorte que le miroir prenne une position moyenne entre les fils et qu'il soit sur une même hauteur avec les bouts soudés des fils et se trouve dans l'alignement des fils.
5. les bouts libres des fils sont soudés au miroir.
6. le flux lumineux a été dirigé de la source d'éclairage sur le miroir et la position du faisceau réfléchi depuis le miroir est fixé sur la ligne qui se trouve à 1 m du miroir.
7. le support en quartz a été dessoudé du compensateur de pression barométrique et si le pendule est ainsi dévié de la position initiale, par la modification de la masse du compensateur de pression barométrique (on soude ou on dessoude des morceaux de quartz) on ramène le pendule dans la position de départ, en contrôlant l'exactitude de la remise en position sur la ligne du faisceau réfléchi. Le tube capillaire a été compensé par rapport à l'axe de rotation dans la relation de poids et dans un certain degré dans la relation barométrique.
8. on a mesuré la distance depuis l'axe de rotation du pendule jusqu'au début du tube capillaire l_0 et on a déterminé la longueur de la colonne de mercure a correspondant à l_0 donné. On a rempli dans le tube capillaire du pendule la colonne de mercure d'une longueur a avec une fine aiguille de seringue en quartz.
9. on a placé le pendule dans la position verticale de sorte que le bout ouvert du tube capillaire soit vers le haut. On a soudé soigneusement dans cette position le bout du tube capillaire. Les fils du système sont enroulés par le pendule sur un angle θ .
10. on a soudé les amortisseurs des oscillations du pendule; le degré de compensation barométrique n'a pas été déterminé puisque les systèmes étaient placés dans des corps fermés hermétiquement.

On a placé le système sur un dépôt sédimentaire et on a chauffé jusqu'à 100° pendant 16 à 18 heures. Le chauffage du système jusqu'à 100° pendant 16 à 18 heures permet d'annuler rapidement la grande dérive initiale des systèmes fabriqués à neuf et qui dure dans les conditions habituelles de 2,5 - 3 mois.

Après le scellement on a déterminé le coefficient de température du gravimètre et s'il est important on l'a ramené à zéro en changeant l_0 . Il n'a pas été utile de changer la longueur de la colonne de mercure puisque pour changer l_0 il est nécessaire d'ouvrir le tube capillaire ce qui amène habituellement à une oxydation du mercure.

On a déterminé les coefficients de température des gravimètres par des procédés statique et dynamique. Nous donnons dans la table 1 les résultats de l'ajustage fréquent du compensateur de température d'un des systèmes de quartz (la détermination des coefficients de température a été effectuée par un procédé statique).

Comme nous le constatons par la table après la troisième mise au point, le coefficient de température du gravimètre était petit.

Table 1.

Mise au point	Date de la détermination	θ , degré	Δg_θ , μgal	$K_\theta = \frac{\Delta g_\theta}{\theta}$ $\mu\text{gal}/\text{degré}$
I	22-25.XII. 1965	2,0	-12,70	-6,35
II	29-31	2,0	-2,35	-1,18
III	7-10.I 1966	2,0	-1,35	-0,68
IV	31.I-3.II	2,0	-6,15	-3,08
V	4-7	1,8	+3,45	+1,92
VI	16-21	1,8	+1,32	+0,73

Remarque : Δg_θ est la variation des indications de l'appareil lors de la variation de la température de θ° ; K_θ est le coefficient de température du gravimètre (température de thermostatisation 21,5°).

Table 2.

Temps t, heure	θ , degré	Δg_θ , gal	Remarque
0	0,0	0,0	Enregistrement n° 419 depuis le 18.V.1965 Température initiale égale à 25°
1	0,75	0,40	
2	1,53	1,03	
3	0,74	1,61	
4	0,36	1,32	
5	0,11	1,04	
6	-0,07	0,83	
7	-0,20	0,68	
8	-0,20	0,56	
9	-0,39	0,46	
10	-0,45	0,38	
11	-0,50	0,32	
12	-0,54	0,24	
13	-0,57	0,17	
14	-0,59	0,10	
15	-0,61	0,13	

A la quatrième mise au point l'appareil a été plus mal compensé. Les cinquième et sixième mise au point ont indiqué des coefficients de température de signe inverse. Il ne faut pas plus de 2 à 2,5 heures à l'atelier de quartz pour chaque mise au point, en incluant aussi l'ajustage successif du système dans l'appareil.

Lors de la détermination des coefficients de température des gravimètres par le procédé dynamique on a appliqué l'expression connue [4] :

$$\Delta g_0 = \alpha \theta + \beta \theta^2 + \gamma \frac{d\theta}{dt},$$

où α , β sont les coefficients de température statiques : α est le coefficient linéaire, β est le coefficient quadratique ; γ est le coefficient de température dynamique.

On a appliqué à l'appareil une onde de température, on a enregistré les indications du thermographe de résistance (qui se trouve près du système de quartz) et du gravimètre par le procédé décrit précédemment [2]. Nous donnons plus haut (table 2) les résultats de l'étude de la dépendance en température des indications du gravimètre (compensateur à mercure de forme capillaire).

On a déterminé les inconnues α , β et γ par moindres carrés [4]. On a composé 15 équations de condition. La solution a donné les valeurs suivantes des coefficients de température :

$$\begin{aligned}\alpha &= 0,183 \pm 0,039 \mu\text{gal}, \text{ deg.}^{-1} \\ \beta &= -1,095 \pm 0,041 \mu\text{gal}, \text{ deg.}^{-2} \\ \gamma &= 1,227 \pm 0,067 \mu\text{gal}, \text{ heure. deg.}^{-1}\end{aligned}$$

Les coefficients de température insignifiants du gravimètre à compensation de température de mercure du système, la simplicité de fabrication de ce compensateur et le refus d'assembler des matériaux dissemblables dans le système sensible permettent d'appliquer largement la compensation de température par la méthode de modification du bras du pendule du système sensible du gravimètre statique.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Iou. S. Dobrokhotov et N.N. Pariiskii pour leurs précieux conseils et leurs indications qui ont aidé à l'exécution de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

1. D.G. GRIDNIEV
Compensateur de température. N° 181834, 1966.
2. D.G. GRIDNIEV
Études du gravimètre en quartz statique avec enregistrement photoélectrique des indications.
Publ. "Étude des marées terrestres" série Résultats de l'AGI M. Edit. "Naouka" 1964.
3. Iou.S. DOBROKHOTOV
Barographe différentiel avec enregistrement photographique des indications.
Travaux de l'Institut de Physique de la Terre de l'Ac. des Sc. d'URSS, N° 24, 1962.
4. Iou.D. BOULANGER, N.A. MIKHAILOV et N.N. PARIISKII.
Formules et tables pour la réduction des observations gravimétriques.M.
Edit. de l'Etat, 1949.

DEFORMOGRAPHE EXPERIMENTAL DE L'OBSERVATOIRE GRAVIMETRIQUE DE POLTAVA

V.G. BOULANIETS, et V.A. OVTCHINNIKOV

Rotation et Déformations de marées de la Terre.
Acad. Sc. Ukr. Vol. 1. Kiev pp. 295-299 1970

Abrégé.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ ПОЛТАВСКОЙ
ГРАВИМЕТРИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ.

В.Г. Булацун, В.А. Овчинников.

Вращение и приливные деформации Земли
АН УССР. Том I Киев Стр. 295-299 1970.

Les déformographes ont eu une large diffusion dans les stations géophysiques à l'étranger et en URSS ces dernières années [2, 9]. Ces appareils possèdent certaines particularités remarquables [9] et donnent des informations nouvelles.

L'étude des mouvements séismotectoniques dans les régions de grande activité séismique en vue d'une prévision des tremblements de Terre exige que l'on utilise des déformographes [3]. Cet appareil est très efficace pour l'étude des mouvements locaux et probablement régionaux de l'écorce terrestre près des excavations rocheuses, des industries importantes etc... [9].

Dans ce travail sont exposées les particularités de la construction du déformographe horizontal en quartz fabriqué à l'Observatoire gravimétrique de Poltava et nous donnons certains résultats de leurs expériences de laboratoire.

Eléments de construction du déformographe

Le déformographe est fabriqué par les auteurs dans l'atelier expérimental de l'Observatoire gravimétrique de Poltava.

L'appareil est monté par morceaux séparés de tubes en quartz transparent d'une longueur d'1 m. Leur jonction est effectuée à l'aide d'une soudure avec renforcement successif des joints de soudure par des manchons de ciment. La longueur de la tige est de 10,5 m. Le diamètre extérieur des tubes de quartz est d'environ 70 mm, l'épaisseur des parois est de $1,5 \div 2,5$ mm.

Le système de suspension est réalisé avec du fil de fer au tungstène d'un diamètre de 0,25 mm, fixé sur 12 supports (24 suspensions). Cela permet au tube d'accomplir un mouvement uniquement longitudinal.

On a placé sur la base de la partie sensible du déformographe un système à torsion [1]. Son principe de fonctionnement est basé sur la transformation des déplacements linéaires au bout de l'étalon de la longueur qui se trouve sur un galet en un mouvement rotatoire de ce galet qui roule sur le support. Un mm d'enregistrement photographique correspond au déplacement du tube d'environ $0.1 - 0.5 \mu$ de sorte que lors de l'enregistrement des mouvements de marées l'amplitude atteigne une valeur de quelques mm pour un tube de longueur de 10 à 20 m.

Pour augmenter la sensibilité, on a appliqué une amplification photographique de 5 à 8 fois des petits déplacements effectués par le système à torsion. L'augmentation du système partie sensible - système d'enregistrement lorsqu'on applique des photoéléments du type I3CC-YkI et utilise à titre de source de lumière une lampe à incandescence C 78, du galvanomètre M 17/8 est de plus de 10^5 . Ainsi la sensibilité est d'environ $1 \cdot 10^{-9}$ mm d'enregistrement photographique et en déplacement de 0.01μ /mm d'enregistrement.

On prévoit la réalisation de deux sortes d'enregistrements provenant d'un système à torsion photoélectrique et droit (opticomécanique) dans le but de comparer les résultats et de juger du fonctionnement de la partie sensible et de la stabilité de l'amplification photographique.

L'étalonnage de l'appareil est basé sur l'application du principe de magnétostriction [8]. On emploie le nickel dans le générateur de calibrage de faibles déplacements comme matériel de magnétostriction. Le noyau en nickel du générateur est fixé hermétiquement à l'étalon de longueur et la bobine est suspendue sur des suspensions spéciales avec une sécurité d'un entrefer entre la bobine et le noyau. Le bobinage est fait de fil de cuivre d'un diamètre de 0,4 mm (la résistance de la bobine est de 117 ohms). Avant l'installation du générateur on a calibré sur l'interféromètre IKPB. Lors du passage par la bobine d'une force de 62 ma en 1 minute le bout libre de l'étalon de longueur a un déplacement égal à 0.53 . La durée du passage du courant dans la bobine est choisie pour que l'apport de température dans la variation de la longueur du noyau ne dépasse pas 0.01 , et le cadre du galvanomètre enregistreur a été placé dans une position définitive avec une erreur de pas plus de 0,2 mm.

Après avoir placé la bille du système rotatif dans la position de fonctionnement, la direction ultérieure s'effectue à distance par l'appareil avec deux tableaux de commande - le principal et l'auxiliaire.

Le tableau principal de commande garantit :

- 1) la fourniture de courant dans la bobine d'étalonnage deux fois par jour, le contrôle et le réglage du courant
- 2) l'alimentation en éclairage des photoéléments et le réglage de la tension sur la lampe;
- 3) le mouvement de la tache lumineuse par prismes divisés de l'amplification photographique (le mouvement de la tache lumineuse sur le papier photographique);
- 4) les marques horaires.

Le tableau de commande auxiliaire assure :

- 1) l'alimentation des lampes d'éclairage de l'enregistreur, des galvanomètres de l'enregistreur photoélectrique et du thermographe et également le réglage du chauffage de ces lampes;
- 2) la charge continue des accumulateurs pour l'alimentation des lampes.

Pour enregistrer les variations de la température dans la salle de l'appareil, on a appliqué un thermographe à résistance analogue à celui décrit en [5].

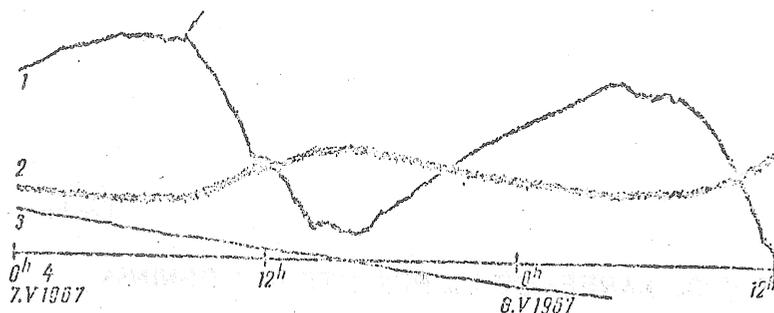
Installation expérimentale du déformographe

On a installé le déformographe dans la cave gravimétrique de l'Observatoire de Poltava dans le but de l'expérimenter. Bien que le local ne réponde pas aux exigences pour l'installation du déformographe nous n'avons pas trouvé d'endroit plus convenable à Poltava et ses environs.

Les piliers d'appui, c'est-à-dire les socles de l'appareil sont en béton et sont enfouis dans les espèces sédimentaires (argile) à la profondeur de 1,20 à 1,45 m. Les trous en profondeur sous les piliers ont été faits à la main. Pour avoir une meilleure attache avec la roche, les piliers ont une grande surface (environ 1m²).

L'étalon de longueur est éloigné de la surface de 4 m, l'allure journalière de la température dans la salle de l'appareil ne dépasse pas 0°08 C et les variations de cette allure ne sont pas de moins de 0°,01 C (voir dessin). A environ 20 m se trouve un chemin carrossable. Au printemps, en automne et pendant la période des fortes pluies, l'eau perce. Le déformographe est placé dans la direction W 13°, 1 S.

Les enregistrements expérimentaux ont été faits en mai 1967. Bien entendu les conditions d'installation et la durée des observations n'ont pas permis d'obtenir des enregistrements précis de la marée. Les résultats des enregistrements représentent les déformations de température de caractère diurne (voir figure). Sur l'exemple donné, la sensibilité de l'appareil en déformation (enregistrement photoélectrique) est de $0,55 \cdot 10^{-9}$ /mm d'enregistrement photographique, la sensibilité du thermographe est de 380 mm/1°C.



Exemple d'enregistrement par le déformographe des déformations de température de caractère diurne : 1- enregistrement photoélectrique, 2- enregistrement droit, 3- thermographe, 4- 0- ligne; l'impulsion d'étalonnage est indiquée par une flèche (0,58 mk).

Il convient de conclure que le déformographe expérimental correspond aux exigences présentées par les appareils de ce type et peut être utilisé pour des observations statiques.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Bontchkovskii V.F., Latinina L.A. Izvest. de l'Ac. des Sc. d'URSS, Série géophys. 1955, 3.
- 2 Boulaniets V.G. Publ. "Marées Terrestres ""Naoukova Doumka" K, 1966.
- 3 Latinina L.A. Publ. Mouvements actuels de l'écorce terrestre. Izvest. Ac. des Sc. d'URSS, M. 1963
- 4 Molodenskii M.S., Kramer M.V. Marées terrestres et nutation de la Terre, Publ. Ac. des Sc. URSS M, 1961
- 5 Ostrovskii A.E. Publ. "Etude des marées terrestres", 2 Publ. Ac. des Sc. URSS, M, 1961
- 6 Savarenskii E.F. et autres. Izvest. Ac. des Sc. d'URSS, Physique de la Terre 1966, 5
- 7 Alsop L.E., Sutton G.H., Ewing M. Journ. Géophys. Res., 1961, 66, N 2
- 8 Benioff H. Bull. Geol. Soc. Am, 1959, v. 70, N 8
- 9 Hiersemann L. Fortlaufende Aufzeichnung von Bodenbewegungen durch ein Strainseismometer. Freiburger Forschungshefte, C 135, 1962.

Traduction.

VARIATIONS DE MAREES DE LA PESANTEUR A OBNINSK

V.A. VOLKOV, F.P. GOUSEVA, Iou S. DOBROKHOTOV, M.V. IVANOVA

La construction de l'Observatoire a été terminée en 1965 (latitude $55^{\circ}2$, longitude $36^{\circ}4$; altitude au-dessus du niveau de la mer 160 m). Le bâtiment principal de l'Observatoire est constitué d'un tunnel en béton armé orienté selon le méridien avec des salles contiguës à celui-ci pour le placement des appareils de mesure. Le tunnel est creusé à une profondeur de 30 m dans l'épaisseur de calcaires couverts de couches alternées de sable et d'argile.

L'été de 1967 on a installé le gravimètre GS-11 n° 124 sur un socle en béton dans la salle souterraine destinée aux observations des marées terrestres. Le socle se trouve directement sur le calcaire et est séparé du sol de la salle par une couche hydro-isolante. La salle, d'une dimension de 6 x 4 x 4 m est pratiquement isothermique. La température qui a baissé graduellement pendant les travaux de construction a atteint $+ 8^{\circ}9$ et est restée constante pendant un long temps. L'humidité de l'air comme dans la plupart des locaux profonds non ventilés était voisine de 100 %.

Pour protéger le gravimètre de l'effet nuisible de l'humidité, on a aménagé une gaine en verre organique avec un couvercle s'ouvrant en haut et sans fond. La gaine collée solidement au socle assure la bonne herméticité de la cavité intérieure et permet en même temps de placer le gravimètre directement sur le socle. L'air est asséché dans la gaine périodiquement (1 fois par 2 à 3 mois) par du chlorure de calcium et son humidité ne dépasse pas 40 à 45 %.

Dans la pratique des observations de marées terrestres, l'appareil d'enregistrement est toujours placé près du gravimètre puisqu'on suppose que de longues lignes réunies peuvent introduire des erreurs dans l'enregistrement. Cette hypothèse n'a cependant jamais été confirmée expérimentalement.

Il aurait fallu avant tout prendre des mesures de protection contre les méfaits de l'humidité sur l'enregistreur. Il est peu probable qu'il soit possible d'appliquer une simple gaine de protection comme cela a été fait pour le gravimètre car l'enregistreur n'a pas de thermostat et la chaleur qui se dégage constamment dans un espace limité peut amener à une surchauffe du galvanomètre enregistreur.

En outre, avec la méthode d'enregistrement photographique adoptée en URSS, l'observateur doit changer la bande deux fois par jour. Si l'enregistreur est installé à côté du gravimètre les visites provoquent inmanquablement une perturbation du régime thermique.

Pour ces raisons, l'enregistreur a été installé dans le bâtiment de surface. Le local du laboratoire est isolé thermiquement : ses murs doubles et son plafond double sont séparés par un coussin d'air. En outre, une installation spéciale maintient dans le laboratoire une température constante de l'air dans les limites de 0°1 à 0°2 et abaisse son humidité jusqu'à 50 à 60 %.

L'installation pouvait paraître un peu risquée si on tient compte qu'une grande partie de la ligne de liaison n'est presque pas protégée des variations de la température de l'air libre.

Cependant l'influence de la température est peu importante car la résistance de la ligne ne dépasse pas trois ohms et les résistances du galvanomètre enregistreur et de l'installation photoélectrique du gravimètre atteignent plusieurs milliers d'ohms.

Pour améliorer la qualité de l'enregistrement, le chauffage intérieur dont les branchements et les débranchements abîment sensiblement l'enregistrement a été débranché. Le chauffage du thermostat est relié avec le réseau général du courant continu de l'Observatoire par un stabilisateur spécial confectionné par Volkov et Michatkine. La lampe d'illumination des photoéléments est branchée au groupe des accumulateurs de grande capacité installé dans le bâtiment de surface et relié avec le gravimètre par une ligne séparée. La constance de la tension a été maintenue au début par une résistance variable de correction et ensuite par un stabilisateur spécial de précision construit par Volkov et Michatkin.

Pour la mise à la terre des enveloppes d'écran des fils de liaison et du corps du gravimètre, on utilise une armature de fer de l'installation souterraine. Le corps du galvanomètre enregistreur est relié avec le contour spécial de mise à la terre près du bâtiment de surface.

Les indications du gravimètre s'inscrivent sur du papier photographique d'une largeur de 28 cm qui se déplace avec une vitesse de 5,5 mm par heure. Pour les marques horaires sur l'enregistrement on utilise les indications des horloges à quartz de l'Observatoire.

Les observations ont commencé le 28 juin 1967 et ont continué avec une interruption du 1er septembre au 3 novembre jusqu'au 21 mars 1968 quand le gravimètre n° 124 a été retiré de l'enregistrement pour effectuer d'autres recherches.

A la fin de 1968, on a installé à sa place le gravimètre n° 135. Les observations commencées au début de janvier 1969 ont duré jusqu'au 10 mars et du 15 avril elles s'effectuent jusqu'à présent.

La valeur de division micrométrique du gravimètre a été contrôlée comme d'habitude depuis le début des observations (gravimètres n° 124 et n° 135) et après leur exécution (n° 124) par la bille d'étalonnage. Les résultats des mesures présentés à la table 1 témoignent de ce qu'elle ne change pratiquement pas avec le temps.

TABLE 1

Résultats des déterminations de la valeur de division

Date	Valeur de division une divis/microgal	Date	Valeur de division une divis/microgal
	Gravimètre n° 124		Gravimètre n° 135
26 juin 1967	82.121	7 janvier 1969	73.026
3 août 1968	82.123	d'après les don- nées de la firme	73.061
d'après les don- nées de la firme	82.062		

La non-linéarité des échelles des galvanomètres enregistreurs est contrôlée périodiquement [1]. Comme dans les observations des années précédentes, les corrections pour le gravimètre n° 124 étaient importantes et atteignaient 11 mm. Pour le gravimètre n° 135, elles étaient faibles et on n'en a pas tenu compte du tout.

L'échelle d'enregistrement se mesure par la méthode de B.P. Pertsev [2]. Un résumé des déterminations est donné dans la table 2 et est donné graphiquement sur les figures 1 et 2.

TABLE 2

Résultats des déterminations périodiques du coefficient d'étalonnage

Date	mm/une division du micromètre	Date	mm/une division du micromètre
<u>Gravimètre n° 124</u>			
30 juin 1967	22.85	28 décembre 1967	22.01
23 juillet 1967	23.86	9 janvier 1968	23.69
6 août 1967	22.04	17 janvier 1968	23.49
16 août 1967	22.61	6 février 1968	22.96
26 août 1967	23.87	27 février 1968	23.20
14 décembre 1967	24.45	15 mars 1968	22.42
Moyenne générale 23.12 ± 0.23			
<u>Gravimètre n° 135</u>			
6 janvier 1969	14.06	4 juin 1969	13.85
14 janvier 1969	14.08	12 juin 1969	14.42
23 janvier 1969	13.91	22 juin 1969	14.49
3 février 1969	14.52	3 juillet 1969	13.27
12 février 1969	14.17	14 juillet 1969	13.43
20 février 1969	13.52	23 juillet 1969	13.62
29 avril 1969	13.54	1 août 1969	13.09
12 mai 1969	13.75	11 août 1969	13.92
22 mai 1969	13.29		
Moyenne générale 13.82 ± 0.11			

L'analyse harmonique des observations s'effectue par deux méthodes : celle de Pertsev avec déplacement successif journalier de l'époque centrale et celle de Venedikov.

Comme valeurs numériques de l'échelle d'enregistrement on a appliqué les moyennes simples des nombres de la table 2.

Les essais d'utiliser dans les calculs des valeurs variables de l'échelle représentées par une courbe lissée n'ont pas amélioré les résultats d'analyse.

Des tables 1 et 2 il s'ensuit qu'un millimètre d'ordonnée sur l'enregistrement correspond à 3,55 microgals pour le gravimètre n° 124 et à 5.32 microgals pour le gravimètre n° 135.

Les résultats d'analyse sont donnés dans la table 3 et sont représentés sur les figures 1 et 2. Les nombres dans la table pour la méthode de Pertsev constituent les moyennes des analyses successives séparées dans chaque période d'observations.

La moyenne élimine l'influence des variations périodiques des valeurs δ et $\Delta\psi$ habituelles pour cette méthode d'analyse. Ces variations périodiques sont bien visibles sur les figures 1 et 2 où l'on indique les valeurs R des coefficients d'échelle de la table 2. Le fait que R n'a pas un lien sensible avec δ et $\Delta\psi$ témoigne de ce que la valeur moyenne R représente suffisamment bien la valeur réelle de l'échelle d'enregistrement. Les nombres de la table 3 sont affranchis de l'influence du retard instrumental [3], des accélérations verticales subies par le gravimètre [4] et de l'effet indirect des marées océaniques calculé pour Obninsk par B.P. Pertsev [5]. Les erreurs quadratiques moyennes évaluant la précision des valeurs δ et $\Delta\psi$ calculées d'après Pertsev ont été calculées à partir de séries mensuelles indépendantes séparées. On a formé douze de ces séries pour les intervalles qui ne se recouvrent pas.

Pour les ondes semi-diurnes les erreurs sont un peu plus grandes d'après Venedikov que d'après Pertsev. Pour les ondes diurnes, elles sont pratiquement les mêmes. Les critères de résonance avec la nutation diurne ($\delta_{0,1} - \delta_{K,1}$) est égal à + 0,013 pour Pertsev et à + 0,011 pour Venedikov ce qui est plus petit que la valeur de M.S. Molodensky (+ 0,022).

Pour les ondes S_2 et K_1 la différence dans les phases est sensible, bien que la précision de leur détermination soit la même dans les deux méthodes. Pour l'onde M_2 , les deux méthodes indiquent une avance de la marée ($\Delta\psi > 0$).

Sur les figures 1 et 2 il est difficile de déceler une dépendance quelconque des valeurs δ et $\Delta\psi$ en fonction de la variation saisonnière de la température qu'on aurait pu lier avec l'influence perturbatrice de la ligne qui relie le gravimètre et l'enregistreur. Si cette influence existe on peut la déceler par une corrélation entre la température et la dérive du gravimètre. Nous donnons sur les figures 3 et 4 la dérive des gravimètres affranchie de la partie linéaire et une courbe représentant l'allure de la température moyenne diurne à l'air libre.

Le coefficient de corrélation calculé pour chaque intervalle d'observations est petit ($-0,36$ et $+0,30$ pour le gravimètre n° 124; $-0,45$ et $-0,12$ pour le gravimètre n° 135) et indique l'absence d'un lien sensible de la dérive et de la température.

Les changements importants de la température d'une longue partie de la ligne de liaison n'introduisent donc pas de perturbations dans les observations.

Il y a un lien plus étroit entre la dérive et la pression atmosphérique dont l'allure est également donnée sur les figures 3 et 4 (les coefficients de corrélation pour le gravimètre n° 124 sont $+0,69$ et $+0,27$; pour le gravimètre n° 135 ils sont $+0,58$ et $+0,38$). Il est possible que la compensation barométrique des gravimètres soit insuffisamment parfaite.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Volkov V.A. B.I.M. n° 36, 1210-1222, 1964
- 2 Pertsev B.P. IIIe Symp. Marées Terrestres, Trieste, 203-207, 1959
- 3 Volkov V.A., Pariiskii N.N. VIe Symp. Marées Terrestres, Strasbourg, 1970
- 4 Pariiskii N.N. Corrections des accélérations verticales des variations de marées de la force de pesanteur
Publ. "Recherches gravimétriques", 39-40
Académie des Sciences URSS, Moscou, 1960
- 5 Pertsev B.P. B.I.M. n° 47, 1955-1962, 1967

TABLE 3

N° gravi- mètres	période d'observations	Méthode de Venedikov										Méthode de Pertsev																
		Nbre de jours		S ₂		M ₂		O ₁		K ₁		Δγ		S ₂		M ₂		O ₁		K ₁		Δγ						
124	30/6 au 5/9/1967	48	I.178	I.149	I.198	I.120	I.102	-5.0	-3.6	+1.9	-	7.2	-	7.05	-	2.5	-	31	I.170	I.154	I.144	I.153	-5.9	-3.8	-1.8	-6.8	-4.5	
124	5/11/1967 au 19/3/1968	104	I.189	I.174	I.246	I.137	I.145	-4.8	-4.1	-2.5	-	-1.0	-	-2.5	-	-	-	108	I.165	I.148	I.142	I.142	-4.4	-4.3	-6.6	-0.4	-3.2	
124	30/6/1967 au 19/3/1968	152	I.163	I.169	I.232	I.131	I.130	-4.8	-4.0	-1.7	-	-2.8	-	-3.6	-	-	-	139	I.166	I.154	I.142	I.144	-4.7	-4.2	-5.5	-1.8	-3.5	
	Corrections : retard		+ 3	+ 3	+ 3	+ 1	+ 1	+4.4	+4.5	+4.3	-	+2.3	-	+2.1	-	-	-		+ 3	+ 3	+ 1	+ 1	+4.4	+4.5	+4.3	+2.3	+2.1	
	effet indirect		- 9	+ 22	-	- 10	- 5	+1.3	+0.6	-	-	-0.2	-	0.0	-	-	-		- 9	+ 22	- 10	- 5	+1.3	0.6	-	-0.2	0.0	
	accélération verticale		- 4	- 4	-	- 1	- 1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-		- 4	- 4	- 1	- 1	-	-	-	-	-	
124	Corrections		I.153	I.190	I.235	I.121	I.125	+0.9	+1.7	+2.6	-	0.7	-	-1.5	-	-	-		I.153	I.175	I.228	I.132	I.139	+1.0	+0.9	-1.2	+0.3	-1.4
			+ 6	12	35	13	21	4	4	2.0	-	0.7	-	1.0	-	-	-											
135	29/12/1968 au 5/3/1969	50	I.191	I.256	I.201	I.172	I.201	-0.8	-2.8	-2.1	-	-1.1	-	-0.3	-	-	-		I.188	I.269	I.153	I.150	I.183	-1.6	-4.8	-2.4	-0.2	+0.2
135	17/4/1969 au 13/8/1969	82	I.168	I.168	I.156	I.133	I.143	-1.7	-4.0	0.7	-	-0.7	-	-0.8	-	-	-		I.154	I.139	I.179	I.127	I.131	-1.6	-5.6	-1.6	-1.5	-0.6
135	29/12/1968 au 13/8/1969	132	I.176	I.207	I.179	I.146	I.162	-1.4	-3.5	-0.5	-	-0.9	-	-0.5	-	-	-		I.162	I.178	I.171	I.134	I.147	-1.2	-5.3	-1.8	-1.0	-0.3
	Corrections : retard		+ 1	+ 1	+ 1	+ 0	+ 0	+2.1	+2.2	+2.1	-	+1.1	-	+1.0	-	-	-		+ 1	+ 1	+ 1	0	0	+2.1	+2.2	+2.1	+1.1	+1.0
	effet indirect		- 9	+ 22	-	- 10	- 5	+1.3	+0.6	-	-	-0.2	-	0.0	-	-	-		- 9	+ 22	- 10	- 5	+1.3	0.6	-	-0.2	0.0	
	accélération verticale		- 4	- 4	-	- 1	- 1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-		- 4	- 4	- 1	- 1	-	-	-	-	-	
135	Corrections		I.164	I.226	I.180	I.135	I.156	+2.0	-0.7	+1.6	-	0.0	-	0.5	-	-	-		I.150	I.197	I.172	I.123	I.141	+2.2	-2.5	+0.3	-0.1	+0.7
			+ 25	53	138	5	8	4	4	7	-	1.4	-	4	-	-	-											
	Moyenne générale		284	I.159	I.207	I.210	I.128	I.139	+1.4	+0.3	+2.1	-	0.4	-	0.6	-	-		I.153	I.185	I.201	I.127	I.140	+1.6	-0.7	-0.4	+0.1	-0.4
			+ 13	27	71	7	11	2	4	1.2	-	0.4	-	0.5	-	-	-		+ 10	I.16	50	8	9	3	5	2.0	0.6	6

24.7 II.5 4.7 4I.I 29.2

Amplitude théorique
pour Obninsk
microgal

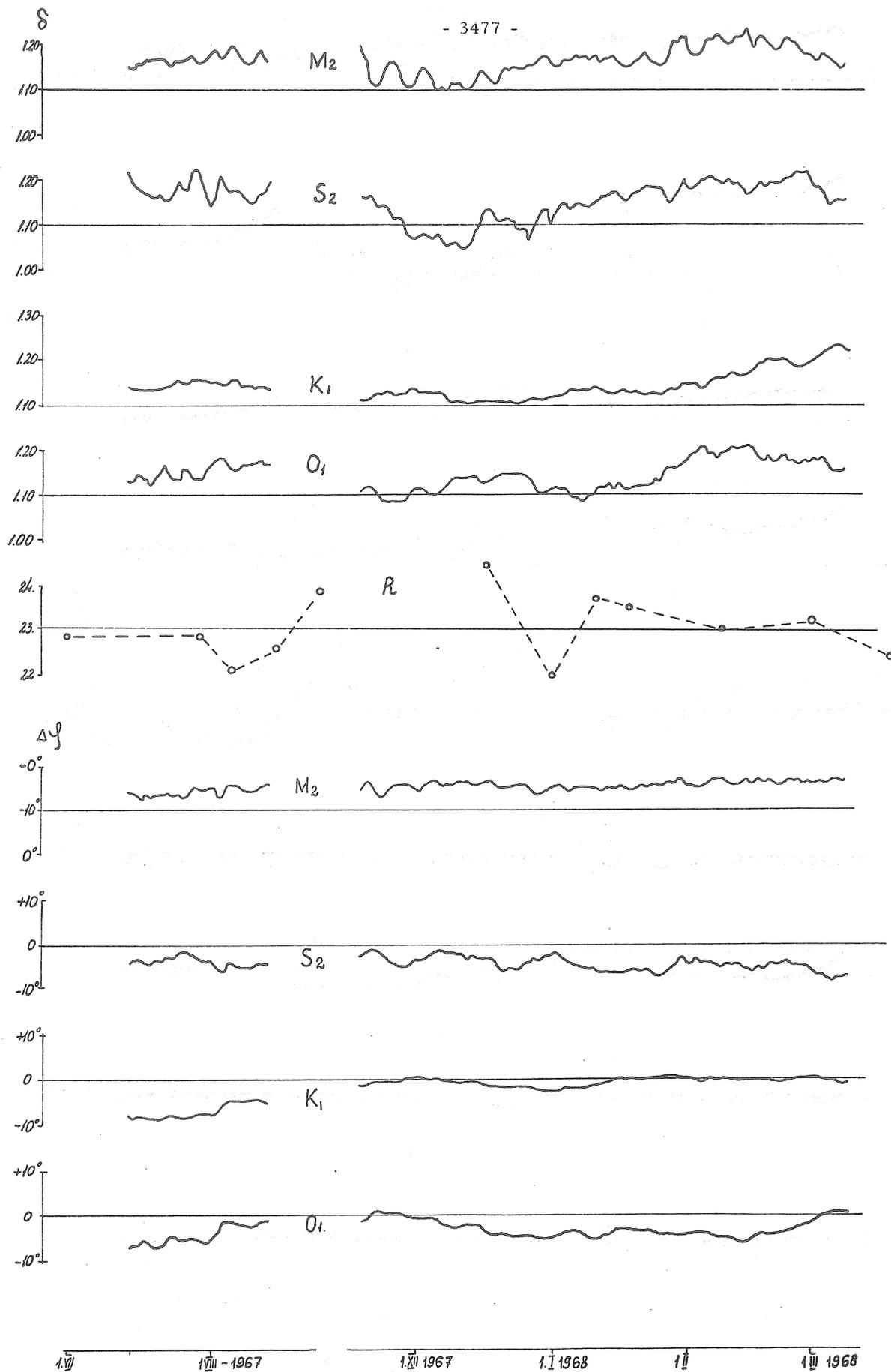


Fig. 1 Valeurs δ et $\Delta\psi$ pour les ondes M_2 , S_2 , K_1 et O_1 à Obninsk pour le gravimètre n° 124 (méthode de Pertsev).
 R est le coefficient d'étalonnage
 1 mm par division du micromètre.

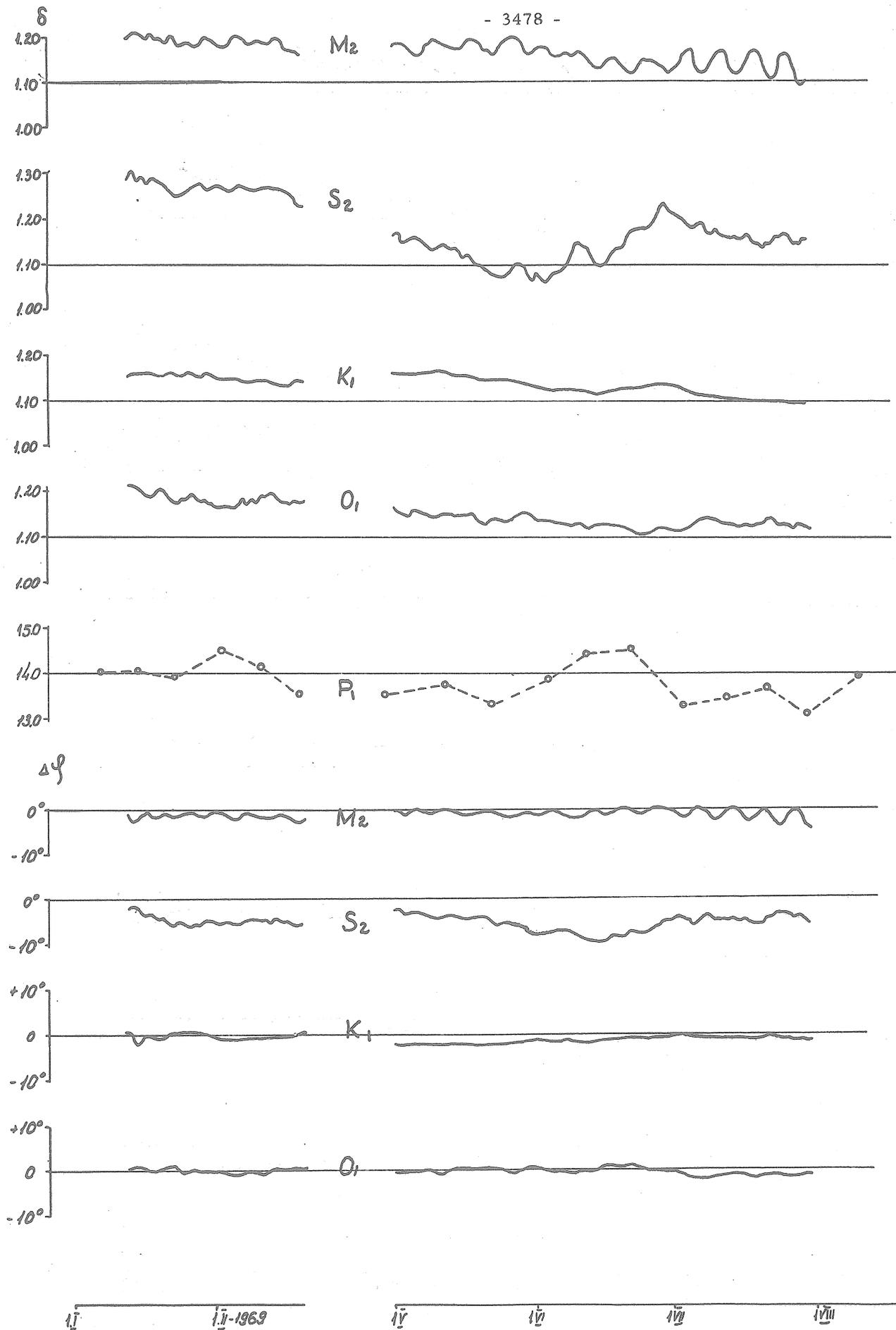


Fig. 2 Valeurs δ et $\Delta\varphi$ pour les ondes M_2 , S_2 , K_1 et O_1 à Obninsk pour le gravimètre n° 135 (méthode de Pertsev).

R est le coefficient d'étalonnage

1 mm par division du micromètre.

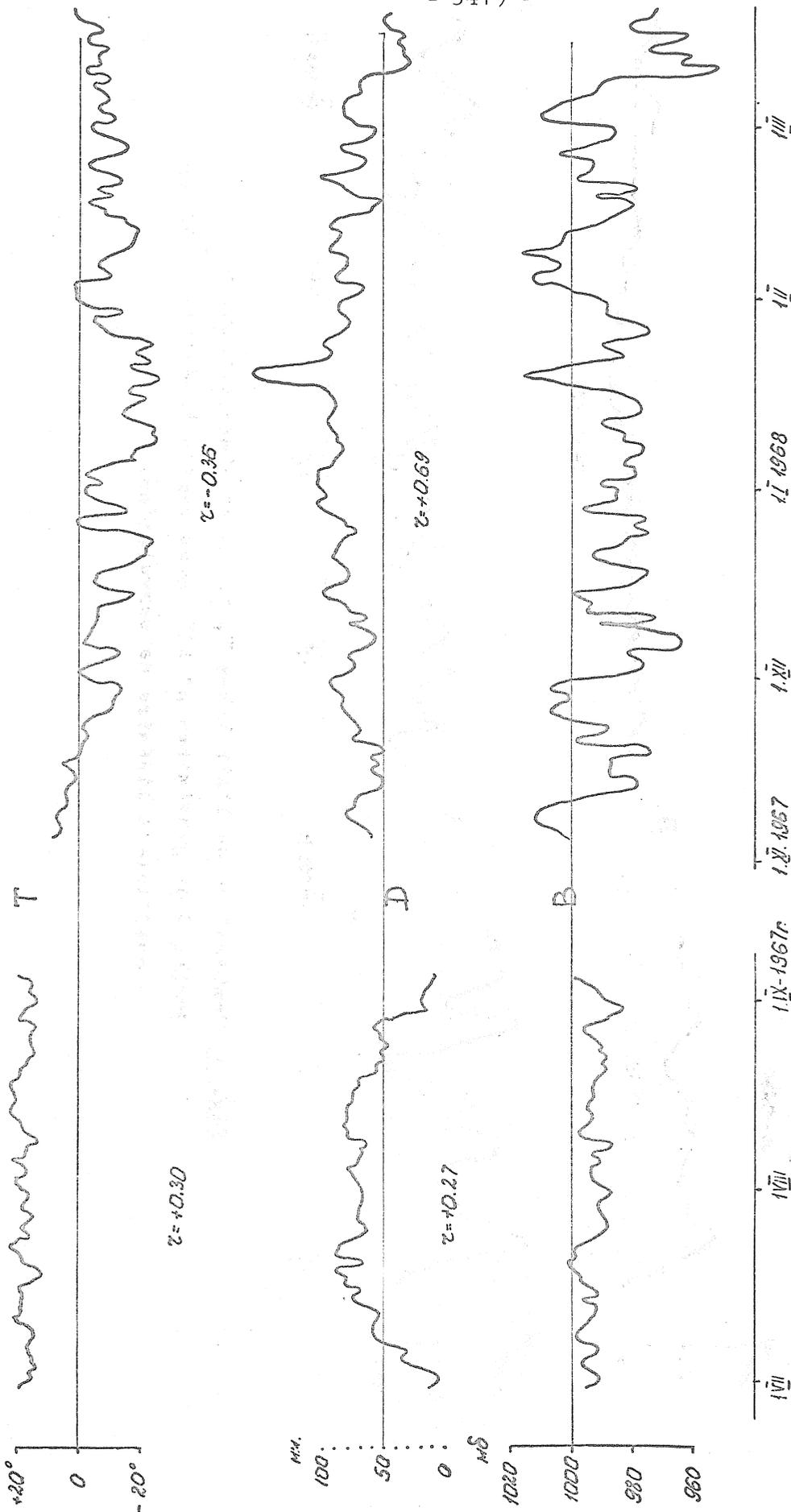


Fig. 3 Température de l'air libre T, pression atmosphérique B, dérive D du gravimètre n° 124 (sans partie linéaire) à Obninsk
 r - coefficient linéaire de corrélation

Traduction.

EVALUATION DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS DE LA PRESSION ATMOSPHERIQUE
SUR LES MAREES DE LA FORCE DE PESANTEUR

M.V. IVANOVA, B.P. PERTSEV

Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre.
Inst. Physique Terrestre, Acad. Sc. Moscou pp. 113-121 1971.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КОЛЕБАНИЙ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ
НА ПРИЛИВНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ.

М.В. Иванова, Б.П. Перцев.

Методика измерения земных приливов и медленных деформаций земной поверхности ИФЗ Москва 1970 Стр. 113 - 121.

Les résultats de l'analyse harmonique des observations des marées de la pesanteur peuvent avoir des erreurs dues aux variations de la pression atmosphérique, à cause de la compensation barométrique incomplète de l'appareil (erreur instrumentale systématique de mesure) et à cause de la variation du champ gravitationnel au point d'observation due au déplacement des masses d'air et à la déformation de la Terre qu'il provoque.

Dans ce travail, nous n'examinerons que le second effet qui est analogue à l'effet indirect des marées océaniques et est constitué des trois mêmes composantes.

La variation de la pesanteur au point d'observation se produit à cause de la redistribution des masses d'air à la surface de la Terre, de la variation du potentiel gravitationnel provoqué par la déformation de la Terre sous l'effet de la charge des masses d'air et du déplacement radial du gravimètre dû à cette déformation.

A l'inverse des masses d'eau, les masses d'air recouvrent toute la Terre et les observations s'effectuent sur le fond de cet "océan" c'est-à-dire sous la couche perturbatrice.

Dans les observations des variations de la pression atmosphérique on peut distinguer deux composantes :

- 1) régulière, déterminée par les marées luni-solaires dans l'atmosphère terrestre et
- 2) irrégulière ou météorologique dont les amplitudes et les écarts de phases varient dans le temps.

Pour juger de la valeur et du caractère des variations de la pression atmosphérique se produisant avec les fréquences des ondes de marées principales, on a effectué l'analyse harmonique correspondante de l'enregistrement de la pression enregistrée dans les différentes stations de marées terrestres.

On a analysé 26 séries mensuelles. Nous donnons à titre d'exemple dans la table 1, les amplitudes et les écarts de phases par rapport aux phases des marées de la force de pesanteur, obtenus par l'analyse des observations de huit mois à Talgar. Nous constatons que la composante irrégulière joue un rôle fondamental dans les variations de la pression atmosphérique dans les fréquences des ondes de marées principales. Les amplitudes des variations dépassent rarement 0,5 mm de mercure et les écarts de phases pour toutes les ondes, sauf S2, changent brusquement d'un mois à l'autre.

TABLE 1

Résultats de l'analyse harmonique de la pression atmosphérique à Talgar

Jour central	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
Amplitudes mm mercure					
16.XII 1961	0,522	0,079	0,674	0,167	0,321
16.I 1962	0,180	0,239	0,051	0,079	0,362
16.II	0,123	0,236	0,052	0,237	0,019
16.III	0,047	0,200	0,026	0,451	0,468
16.IV	0,127	0,225	0,071	0,334	0,198
16.V	0,032	0,275	0,070	0,160	0,178
16.VI	0,078	0,325	0,135	0,299	0,135
16.VII	0,143	0,422	0,066	0,116	0,030
Ecart de phase					
16.XII 1961	45,9	168,0	1,4	9,8	49,2
16.I 1962	87,8	253,2	242,6	261,3	185,4
16.II	31,1	275,4	37,6	325,7	210,2
16.III	312,1	306,7	115,8	324,4	335,8
16.IV	146,7	369,3	302,8	80,6	166,7
16.V	118,6	311,7	142,3	188,4	187,9
16.VI	56,0	316,0	95,3	231,5	178,0
16.VII	166,4	316,4	39,8	204,0	29,5

Pour évaluer l'influence des variations de la pression atmosphérique sur les indications du gravimètre, nous examinerons d'abord le problème simple : à la limite du demi-espace élastique nous appliquerons la pression sur toute la surface du rayon R. Après avoir pris les constantes élastiques pour le demi-espace : $\mu = 3.10^{11} \text{ g cm}^{-1} \text{ sec}^{-2}$, $\lambda = 2,4.10^{11} \text{ g cm}^{-1} \text{ sec}^{-2}$ et en considérant la pression égale à 1 mm de mercure, nous résoudrons le problème de Boussinesq pour les différentes valeurs de R. En prenant les valeurs des fléchissements au centre du disque pour les déplacements correspondants du gravimètre dans le champ gravitationnel avec un gradient vertical normal, nous obtiendrons les variations dans les valeurs de la force de pesanteur au point d'observation (la correction à l'attraction de l'atmosphère est égale à $- 0,568 \mu\text{gal}$) :

R, km		50	100	200	300	500
Corrections gal		0,052	0,108	0,212	0,320	0,534

La correction totale déterminée par les deux composantes a été reportée sur la figure 1 (courbe 1) qui montre que la correction est proportionnelle au rayon du disque.

Aussi se pose la question du rayon limite de cette surface de charge. Ce rayon est limité d'une part par la courbure de la surface de la Terre, et, d'autre part, par la surface sur laquelle on peut considérer la valeur moyenne de la pression atmosphérique comme représentative.

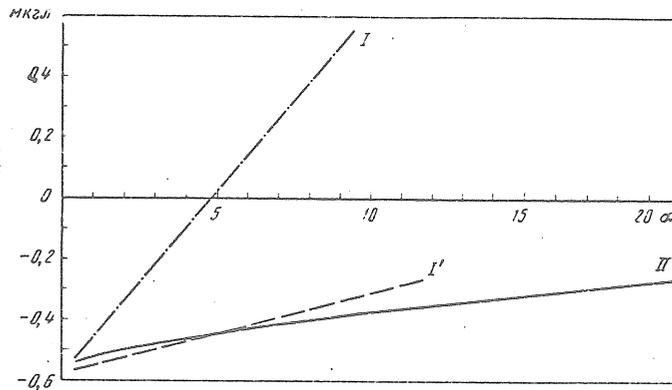


Fig. 1 Corrections Δg dues aux zones voisines pour une variation de pression de 1 mm de mercure.

Pour résoudre la seconde question on a effectué le calcul suivant. On a relevé des cartes synoptiques pour la région de Talgar les valeurs moyennes de la pression atmosphérique pour un disque d'un rayon de 50 km et des cercles avec des rayons de 50 à 100, 100 à 200, 200 à 300 et 300 à 500 km. On a fait des relevés toutes les 6 heures et interpolé pour chaque heure pendant un mois. Les données ont été soumises à l'analyse harmonique. Les résultats de l'analyse sont donnés à la table 2.

Nous donnons dans les dernières lignes les valeurs moyennes pondérées des amplitudes et des phases pour les disques d'un rayon de 300 à 500 km. Le poids est pris proportionnellement à la surface du cercle. On pourrait s'attendre à ce qu'à mesure qu'augmente la surface du cercle, les amplitudes des ondes diminuent à cause de la moyennisation. Cependant, comme nous le constatons, cela ne s'observe pas dans les limites de la zone prise.

Nous donnons dans la table 3 les valeurs des fléchissements au point central provoqués par les différents cercles. Dans les quatre dernières lignes prises deux par deux, nous donnons les fléchissements provoqués par des disques de 300 et 500 kilomètres. Dans les premières lignes de chaque paire, les fléchissements ont été calculés d'après les amplitudes moyennes données dans cette même table. Dans les secondes lignes, les fléchissements totalisés ont été calculés d'après les données de la table 3 en tenant compte des phases. Nous constatons que les deux variantes donnent des résultats voisins ce qui témoigne de la possibilité de moyenniser la pression atmosphérique sur les disques d'un rayon d'environ 300 à 500 km. Ainsi, si on envisage des régions ayant un tel rayon, on peut calculer et prendre la valeur moyenne d'après les constantes pour toutes les régions.

D'autre part, conformément aux données des cartes synoptiques, les variations de la pression atmosphérique en un seul point peuvent être considérées comme représentatives pour la région d'un rayon d'environ 200 km. En ce qui concerne la question du rayon, les applications du problème, on peut considérer comme acceptable le rayon de quelques centaines de kilomètres ce qui a été confirmé par les calculs ultérieurs.

TABLE 2

Résultats de l'analyse harmonique de la pression atmosphérique, relevée sur les cartes synoptiques pour les différentes zones circulaires.

Talgar. Jour moyen 3.III.1962

Rayons des cercles, Km	Amplitude mm mercure					Phases à 11,5h				
	M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁
0÷50	0,0669	0,0821	0,0978	0,2978	0,7978	283,0	273,4	78,3	359,8	169,7
50÷100	0,0708	0,0977	0,0702	0,3093	0,7858	277,6	273,0	72,1	355,8	169,5
100÷200	0,0936	0,1080	0,0577	0,2353	0,7443	260,4	282,0	49,7	357,7	172,1
200÷300	0,1411	0,1184	0,0527	0,2962	0,7104	273,8	281,2	62,6	347,0	174,8
300÷500	0,1852	0,1015	0,1227	0,2929	0,6385	286,2	276,2	1,5	341,3	194,9
Moyenne avec poids proportionnels aux surfaces des zones										
Rayon 300	0,1173	0,1122	0,0571	0,2937	0,7304	269,9	280,5	59,5	371,1	173,3
» 500	0,1608	0,1053	0,0991	0,2932	0,6716	280,3	277,8	22,4	345,0	187,1

TABLE 3

Fléchissements au point central déterminés par la variation de pression dans les zones circulaires

Rayons des cercles	Fléchissements mm				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
0÷50	0,011	0,013	0,016	0,048	0,128
50÷100	0,013	0,015	0,011	0,050	0,125
100÷200	0,035	0,010	0,022	0,107	0,278
200÷300	0,051	0,013	0,019	0,087	0,256
300÷500	0,121	0,066	0,080	0,192	0,418
Fléchissement total en tenant compte et sans tenir compte des phases					
Rayon 300	0,121	0,177	0,059	0,305	0,700
	0,111	0,115	0,061	0,291	0,786
Rayon 500	0,278	0,182	0,171	0,507	1,162
	0,220	0,177	0,125	0,480	1,178

Il faut noter qu'on n'a tenu compte ici que de deux composantes de l'effet indirect.

Comme nous l'avons déjà dit, les fléchissements au centre du disque croissent proportionnellement au rayon du disque avec une charge homogène. Mais l'inclinaison dépend des valeurs prises pour μ et λ . Puisque ni le rayon d'application du problème simple, ni les valeurs des constantes élastiques ne peuvent être déterminés avec suffisamment de précision, l'estimation de l'effet ne peut être donnée avec une précision correspondant aux données météorologiques de départ.

Nous nous efforcerons à présent d'évaluer plus rigoureusement l'effet examiné. Supposons que sur la surface du segment de la sphère terrestre se trouve une couche homogène avec un rayon central α c'est-à-dire

$$\sigma(\theta) = \begin{cases} \rho & \text{при } 0 \leq \theta < \alpha, \\ 0 & \text{при } \alpha < \theta < \pi, \end{cases}$$

où $\sigma(\theta)$ est la densité de la couche.

Dans ce cas, nous pouvons représenter sous la forme d'une série de fonctions sphériques

$$\sigma(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n(\theta),$$

où

$$C_0 = \frac{\rho}{2} (1 - \cos \alpha);$$

pour $n > 0$

$$C_n = \frac{\rho}{2} [P_{n-1}(\cos \alpha) - P_{n+1}(\cos \alpha)].$$

Comme cela a été montré dans [2] on peut exprimer la variation de la pesanteur Δg , si la charge est donnée sous forme d'une série de fonctions sphériques par

$$\Delta g = -8\pi f \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n \sum_{m=0}^{\infty} \sigma_n^m(\theta), \quad (1)$$

où

$$\delta_n = \frac{\frac{n}{2} + h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1}. \quad (2)$$

Les coefficients h'_n et k'_n sont analogues aux nombres de Love pour le cas où la masse génératrice de marées est située à la surface de la sphère terrestre. Les coefficients h'_n et k'_n jusqu'à l'ordre $n = 40$ inclus ont été calculés par Longman [3] pour le modèle de la Terre de Gutenberg.

Les trois termes dans la formule (2) correspondent aux trois composantes de l'effet indirect. Le premier terme correspond à l'attraction de la couche simple située au-dessus du point d'observation et peut être calculé de façon plus précise par simple intégration sans décomposition préliminaire en série de fonctions sphériques.

C'est pourquoi on peut écrire la formule (1) comme suit

$$\Delta g = \Delta g_1 - 8\pi f \sum_{n=1}^{\infty} \delta'_n \varepsilon_n(\theta), \quad (3)$$

où

$$\delta'_n = \frac{h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1}.$$

La valeur δ'_n converge bien par l'expression

$$-\frac{0,156}{\sqrt{n}}. \quad (4)$$

Nous donnons sur la figure 2 les valeurs propres δ'_n pour le modèle de Gutenberg et la courbe (voir formule (4)). Puisque pour obtenir une représentation suffisamment précise de $\delta(\theta)$ en série, il faut faire la décomposition jusqu'à un ordre supérieur à $n = 40$, dans la formule (3) où on a fait la somme jusqu'à $n = 200$ on a pris les valeurs δ'_n d'après la formule (4). Etant donné le peu de corrections il est peu probable que l'imprécision de l'expression (4) pour des grandes valeurs de n puisse introduire des altérations sensibles dans les résultats.

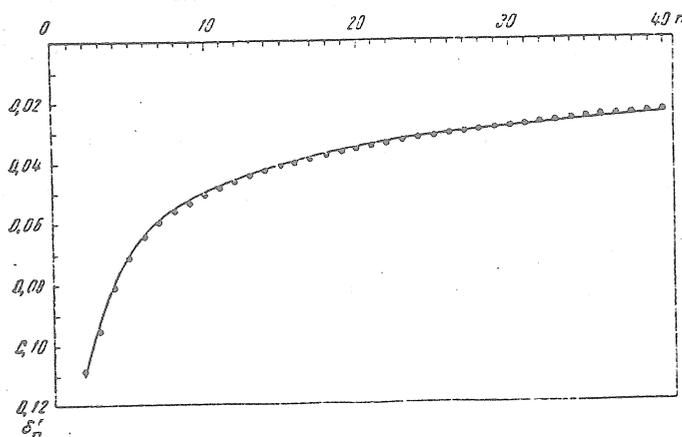


Fig. 2 Dépendance δ'_n en fonction de n

Les valeurs Δg calculées d'après la formule (3) pour les différentes valeurs a sont données sur la figure 1 (courbe II). La grande différence entre les courbes I et II s'explique clairement par le fait que lors de la solution des problèmes de Boussinesq on a pris μ et λ caractéristiques pour l'écorce terrestre et ne représentant pas la Terre dans l'ensemble. Il suffit d'augmenter μ et λ d'un facteur quatre, ce qui correspond à leurs valeurs dans le manteau supérieur pour que la courbe I passe dans la courbe I'.

Puisque la courbe II tient compte de toutes les composantes de l'effet indirect, de la sphéricité de la Terre et de sa structure, il faut la considérer comme plus exacte. En se limitant à une distance sphérique de 5° à 10° et à une amplitude de 0,5 mm de mercure nous obtiendrons les corrections maximales en Δg égales à $0,22 \div 0,18 \mu\text{gal}$ ce qui correspond à 0,5 % dans les valeurs $\delta = 1 + h - 3/2 h$ pour les plus grandes ondes de la marée luni-solaire.

Comme nous le constatons dans la table 1, les écarts de phases peuvent prendre toutes les valeurs possibles. Etant donné la faiblesse des amplitudes, leur apport dans les écarts de phases des ondes principales des variations de marées de la force de pesanteur ne dépasse pas $0^\circ,3$. Pour la plus petite des ondes déterminées l'onde lunaire N_2 , ces corrections seront cinq fois plus grandes.

Nous n'avons tenu compte que de l'influence des variations de la pression atmosphérique dans les zones les plus proches.

En ce qui concerne l'influence de toute l'atmosphère terrestre, nous utilisons les travaux de Haurwitz [4], Siebert [5] et nous appliquons la méthode décrite en détail dans le travail [2]. Nous donnons dans les travaux [4] et [5] les cartes globales de répartition des amplitudes et des phases des variations diurnes et semi-diurnes de la pression. Ces données ont été obtenues par les enregistrements de plusieurs années de la pression atmosphérique dans les stations météorologiques réparties sur tout le globe terrestre. La topographie exerce une grande influence sur les variations diurnes de la pression de la surface.

D'après les données de 228 stations météo, on a isolé une onde barométrique diurne nettement prédominante. Dans cette variation sont contenus les termes en P_1^1 et P_3^1 dont les phases diffèrent de presque 180° . L'onde diurne de la pression atmosphérique est bien représentée par la formule analytique

$$B_c = 0,464 [P_1^1(\theta) - 0,435P_3^1(\theta)] \sin(t + \lambda + 12^\circ) \text{ мбар}, \quad (5)$$

où θ est la colatitude; t le temps universel; λ la longitude; P_n^k les polynômes de Legendre (d'après Schmidt [6]).

Les variations semi-diurnes de la pression sont plus régulières que les diurnes. Elles se dégagent nettement à l'équateur. Par la réduction des données de 296 stations météo, Haurwitz et Kertz ont obtenu l'expression analytique suivante pour l'onde principale semi-diurne :

$$B_{\text{semi-diurne}} = [1,23 P_2^2(\theta) - 0,224 P_4^2(\theta)] \sin(2t + 2\lambda + 158^\circ) \text{ мбар}. \quad (6)$$

Par substitution de (5) et (6) dans la formule (1), on a obtenu les valeurs suivantes des corrections dans la variation de la pesanteur dues aux variations de la pression atmosphérique pour la station de Talgar :

$$\Delta g_{\text{diurne}} = -0,070 \sin(t + 89^\circ,2) \text{ мкгал},$$

$$\Delta g_{\text{semi-diurne}} = -0,052 \sin(2t + 284^\circ,0) \text{ мкгал}, \quad (7)$$

c'est-à-dire que les variations de la pression atmosphérique dans les fréquences des ondes de marées K_1 et S_2 peuvent introduire des perturbations dans les valeurs δ de l'ordre de $0,2 \div 0,3 \%$. Comme nous l'avons déjà dit ces corrections sont obtenues en tenant compte des zones proches et lointaines. Les amplitudes des variations de la pression atmosphérique à Talgar sont obtenues respectivement pour des ondes diurnes (formule 5) et semi-diurnes (formule 6) de 0,16 et 0,30 mm de mercure ce qui correspond aux données de la Table 1.

En utilisant la courbe II (figure 1) nous trouverons les corrections suivantes déterminées par la zone la plus proche d'un rayon de 5°

$$\Delta g \text{ diurne} = -0,072 \sin (t + 89^\circ,2) \text{ ммгм}, \quad (8')$$

$$\Delta g \text{ semi-diurne} = -0,135 \sin (2t + 284^\circ,0) \text{ ммгм}. \quad (8'')$$

De la comparaison de (7) et (8) il s'ensuit que les zones les plus proches donnent un apport fondamental même régulier de la composante dans les corrections totales. Cependant, comme nous le constatons par (8'') l'influence des zones lointaines peut être comparable à l'influence des zones proches.

Ainsi, on peut tirer la conclusion que les corrections de la variation de la pression atmosphérique se trouvent dans les limites des erreurs de déterminations des valeurs de δ d'après des séries mensuelles d'observations des marées de la pesanteur. Quand il y a une composition peut favorable des phases elles peuvent perturber sensiblement la différence $\delta(K_1) - \delta(O_1)$ intéressante sous le rapport géophysique. Cependant, comme nous le constatons par la table 1, les écarts de phases des ondes atmosphériques principales peuvent prendre des valeurs les plus différentes. Il est probable que les résultats de l'analyse des observations de marées moyennées sur plusieurs mois seront pratiquement affranchis de l'influence de la composante irrégulière des variations de la pression atmosphérique. Pour avoir une estimation plus rigoureuse il faut disposer d'indications détaillées sur la répartition sur le globe terrestre pour l'intervalle de temps nécessaire des amplitudes et des écarts de phases des ondes de marées principales M_2 , S_2 , K_1 et O_1 dans la pression atmosphérique.

En conclusion, nous profitons de l'occasion pour exprimer notre profonde reconnaissance à N.N. Pariiskii pour ses précieux conseils dans la réalisation de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Leibenson L.S. Cours de la théorie de l'élasticité, M. Edit. de l'Etat, 1947
- 2 Pertsev B.P. Estimation des influences des marées océaniques sur les marées terrestres dans les points éloignés des océans.
Publ. "Marées terrestres et structure interne de la Terre"
M. Edit. "Naouka", 1967
- 3 Longman I. A. Green's function for determining the deformation of the Earth under surface mass loads. J. Geophys. Res., 1963, 68, N2
- 4 Haurwitz B. The diurnal surface-pressure oscillation.
Arch. Meteorol. Geophys. und Bioklimatol 1965
- 5 Siebert M. Atmospheric tides. Advances Geophys. 1961, 7
- 6 Idelson N.I. Théorie du potentiel L.M. 1936

Traduction.

DEFORMATIONS DE MAREES ET NUTATION SEMI-MENSUELLE DE LA TERRE D'APRES
LES RESULTATS DES OBSERVATIONS DE CINQ SERVICES DE L'HEURE

V.S. GOUBANOV

Astron. Journal Acad. Sc. URSS Tome 46 fasc. 3 pp. 671-684 1969.

ПРИЛИВНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ И ДВУХНЕДЕЛЬНАЯ НУТАЦИЯ ЗЕМЛИ ПО
РЕЗУЛЬТАТАМ НАБЛЮДЕНИЙ ПЯТИ СЛУЖБ ВРЕМЕНИ.

В.С. ГУБАНОВ.

Астрон. Журн. АН СССР. Том 46 Вып. 3 Стр. 671-684 1969.

Grâce à la grande amélioration de précision dans la détermination astronomique de l'heure au cours de ces 16 dernières années, il est possible d'en utiliser les résultats pour déduire certains paramètres qui déterminent la réaction de la Terre à la force génératrice de marée.

Nous avons pour objet principal de trouver la combinaison des nombres de Love $\Lambda = 1 + k - l$, qui détermine l'amplitude des variations de la verticale par rapport à l'axe du monde, de vérifier l'hypothèse du retard de phase des marées et d'évaluer la correction à la valeur admise pour le coefficient du terme semi-mensuel de la nutation. En outre, nous avons tenté de déterminer le terme semi-mensuel dans ces irrégularités de rotation de la Terre afin d'estimer de façon indépendante le nombre de Love k .

Nous avons publié certains résultats préliminaires en [1, 2]. Le présent travail apporte une réduction plus rigoureuse des données d'observation élargies.

Pour déduire tous les effets indiqués, on a utilisé les écarts Δu_0 [3-6] des corrections observées de l'heure à partir des corrections lissées pour cinq services de l'heure : Poulkovo, Greenwich, Zi Ka Wei, Tokyo, Mount Stromlo (Australie). Les caractéristiques générales de ces données sont reprises dans la table 1 où n est le nombre des corrections de l'heure, N est le nombre des observations isolées d'étoiles.

On suppose que les périodes des ondes cherchées sont connues et égales aux valeurs théoriques, l'incertitude concerne uniquement leurs amplitudes et phases.

Nous recherchons cinq ondes que nous désignerons par A_1, A_2, A_3, A_4 et A_5 :

$$\begin{aligned} \arg A_1 &= 2\zeta, \\ \arg A_2 &= S, \\ \arg A_3 &= 2\zeta - S, \\ \arg A_4 &= 2\zeta - 2S, \\ \arg A_5 &= 2\zeta + S, \end{aligned}$$

TABLE 1

Observatoire	Période d'observations	Instrument	n	N
Poulkovo	Janvier 1966 - décembre 1964	Janvier 1955-Nov. 1959 Instr. Photoélectrique de passage Zeiss N° 14546, août 1959 décembre 1964 instr. Photoél. de passage PPY N° 1	2586	57805
Greenwich	Avril 1957 - septembre 1965	PZT	1343	13474
Zi Ka Wei	Août 1957 - décembre 1965	Instr. photoélectrique de passage Zeiss N° 14980	2233	35263
Tokyo	Janvier 1956 - mars 1964	PZT	1230	15818
Mount Stromlo	Février 1961 - avril 1966	PZT	664	18860

où ζ est la longitude moyenne de la Lune, S le temps sidéral local.

L'onde A_1 est provoquée par le terme semi-mensuel de marée dans la rotation de la Terre [7] et peut être utilisée pour déduire le nombre de Love k .

A la rigueur, on peut appeler diurne, l'onde A_2 car on n'effectue pas d'observations pendant 24 heures dans les services de l'heure. Elle ne peut pas se transformer en onde annuelle puisque les oscillations de basse fréquence s'éliminent dans le système lissé des corrections d'horloges. Etant donné cette incertitude l'onde A_2 a été considérée comme un résultat accessible et on n'a pas entrepris d'efforts particuliers pour sa détermination précise.

L'onde A_3 est un ensemble de trois effets [2] :

- a) la déviation de marée O_1 de la verticale
- b) le terme lunaire diurne dans le mouvement forcé du pôle
- c) l'imprécision de la valeur adoptée pour le coefficient du terme de nutation semi-mensuelle.

L'onde A_4 est provoquée par la déviation de marée M_2 de la verticale et sert pour déterminer $\Lambda = 1 + k - \ell$.

L'onde A_5 doit apparaître dans les résultats des observations astronomiques si le coefficient du terme de la nutation bi-mensuelle n'est pas précis.

La séparation des ondes A_1 , A_2 , A_3 , A_4 et A_5 a été effectuée d'après le plan suivant :

1. les valeurs Δu_0 pour Poulkovo et Zi Ka Wei ont été réduites pour la différences des points nuls au système du temps étalon d'URSS
2. par différences de Δu_0 on a éliminé la série des ondes dues aux déviations de la verticale, au mouvement forcé luni-solaire du pôle et à l'irrégularité de rotation, très voisines en fréquence de la fréquence des ondes déterminées A_i ($i = 1, 2, \dots, 5$)

3. les autres écarts des corrections d'heures ont été soumis à l'analyse harmonique pour séparer les ondes A_i
4. les ondes semi-diurnes A_i sont affranchies d'une influence réciproque
5. pour les ondes A_3 , A_4 , A_5 , on a tenu compte de l'effet d'amortissement qui dépend de la durée de l'observation de la correction des horloges
6. pour tous les observatoires, l'onde A_4 a été affranchie de l'influence de la marée M_2 dans l'océan mondial.
7. la comparaison des ondes A_1 , A_3 , A_4 et A_5 obtenues de cette façon avec les expressions théoriques correspondantes a donné la possibilité d'évaluer le nombre k , la combinaison $\Lambda = 1 + k - \ell$ et la correction de l'amplitude du terme de nutation semi-mensuelle.

Nous examinerons toutes les étapes de la réduction plus en détail.

1. Si le système lissé des corrections des horloges s'effectue sur la base des observations de plusieurs observatoires, des écarts systématiques des résultats des observations séparées par rapport au système moyen lissé sont possibles. Ces écarts peuvent s'expliquer aussi bien par les erreurs systématiques des observations que par l'erreur dans la valeur adoptée pour la longitude. En conséquence, pour les services de l'heure de Poulkovo et Zi Ka Wei, on a éliminé des écarts publiés Δu_0 , la différence moyenne mensuelle des points nuls des observations dans le système observé et lissé des corrections des horloges, qui a été déterminée comme valeur moyenne pondérée des différences Δu_0 pour chaque mois du calendrier avec des poids proportionnels au nombre d'étoiles observées. Dans les cas où le nombre de corrections au cours d'un mois était moins de dix ou encore dans les cas où on a observé une variation brusque de la partie systématique de Δu_0 , la division de la série des observations n'a pas été faite rigoureusement par mois. Pour Greenwich, Tokyo et Mount Stromlo, il est évident qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer l'élimination du point nul.

2. Dans la décomposition du potentiel des marées [8] on a une série d'ondes très voisines en fréquence des ondes à déterminer A_i ; il est souhaitable de s'affranchir de leur influence.

Dans le premier vertical la marée à longue période ne donne pas de composante pour les déviations de la verticale et n'influence ni l'onde semi-mensuelle A_1 ni non plus les autres ondes. Cependant, la transformation de certaines ondes lunaires diurnes ou semi-diurnes renfermant $2C$, S ou $2S$ dans l'argument en ondes semi-mensuelles est possible parce qu'habituellement, au cours d'un mois, on observe dans les services de l'heure la même liste d'étoiles donc $S \approx \text{const.}$

L'onde transformée aura un déphasage variable par rapport à A_1 et crée un battement. La vitesse du déplacement sera déterminée par la divisibilité de S et par la vitesse de la variation des autres arguments de l'onde donnée. La présence, parmi ces arguments, de fonctions variant lentement dans le temps (par exemple, Ω longitude du noeud ascendant de l'orbite lunaire) pendant une durée insuffisante des séries d'observations rend pratiquement impossibles les autres méthodes d'affaiblissement de l'influence sur A_1 de ces ondes transformées, outre l'élimination de leurs valeurs théoriques.

Tenant compte que les ondes O_1 , OO_1 et M_2 correspondent aux ondes A_3 , A_5 et A_4 dans Δu_0 , on a éliminé l'influence des ondes avec des nombres arguments [8] (145.545) (185.565 et 255.545). Par rapport aux arguments des ondes A_3 , A_5 et A_4 , les arguments de ces ondes diffèrent uniquement par la longitude du noeud ascendant de l'orbite lunaire, de sorte que leur élimination soit doublement justifiée.

Les variations dues aux marées de la verticale sont déterminées par la formule [2]

$$\Delta u = - \frac{t}{g\rho \cos^2 \varphi} \frac{\partial V}{\partial \lambda}, \quad (1)$$

De façon à s'appliquer aux ondes éliminées, cette valeur prend la forme [8]

$$\left. \begin{aligned} \Delta u' &= +0.07105 f_1 K_1 \cos (S - 2(\zeta + \Omega)) \\ &- 0.01039 f_1 K_1 \cos (S + 2(\zeta + \Omega)) \\ &- 0.06772 f_2 K_2 \sin (2S - 2(\zeta + \Omega)) \end{aligned} \right\} \quad (1')$$

où

$$K_1 = 2\lambda \operatorname{tg} \varphi \frac{G(\rho)}{g\rho}, \quad K_2 = \lambda \frac{G(\rho)}{g\rho}, \quad (2)$$

les coefficients f_1 et f_2 sont introduits pour tenir compte de l'effet d'amortissement décrit plus bas.

On écrira l'expression de $G(\rho)/g\rho$ dans le nouveau système des constantes astronomiques admis au XIIe congrès de l'UAI (Hambourg, 1964).

Toutes les ondes (1') étant dues à la Lune, on peut écrire

$$\left. \begin{aligned} G(\rho) &= G(a) \left(\frac{\rho}{a} \right)^2, \\ G(a) &= \frac{3}{4} M \frac{fa^2}{c^3}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

où

a est le rayon moyen de la Terre, M la masse de la Lune, c le rayon moyen de l'orbite lunaire.

Si on admet que la surface de niveau non perturbée de la Terre est un sphéroïde, on peut poser [9-11]

$$\left. \begin{aligned} \rho &= a_1 \left(1 - a \sin^2 \varphi - \frac{3}{8} a^2 \sin^2 2\varphi \right) + h \\ g &= g_1 (1 + \beta \sin^2 \varphi + \beta_1 \sin^2 2\varphi) + \Delta g \\ a_1 &= a \left(1 + \frac{1}{3} a - \frac{4}{9} a^2 \right) \\ \Delta g &= -2g_1 h / a_1 \left[1 + a + q - \left(3a - \frac{5}{2} q \right) \sin^2 \varphi \right] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

a_1 est le rayon équatorial de la Terre, g_1 est l'accélération de la force de pesanteur à l'équateur, h est la hauteur de l'observatoire par rapport à la surface du sphéroïde, Δg est la variation de la valeur locale de la force de pesanteur g pour h , a est l'aplatissement du sphéroïde terrestre, $q = \omega^2 a_1 / g_1$ où ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre; les coefficients β et β_1 sont déterminés par les relations assez lourdes [11] qu'il n'est pas nécessaire d'écrire ici.

En utilisant (3) et (4), nous trouverons à la précision du second ordre des valeurs α , β , h/a_1 , $\Delta g/g$, la formule suivante :

$$\frac{G(\rho)}{g\rho} = \frac{a_1 G(a)}{a^2 g_1} \left\{ 1 - \left(\alpha + \beta + 4\beta_1 + \frac{3}{2} \alpha^2 \right) \sin^2 \varphi + \left(\alpha\beta + \beta^2 + 4\beta_1 + \frac{3}{2} \alpha^2 \right) \sin^4 \varphi + [3 + 2\alpha + 2q - (8\alpha + 5\beta - 5q) \sin^2 \varphi] \frac{h}{a_1} + 2 \left(\frac{h}{a_1} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

En prenant [11] :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.0033529, \\ g_1 &= 978.03087 \text{ gal}, \\ \beta &= 0.00529652, \\ \beta_1 &= 0.00009146, \\ \omega &= 0.000072291 \text{ rad sec}^{-1}, \\ a_1 &= 6378160 \text{ m}, \end{aligned}$$

nous obtenons

$$G(a) = 26277.6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2} \quad (6)$$

avec une précision suffisante pour nous

$$206264.8 \frac{G(\rho)}{g\rho} = +0.008708 \left(1 - 0.00867 \sin^2 \varphi + 0.00007 \sin^4 \varphi + \frac{3h}{a_1} \right) \quad (7)$$

Les formules (1'), (2), (7) résolvent le problème de l'élimination des ondes colatérales si on détermine les coefficients f_1 et f_2 et si on suppose que la valeur $\Lambda = 1 + k - \ell$ est connue.

Le choix de la valeur Λ rencontre certaines difficultés. Les déterminations de Λ effectuées jusqu'à présent par les observations de latitude indiquent que la valeur probable Λ se trouve apparemment dans les limites de 1.1 à 1.2 [12].

La divergence des valeurs Λ peut être provoquée par l'influence des marées dans l'océan et aussi par la caractère local de la valeur ℓ .

Prenons $\Lambda = 1.15$. Si, conformément aux calculs de Molodenskii [13] on prend en moyenne pour toute la Terre $\ell = 0.08 \sim 0.09$ alors nous obtiendrons $k = \Lambda + \ell - 1 = 0.23 \sim 0.24$ ce qui correspond pratiquement à la valeur statique $k = 0.243 \pm 0.009$ obtenue par Molodenskii [14] à partir de la période du mouvement du pôle (433 jours) mais moindre que le nombre de Love k obtenu par d'autres méthodes géophysiques. Les mesures de la variation de la force de pesanteur les moins dépendantes des effets locaux, donnent la valeur $k = 0.252$ [15]. W. Markowitz [16] et G.P. Pilnik [17] ont obtenu respectivement $k = 0.29$ et 0.30 pour la variation semi-mensuelle de la vitesse de rotation de la Terre. Cependant ces déterminations sont encore à présent trop peu nombreuses pour qu'on puisse donner une préférence à une autre valeur de Λ . C'est pourquoi nous avons pris $\Lambda = 1.15$.

Il restait à déterminer le sens des coefficients f_1 et f_2 dans la formule (1').

Lors de la séparation des ondes à courte période, l'influence de l'effet de lissage, dépendant de la durée de l'observation des corrections des horloges et décrit en détail en [2], est sensible. La prise en considération de cet effet est basée sur l'hypothèse de la répartition régulière des étoiles suivant l'ascension droite et sur la formule généralisée suivante qui découle de cette hypothèse :

$$\Delta u = af_n \sin (n\bar{S} + \beta), \quad (8)$$

où a est l'amplitude de l'onde, β est la phase pour l'époque d'observation de la correction des heures, \bar{S} est l'époque moyenne (publiée) de l'observation des étoiles pour la correction donnée de l'heure, n est la divisibilité de l'onde ($n = 1$ - onde diurne, $n = 2$ - semi-diurne etc) et la fonction amortissante f_u se détermine par la relation

$$f_n(m, M) = \frac{\overline{\sin nS}}{\sin n\bar{S}} = \frac{\overline{\cos nS}}{\cos n\bar{S}} = \frac{\sin mn\Delta S / \varepsilon}{m \sin n\Delta S / \varepsilon} \quad (9)$$

Le trait désigne ici la moyenne des fonctions correspondantes pour toutes les étoiles m qui entrent dans la correction de l'heure, et $\Delta S = 2\pi/M = \text{const.}$, où M est le nombre d'étoiles dans le programme.

Les valeurs M pour tous les services de l'heure choisis sont données dans la table 3. La démonstration de la formule (9) est donnée en [18].

Dans Δu_0 on a éliminé les trois ondes les plus proches en fréquence de A_1 dans l'irrégularité de rotation de la Terre [7] :

$$\Delta u'' = k[1^{ms}03 \sin(2\zeta - \Omega) + 0^{ms}11 \sin 2g + 0^{ms}10 \sin(2\zeta - 2\Omega)],$$

où g est l'anomalie moyenne de la Lune.

Nous avons obtenu les coefficients de la dernière formule dans le nouveau système des constantes astronomiques mais pour le nombre de Love k on a pris la valeur $k = 0.24$ obtenue par Molodenskii [14] à partir de la période du mouvement du pôle, compte tenu de la marée statique polaire dans l'océan.

Il est utile de n'éliminer qu'un seul terme parmi tous les termes de la décomposition du mouvement luni-solaire forcé du pôle [2, 19] de la forme :

$$\Delta u'' = + 0^{ms}03 f_1 (1 - K_0) \cos(S - 2(\zeta - \Omega)) \operatorname{tg} \varphi$$

très proche en fréquence de l'onde A_3 .

Selon les recherches de Fedorov [19], la valeur $1 - K_0$ représentant la relation de la période eulérienne théorique du mouvement du pôle par rapport à la période effective, en tenant compte de la mobilité des eaux océaniques est égale à 0.76. Nous avons également adopté cette valeur.

3. Les valeurs $\Delta u = \Delta u_0 - (\Delta u' + \Delta u'' + \Delta u''')$ obtenues après l'élimination des ondes colatérales ont été réparties pour chaque observatoire et pour tout le cycle des observations en zones de $1^h \times 1^h$ dans la table à double entrée 2C et S. A l'intérieur de chaque zone, toutes les valeurs Δu ont été pondérées proportionnellement au nombre des étoiles observées pour chaque correction de l'heure. L'onde A_1 a été obtenue par la moyenne des éléments de ces tables suivant les lignes, A_2 - suivant les colonnes, A_3 suivant les diagonales descendantes etc... Nous désignerons les ondes préliminaires obtenues de cette façon par A'_1, A'_2, A'_3, A'_4 et A'_5 .

La méthode appliquée représente un filtre à bande étroite, le plus simple, avec une composition discrète de fréquences de transmission. Ce filtre permet de séparer toutes les ondes dont les arguments sont une combinaison linéaire des valeurs 2C et S. La valeur de cette méthode réside dans le fait que l'influence de toutes les ondes accessoires pour lesquelles un déphasage se produit par rapport aux ondes déterminées, avec une vitesse qui n'est pas inférieure à T^{-1} cycles par an, où T est la durée de la série des observations en années, est sensiblement affaiblie.

Nous noterons qu'un procédé analogue a été utilisé par Fedorov [19] pour la séparation des ondes lunaires diurnes dans les variations de latitude.

4. Nous désignerons par $\Delta u_{k,\ell}$ ($k = 2C/1^h = 0, 1, \dots, 23$; $\ell = S/1^h = 0, 1, \dots, 23$) la valeur moyenne pondérée des différences dans la zone numérotée (k, ℓ) , et par $p_{k,\ell}$ le poids correspondant de la valeur $\Delta u_{k,\ell}$. Dans le cas idéal, si tous les poids $p_{k,\ell}$ de la table étaient les mêmes, les signaux sinusoidaux A_i ($i = 1, 2, \dots, 5$) séparés ne s'influenceraient pas l'un l'autre. Mais les poids $p_{k,\ell}$ varient dans des limites importantes. Nous examinerons cela sur l'exemple des deux ondes A_1 et A_2 . Nous supposerons que les valeurs

propres des ordonnées de l'une d'elles par exemple A_2 sont connues a priori ou sont obtenues de la façon habituelle (amortissement et autres). Nous désignerons ces ordonnées par $\bar{a}_{2,k}$. Il est évident qu'en l'absence d'autres signaux et avec une répartition arbitraire des poids, l'onde sera séparée avec pour ordonnées

$$a'_{1,l} = a_{1,l} + (\Delta a_{1,l})_2,$$

où $a_{1,l}$ sont les valeurs cherchées des ordonnées de l'onde A_1 , et $(\Delta a_{1,l})_2$ est l'erreur déterminée par la relation

$$(\Delta a_{1,l})_2 = \frac{\sum_k \bar{a}_{2,k} p_{k,l}}{\sum_k p_{k,l}}$$

Dans le cas général, la fonction $(\Delta a_{1,l})_2$ est déterminée par le caractère du signal colatéral A_2 (par rapport à A_1) et par la répartition des poids $p_{k,l}$ dans la table et ne dépend pas des erreurs accidentelles des observations. Dans le cas particulier où A_2 est un signal sinusoïdal et où $p_{k,l} = \text{const.}$, on a $(\Delta a_{1,l})_2 = 0$.

En généralisant les dernières formules sur toutes les ondes A_i , nous obtiendrons

$$a_{i,r} = a'_{i,r} - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^5 (\Delta a_{i,r})_j \quad (i; j = 1, 2 \dots 5),$$

où

$$(\Delta a_{i,r})_j = \frac{\sum_s \bar{a}_{j,s} p_{r,s}}{\sum_s p_{r,s}} \quad (r; s = 0, 1, \dots 23). \quad (10)$$

r est le numéro de l'ordonnée de la i ème onde déterminée, s est le numéro de l'ordonnée de la j ème onde colatérale.

Les valeurs $\bar{a}_{j,s}$ en (10) ont été obtenues par le lissage d'après la formule (11) des valeurs préliminaires des ordonnées $a_{j,s}$, des ondes A'_j . Pour évaluer la précision des valeurs $\bar{a}_{j,s}$ le cycle d'observations de chaque observatoire a été partagé en deux périodes à peu près égales et on a effectué la comparaison des ondes lissées \bar{A}'_j obtenues pour chaque période.

Cette comparaison a montré que toutes les ondes, à l'exception de A_5 , se séparent de façon assez sûre et c'est pourquoi l'influence de l'onde A_5 sur les autres ondes a été traitée sans tenir compte de ce que son amplitude présumée est très faible.

Après l'élimination du point nul, l'ordonnée $r^{\text{ème}}$ de l'onde $i^{\text{ème}}$ se présente sous forme de l'équation de condition

$$a_{i,r} = x_i \sin \alpha_{i,r} + y_i \cos \alpha_{i,r} = b_i \sin (\alpha_{i,r} + \beta_i), \quad (11)$$

où $\alpha_{i,r}$ est l'argument de l'onde A_i ($\alpha_{i,r} = 0, 1, \dots, 23^h$).

La solution par moindres carrés des systèmes de 24 équations de condition du type (11) a été obtenue pour chaque onde selon deux variantes : avec les premiers termes respectivement égaux à $a_{i,r}$ et $a_{i,r}'$. Les résultats sont donnés dans la table 2. Les erreurs sur les inconnues sont des erreurs moyennes quadratiques. Nous donnons sur les figures 1 et 2 les valeurs calculées selon (10) et lissées selon (11) des ordonnées $a_{i,r}$ pour les ondes A_1, A_3, A_4 et A_5 .

5. Lors de la séparation définitive des ondes A_3, A_4 et A_5 , il faut tenir compte de l'effet amortissant, conformément à la formule (8) qui n'a été pris en considération jusqu'à présent que lors de l'élimination des ondes colatérales. Les fonctions moyennées lissantes \bar{f}_1 et \bar{f}_2 ont été déterminées par la formule (9) dans laquelle on a pris pour m les valeurs $\bar{m} = N/n$ d'après les données de la table 1 pour Greenwich, Tokyo et Mount Stromlo. Pour Poulkovo et Zi Ka Wei la période des observations a été partagée en une série de cycles qui se caractérisent soit par un changement de programme, soit par une grande variation de la valeur moyenne \bar{m} . L'information nécessaire est donnée dans la table 3. Les valeurs définitives \bar{f}_1 et \bar{f}_2 pour ces observatoires ont été déterminées comme des moyennes pondérées pour tous les cycles avec des poids proportionnels à n , quantité des corrections d'horloges dans ces cycles.

6. Pour rendre comparables les ondes A_4 pour les différents observatoires, on a tenu compte de l'influence de la marée M_2 dans l'océan mondial.

L'effet de gravitation de ces marées (effet A) a été pris en considération immédiate par intégration numérique sur la surface de la Terre partagée en 2592 surfaces carrées de $5^\circ \times 5^\circ$, limitées par les parallèles et les méridiens. Les caractéristiques de marée (h - hauteur de la marée M_2 en cm, λ - l'angle de position) relevées sur les cartes cotidales 20, 21, 23, donnent 1344 surfaces, les autres étant relatives aux terres émergées ou ayant des caractéristiques de marées inconnues. Afin de mieux tenir compte du dessin du littoral, le voisinage des observatoires situés près de l'océan a été partagé en surfaces de $1^\circ \times 1^\circ$.

Les oscillations de la verticale sous l'action de l'effet gravifique des marées océaniques provoquent une variation des corrections observées des heures dans la formule (1) où V désigne le potentiel d'attraction de la couche variable d'eau dans l'océan.

TABLE 2

Onde	Observatoire	b	σ_b	b'	$\sigma_{b'}$	β	σ_β	β'	$\sigma_{\beta'}$
A_1	Poulkovo	$-1^{ms}.17$	$\pm 0^{ms}.44$	$-1^{ms}.25$	$\pm 0^{ms}.43$	-69.2	± 21.1	-16.0	± 19.6
	Greenwich	-0.79	0.26	-1.09	0.29	-59.3	18.8	-53.2	15.6
	Zi Ka Wei	-0.92	0.48	-1.06	0.47	-82.7	25.9	-82.4	22.0
	Tokyo	-0.74	0.23	-0.49	0.23	+16.1	17.4	+31.1	26.3
	Mount Stromlo	-0.44	0.21	-0.50	0.21	-15.2	25.9	-32.9	23.6
A_2	Poulkovo	+1.79	0.59	+1.75	0.59	-14.9	20.0	-15.0	20.6
	Greenwich	+3.10	0.64	+3.10	0.64	-97.7	10.9	-100.0	10.9
	Zi Ka Wei	-0.55	0.54	-0.68	0.53	+51.0	56.1	+64.0	44.8
	Tokyo	+0.64	0.41	+0.60	0.41	+22.1	36.8	+17.5	39.3
	Mount Stromlo	+0.95	0.20	+0.88	0.21	+41.1	12.3	+44.2	13.6
A_3	Poulkovo	+0.82	0.12	+0.72	0.12	+105.5	8.7	+112.8	9.9
	Greenwich	+1.36	0.25	+1.20	0.24	+90.4	10.8	+92.3	11.3
	Zi Ka Wei	+1.20	0.36	+1.72	0.37	+110.4	17.7	+117.3	12.6
	Tokyo	+0.85	0.41	+1.01	0.40	+73.8	29.1	+79.9	24.1
	Mount Stromlo	+1.09	0.20	+1.10	0.22	+76.2	12.0	+87.5	13.1
A_4	Poulkovo	-0.93	0.29	-0.98	0.29	-42.8	18.0	-48.2	17.1
	Greenwich	-1.46	0.24	-1.08	0.23	+13.1	9.6	+9.1	12.3
	Zi Ka Wei	-1.64	0.38	-1.83	0.39	+9.6	13.6	+3.3	12.3
	Tokyo	-0.71	0.31	-0.84	0.30	-5.5	24.6	-11.3	20.1
	Mount Stromlo	-0.72	0.17	-0.74	0.17	-2.4	13.1	-16.8	13.1
A_5	Poulkovo	-0.35	0.18	-0.49	0.18	+8.8	27.1	+16.4	20.0
	Greenwich	+0.14	0.26	-0.13	0.24	+41.1	107.6	-76.4	101.3
	Zi Ka Wei	+0.56	0.58	+0.57	0.58	+39.6	59.1	+32.4	60.0
	Tokyo	+0.58	0.35	+0.40	0.35	+87.9	35.8	+100.8	50.0
	Mount Stromlo	-0.32	0.35	-0.36	0.34	+4.7	59.8	-11.7	52.6

Si on suppose qu'en tous les points de la k^{ème} surface, la marée est la même, alors selon la théorie du potentiel d'une couche sphérique simple [24] on peut obtenir

$$V(\theta_0, \lambda_0, t) = f\rho_0 \sum_k H_k \int_{S_k} \frac{d\sigma}{r}, \quad (12)$$

où f est la constante d'attraction, ρ_0 la densité de l'eau de la mer, $d\sigma = a^2 \sin\theta d\theta d\lambda$ l'élément de surface de la surface S_k , r la distance de cet élément à l'observatoire de coordonnées θ_0, λ_0 ($\theta_0 = 90 - \varphi_0$, λ_0 longitude est), H_k la hauteur de la marée M_2 sur la surface S_k déterminée par la formule

$$H_k(\theta_k, \lambda_k, t) = h_k \cos(2\chi_0 - 2\chi_k), \quad (13)$$

où $2\chi_0 = 2(C - 2S + 2\lambda_0)$ est la phase de la marée statique M_2 sur le méridien de Greenwich, θ_k, λ_k sont les coordonnées du centre de la surface S_k .

Les formules (1), (12) et (13) conduisent à l'expression

$$\Delta u_A = \Delta x_A \sin(2(C - 2S)) + \Delta y_A \cos(2(C - 2S)), \quad (14)$$

où

$$\left. \begin{aligned} \Delta x_A &= -\frac{f\rho_0}{g \sin^2 \theta_0} \sum_k (H_k' \cos 2\lambda_0 - H_k'' \sin 2\lambda_0) J_k \\ \Delta y_A &= -\frac{f\rho_0}{g \sin^2 \theta_0} \sum_k (H_k' \sin 2\lambda_0 + H_k'' \cos 2\lambda_0) J_k \end{aligned} \right\}$$

On a posé dans les dernières formules :

et

$$H_k'(\theta_k, \lambda_k) = h_k \sin 2\chi_k, \quad H_k''(\theta_k, \lambda_k) = h_k \cos 2\chi_k$$

$$J_k = \frac{1}{a} \int_{S_k} \frac{\partial}{\partial \lambda_0} \left(\frac{1}{r} \right) d\sigma.$$

(15)

Les valeurs h_k et λ_k ont été relevées sur les cartes cotidiales et l'intégrale (15) a été calculée d'après la formule de quadrature de Gauss avec un nombre de noeuds $n = 7$.

Les déformations horizontales de la Terre (dans la direction du premier vertical) provoquées par la charge variable de surface de la marée dans l'océan (effet B) et la variation du potentiel d'attraction de la Terre due à la variation de la répartition des masses causée par la déformation (effet C) ont été déterminées par la décomposition du potentiel V de la charge de surface en séries de fonctions sphériques jusqu'à l'ordre $n = 40$

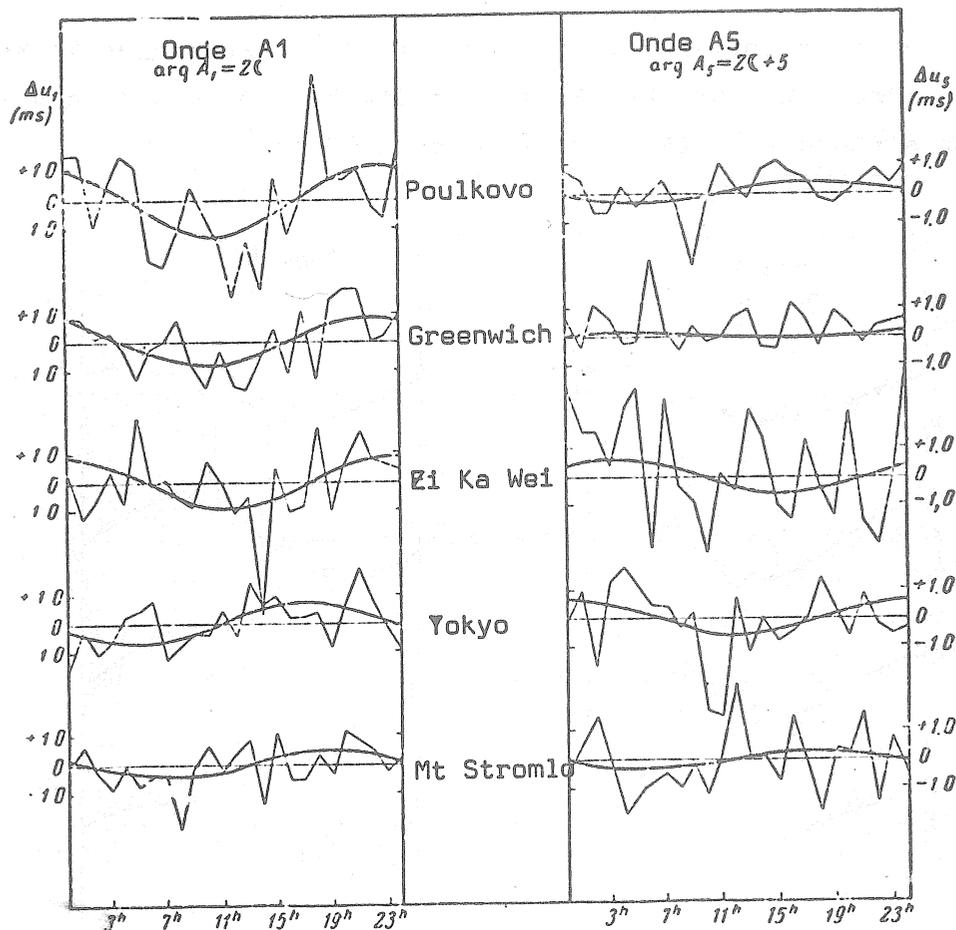


Fig. 1

L'influence des deux effets sur les corrections d'heure obtenues par les observations s'exprime par la formule

$$\Delta u_{B+C} = - \sum_{n=2}^{40} \frac{k_n' - l_n'}{ag \sin^2 \theta_0} \frac{\partial V_n(\theta_0, \lambda_0, t)}{\partial \lambda_0},$$

où V_n est la fonction sphérique de degré n provenant de la décomposition du potentiel V au point (θ_0, λ_0) et k_n' , l_n' sont les coefficients analogues aux nombres de Love k_n et l_n déterminant les déformations de la Terre sous l'action de la charge de surface. Les valeurs de ces coefficients ont été tirées du travail [25].

En utilisant la théorie générale de la décomposition en fonctions sphériques [13] on obtient

$$V_n(\theta_0, \lambda_0, t) = f_{00a} \int_S H(\theta, \lambda, t) P_n(\mu) ds,$$

où H est une fonction continue sur la sphère de la hauteur de la marée M_2 , $P_n(\mu)$ est la fonction sphérique zonale de degré n , $ds = \sin \theta d\theta d\lambda$, et l'intégration s'étend à toute la surface de la Terre S .

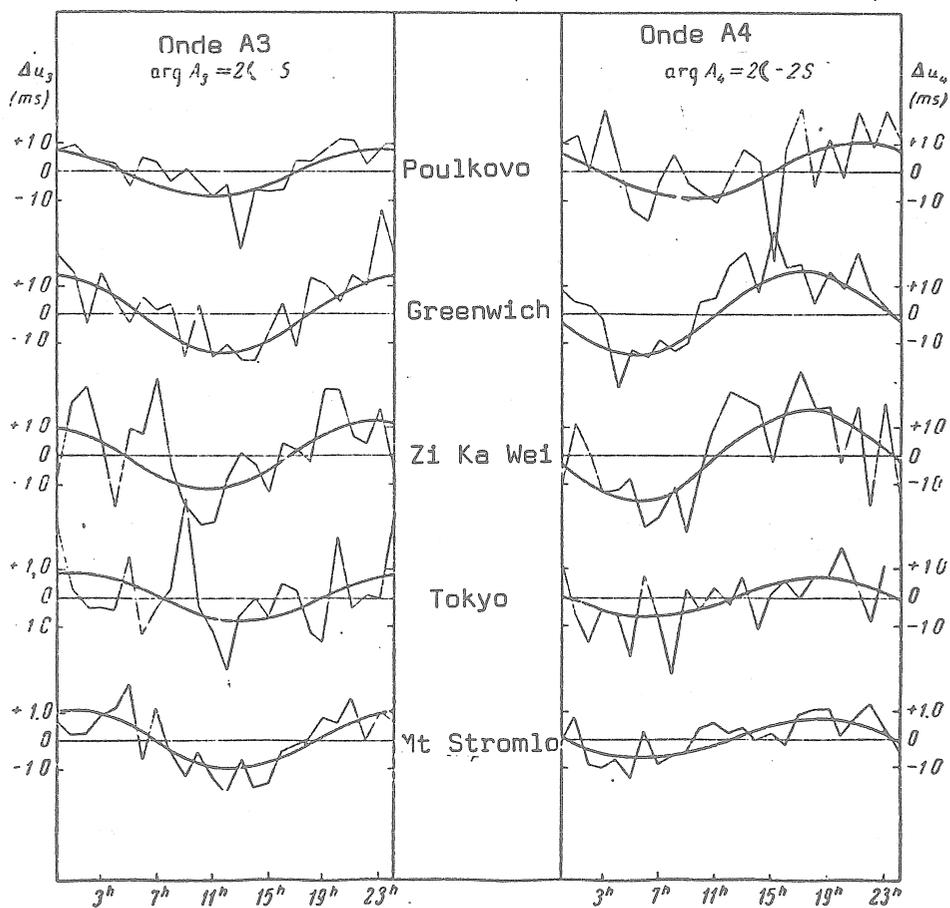


Fig. 2

Si on remplace l'intégrale en S par la somme des intégrales de surface et si on suppose que toute la masse de la couche de marée d'eau dans la surface S_k est concentrée dans son centre, nous obtiendrons

$$\Delta u_{B+C} = \Delta x_{B+C} \sin(2(\zeta - 2S)) + \Delta y_{B+C} \cos(2(\zeta - 2S)),$$

où

$$\left. \begin{aligned} \Delta x_{B+C} &= -\frac{f\rho_0\Delta\theta\Delta\lambda}{g\sin^2\theta_0} \sum_{n=2}^{40} (k_n' - l_n') \sum_h (H_h' \cos 2\lambda_0 - \\ &\quad - H_h'' \sin 2\lambda_0) \sin\theta_h \frac{\partial P_n(\mu_h)}{\partial\lambda_0} \\ \Delta y_{B+C} &= -\frac{f\rho_0\Delta\theta\Delta\lambda}{g\sin^2\theta_0} \sum_{n=2}^{40} (k_n' - l_n') \sum_h (H_h' \sin 2\lambda_0 + \\ &\quad + H_h'' \cos 2\lambda_0) \sin\theta_h \frac{\partial P_n(\mu_h)}{\partial\lambda_0} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Les résultats des calculs sont donnés dans la table 4.

7. La combinaison $\Lambda = 1 + k - \ell$ a été déterminée par la comparaison des ondes A_4 avec l'expression théorique [2]

$$\Delta u(M_2) = -1.81624\Lambda \frac{G(\rho)}{g\rho} \sin(2(\zeta - 2S)),$$

qui, selon (7), se transforme en

$$\Delta u(M_2) = -1^{m^s} 0544\Lambda \times \left(1 - 0.00867 \sin^2 \varphi + 0.00007 \sin^4 \varphi + \frac{3h}{a_1}\right) \sin(2(\zeta - 2S)). \quad (17)$$

Les résultats sont donnés dans la table 5 pour deux variantes. Dans la première variante, on a utilisé les ondes A_4 affranchies de l'influence des autres ondes puisqu'elles sont données dans la table 2 mais en tenant compte de l'effet lissant (voir, (8) et table 3). La seconde variante diffère de la première par la prise en considération supplémentaire de l'effet des marées dans l'océan, selon les données de la table 4. Nous donnons les erreurs quadratiques moyennes. Dans la colonne M_2 les amplitudes des ondes (17) sont données pour $\Lambda = 1$.

La valeur moyenne Λ a été calculée pour chaque variante dans deux hypothèses :

- 1) l'écart de phases de β_1 et β_2 est accidentel. Dans ce cas, Λ a été déterminée en amplitude pondérée pour tous les observatoires, de l'onde A_4 . Le poids des coefficients x et y des ondes A_4 (voir 11) ont été fixés d'après leurs erreurs quadratiques moyennes.
- 2) l'écart des phases de β_1 et β_2 n'est pas accidentel. Ici Λ a été déterminé par la moyenne pondérée pour σ_Λ des valeurs de ce coefficient pour tous les observatoires selon les données de la table 5.

La correction de la valeur admise pour le coefficient du terme de la nutation semi-mensuelle a été estimée d'après les résultats de la détermination de l'onde A_3 . La marée O_1 dans l'océan n'a pas été prise en considération à cause de sa petitesse relative et à cause de l'absence de cartes cotidiales sûres pour cette marée. Tenant compte de l'effet d'amortissement (voir (8) et table 3) et en moyennant les ondes A_3 affranchies de l'influence des autres ondes déterminées pour tous les observatoires, nous obtenons le résultat :

$$\begin{aligned} \Delta u(A_3) &= [0^{ms}956 \cos(2(\zeta - S) \pm 0.094) - 0^{ms}105 \sin(2(\zeta - S) \pm 0.096)] \operatorname{tg} \varphi = \\ &= + 0^{ms}962 \cos(2(\zeta - S + 6^\circ.3) \pm 0.094) \operatorname{tg} \varphi \pm 5.7 \end{aligned} \quad (18)$$

L'onde théorique O_1 donne dans la déviation de marée de la verticale [2]

$$\Delta u(O_1) = +0.75378\Lambda \frac{G(\rho)}{g\rho} \cos(2(\zeta - S) \operatorname{tg} \varphi,$$

où, en moyenne pour tous les observatoires choisis et pour $\Lambda = 1.15$

$$\Delta u(O_1) = +0^{ms}501 \cos(2(\zeta - S) \operatorname{tg} \varphi. \quad (19)$$

TABLE 3

Observatoire	Cycle des Observations	M	n	N	\bar{m}	\bar{h}_1	\bar{h}_2
Poulkovo	Janv.1955-mars 1956	203	576	5919	10.3	0.996	0.983
	Avril 1956-déc.1956	368	286	2907	10.2	0.999	0.995
	Janv.1957-juin 1957	508	233	2399	10.3	0.999	0.997
	Juin 1957-août 1959	508	1159	23189	20.0	0.997	0.990
	Sept.1959-déc.1964	508	602	23391	38.9	0.990	0.962
	Moyenne pondérée					0.996	0.984
Zi Ka Wei	Août 1957-déc.1962	450	1807	22851	12.6	0.998	0.995
	Janv.1963-déc.1965	450	426	13412	31.5	0.992	0.968
		Moyenne pondérée				0.997	0.990
Greenwich	Avril 1957-sept.1965	127	1343	13474	10.0	0.990	0.960
Tokyo	Janv.1956-mars 1964	233	1230	15318	12.9	0.998	0.980
Mount Stromlo	Fév.1961-avril 1966	139	664	18860	28.4	0.933	0.747

TABLE 4

Observatoire	Δx_A	Δv_A	Δx_{B+C}	Δv_{B+C}
Poulkovo				
Greenwich	+0 ^{ms} .052	+0 ^{ms} .056	-0 ^{ms} .025	-0 ^{ms} .016
Zi Ka Wei	+0.256	-0.231	-0.049	+0.023
Tokyo	-0.005	-0.085	-0.002	+0.011
Mount Stromlo	+0.177	+0.021	-0.019	-0.010
	-0.025	-0.108	0.000	+0.005

TABLE 5

Observatoire	Λ_1	Λ_2	σ_Λ	β_1	β_2	σ_β	M_2
Poulkovo	0.90	0.90	± 0.28	-42°7	-39°8	± 18.1	-1 ^{ms} .048
Greenwich	1.45	1.62	0.24	+13.1	+4.7	8.7	-1.049
Zi Ka Wei	1.58	1.56	0.38	+9.6	+7.1	13.7	-1.051
Tokyo	0.68	0.84	0.30	-5.4	-3.8	20.2	-1.052
Mount Stromlo	0.91	0.90	0.22	-2.4	-8.6	13.3	-1.052
Moyenne I	1.03	1.10	± 0.12	-1.6	-5.4	± 6.2	-1.051
II	1.08	1.14					

En déduisant de (18) l'expression (19) et le terme luni-solaire dans le mouvement forcé des pôles, selon [2] :

$$\Delta u(\Delta i) = 0.^{ms}313 \cos(2\zeta - S) \operatorname{tg} \varphi,$$

nous obtenons l'expression

$$\Delta u'(A_3) = [0.^{ms}142 \cos(2\zeta - S) - 0.^{ms}105 \sin(2\zeta - S)] \operatorname{tg} \varphi,$$

qui donne le terme semi-mensuel de la nutation en obliquité sous la forme

$$(d\varepsilon) = \begin{matrix} + 0.^{\prime}0944 \cos(2\zeta + 1.^{\circ}0) \\ \pm 0.0015 \qquad \qquad \pm 0.9 \end{matrix} \quad (20)$$

au lieu de la valeur admise $(d\varepsilon)_0 = + 0.^{\prime}0884 \cos 2\zeta$.

Après avoir tenu compte de l'effet amortissant et de l'influence des autres ondes déterminées, l'onde A_5 est égale en moyenne pour tous les observatoires à

$$\Delta u(A_5) = \begin{matrix} [+ 0.^m070 \cos(2\zeta + S) - 0.^{ms}211 \sin(2\zeta + S)] \operatorname{tg} \varphi, \\ \pm 0.120 \qquad \qquad \qquad \pm 0.125 \end{matrix}$$

en éliminant la déviation de marée de la verticale OO_1 ($\Lambda = 1.15$) sous la forme :

$$\Delta u(OO_1) = -0.^{ms}022 \cos(2\zeta + S) \operatorname{tg} \varphi.$$

nous obtenons

$$\Delta u'(A_5) = [+ 0.^{ms}092 \cos(2\zeta + S) - 0.^{ms}211 \sin(2\zeta + S)] \operatorname{tg} \varphi,$$

ce qui donne, grosso modo, ce même terme de la nutation :

$$(d\varepsilon) = \begin{matrix} + 0.^{\prime}1440 \cos(2\zeta + 32.^{\circ}2) \\ \pm 0.0441 \qquad \qquad \pm 17.9. \end{matrix}$$

Le nombre de Love k a été déterminé par la comparaison des ondes A_1 affranchies de l'influence des autres ondes (voir table 2) avec une irrégularité théorique semi-mensuelle de la rotation de la Terre qui, dans le nouveau système des constantes astronomiques a la forme

$$\Delta u_0(A_1) = -2.^{ms}49k \sin 2\zeta.$$

TABLE 6

Observatoire	k	σ_k	β	σ_β
Poulkovo				
Greenwich	0.47	± 1.18	-69.2	± 21.1
Zi Ka Wei	0.32	0.10	-59.3	18.8
Tokyo	0.37	0.19	-82.7	25.9
Mount Stromlo	0.30	0.09	$+16.1$	17.4
	0.18	0.08	-15.2	25.9
Moyenne I	0.219	± 0.049	-29.8	± 12.6
II	0.279	± 0.047		

Nous donnons dans la table 6 les valeurs de k et les phases β des ondes A_1 pour tous les observatoires avec leurs erreurs quadratiques moyennes σ_k et σ_β .

La valeur moyenne k est donnée pour deux variantes :

- 1) la divergence des phases β est accidentelle. Dans ce cas, en faisant la moyenne pour tous les observatoires, l'onde A_1 a la forme $\Delta_u(A_1 = 0.545 \sin(2\omega - 29.8^\circ))$ ce qui donne la valeur $k = 0.219$.
- 2) la divergence des phases β n'est pas accidentelle. Nous obtenons $k = 0.279$ par la moyenne des valeurs k pour tous les observatoires avec des poids fixés par σ_k .

CONCLUSIONS

1. Notre travail, comme les autres [16, 17, 26, 27] montre que les observations de l'heure peuvent être utilisées avec succès pour étudier les déformations de marée de la Terre et des particularités de sa rotation autour du centre de masses.

2. L'utilisation pratique de la méthode des cartes cotidales pour tenir compte de l'influence des marées dans l'océan sur la direction de la verticale montre que la précision des cartes existantes n'est satisfaisante que pour tenir compte de l'influence des zones éloignées. Pour les stations cotières, où l'influence des zones voisines peut atteindre 50% de l'effet général, il manque une information plus détaillée sur les marées dans les mers intérieures et pour les rives des océans.

J'exprime en conclusion ma reconnaissance à N.N. Pavlov pour son étude de ce travail.

21 mai 1968.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 V.S. Goubanov. Messenger de l'Université de Leningrad - n° 13 - publ. 3, 163, 1965
- 2 V.S. Goubanov. Revue astronom. 43. Publ. 2, 441, 1966
- 3 Temps étalon aux époques moyennes de transmissions des signaux radio. M. Janvier - 1955 - déc. 1964
- 4 Time Serv. Bull. Roy. Greenwich. Observ. N° 7, 1957; N° 134, 1965
- 5 Time Serv. Bull. B. Mount Stromlo Observ. 30, N° 1, 1956; 38, N° 3, 1964
- 6 Time Serv. Bull. B., Mount Stromlo Observ., fév. 1961 - apr. 1966
- 7 E. Woolard. Astron. J., 64, N° 4, 140, 1959
- 8 J. Bartels, Handbuch Phys., 48, Geophysik II, 734, 1957
- 9 N.I. Idelson. Appendice de l'Annuaire astronomique d'URSS de 1942, 422, 429, 1941
- 10 A.A. Mikhaïlov. Cours de gravimétrie et de théorie de la figure de la Terre Red, Bureau G.U.T.K., URSS, M, 398, 1939
- 11 J. Kovalevsky. Bull. Astron. 1, ser. 3, f. 1, 19, 1966
- 12 P. Melchior, The Earth tides, 216-221, 1966
- 13 M.S. Molodenskii, M.V. Kramer. Marées Terrestres et nutation de la Terre, 3, 1961
- 14 M.S. Molodenskii. Travaux de l'institut de géophys. Ac. des Sc. d'URSS, N° 19, 3, 1953
- 15 N.N. Pariiskii. Nouvelles de l'Ac. des Sc. d'URSS, série géophys. N° 2, 193, 1963
- 16 W. Markowitz. Boll. di Geofis., Anno II, N° 5, 1960

- 17 G.P. Pilnik. Nouvelles de l'Ac. des Sc. d'URSS. Physique de la Terre N° 7, 3, 1967
- 18 M.G. Serebrennikov, A.A. Pervozvanskii. Découverte des périodicités cachées 29, 1965
- 19 E.P. Fedorov. Nutation et mouvement forcé des pôles de la Terre d'après les données des observations de latitudes. Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, Kiev, 1958
- 20 K.T. Bogdanov. Trav. de l'Inst. d'Océanologie Ac. des Sc. d'URSS, 60, 142, 1962
- 21 K.T. Bogdanov. Trav. de l'Inst. d'Océanologie Ac. des Sc. d'URSS, 66 59, 1963
- 22 Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Bd. 3, Astronomie, Geophysik, 526, 1952
- 23 G. Prüfer, Veröff. Inst. Meereskunde, N.F. Reihe A, Heft 37, 1939
- 24 N.I. Idelson. Théorie du potentiel et de son application aux problèmes de géophysique H.T.J.I. Leningr. M. 1932
- 25 I.M. Longman. J. Geophys. Res., 68, N° 2, 485, 1963
- 26 A. Stoyko. Comm. Observ. Roy. Belg. 236, S. G. 69, 440, 1964
- 27 S. Debarbat. Bull. Astron., 2, ser. 3, 4, 541, 1967.

FILTERPROBLEME BEI DER ERDGEZEITENREGISTRIERUNG MIT LA COSTE-ROMBERG GRAVIMETERN MODELL G

H.-G. WENZEL

Institut für Theoretische Geodäsie der Technischen Universität Hannover.

Summary

Some problems of signal filtering in earth tide recording with La Coste-Romberg gravity meter Model G are discussed.

Einleitung

Astasierte Metallfedergravimeter von La Coste-Romberg gehören zu den genauesten Instrumenten für die Schweremessung /1/. Seit etwa zwei Jahren wird das Modell G mit einem kapazitiven Abgriff des Meßsystems gebaut, der neben der Erleichterung der Feldmessungen den Anschluß eines Schreibers zur Erdzeitenregistrierung ermöglicht. Einige der hierbei auftretenden Probleme der Signalfilterung werden im Folgenden aufgezeigt.

1. Eigenschwingungen

Durch kurzperiodische Vertikalbeschleunigungen infolge von Mikroseismik wird das Meßsystem zu Eigenschwingungen angeregt.

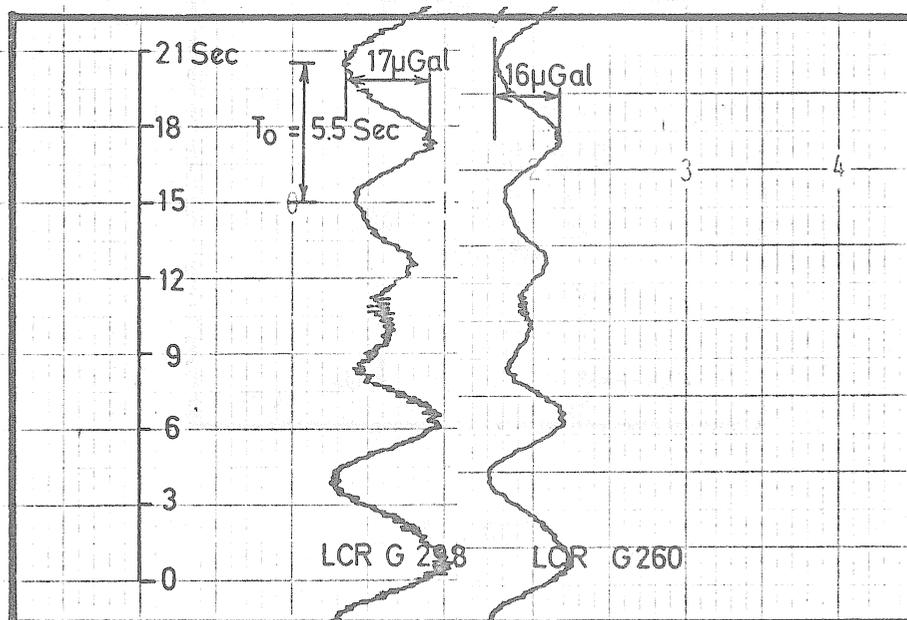


Abb. 1

Die Frequenz der Eigenschwingungen liegt beim LCR Modell G bei 0.18 - 0.19 HZ entsprechend einer Periode von 5.2 - 5.7 Sec. Zwei am selben Ort registrierende Gravimeter zeigen große Übereinstimmung in ihrem Störsignal (Abb. 1). Die Amplitude der Eigenschwingungen ist von der mechanischen Dämpfung des Meßsystems, der elektrischen Dämpfung des Signals und der auslenkenden Vertikalbeschleunigung abhängig.

2. Dämpfung

Das Zusammenwirken von mechanischer und elektrischer Dämpfung des Gravimeters wird bei der Registrierung einer Sprungfunktion

$$\bar{x}(t) = \begin{cases} x_0 & \text{für } t < t_0 \\ x_0 + \Delta x & \text{für } t \geq t_0 \end{cases} \quad (1)$$

(plötzliche Verstellung des Meßsystems mit der Spindel) sichtbar. Das registrierte Signal zeigt ein exponentielles Einlaufverhalten (Abb. 2); es kann nach VOLKOV /2/ beschrieben werden durch

$$U(t) = U_0 + \Delta U \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{k}} \right) \quad (2)$$

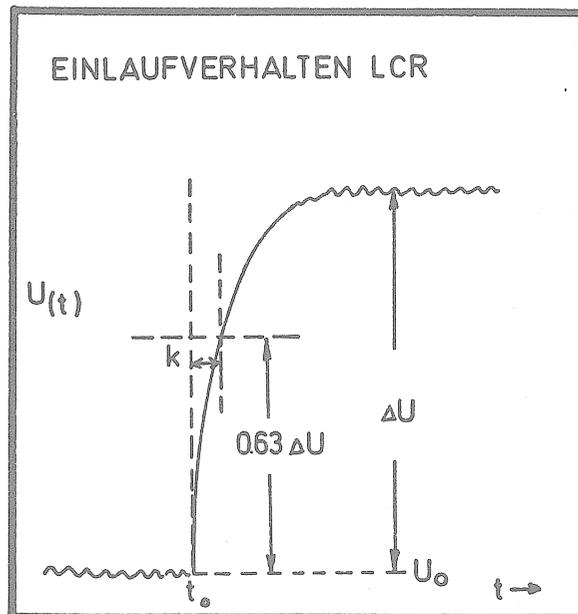


Abb. 2

Hierbei ist k die Dämpfungskonstante des Signals. Sie kann ermittelt werden durch Messung der Zeit $t-t_0$ für

$$U(t) = \Delta U(1 - e^{-t/k}) = 0.632 \Delta U \quad (3)$$

Die Dämpfungskonstante k des LCR Modell G liegt je nach Längsneigung des Gravimeters zwischen 3 und 7 Sec (Abb. 3).

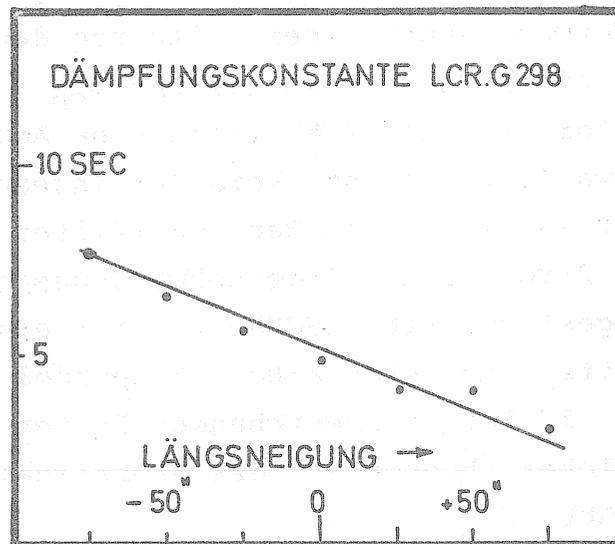


Abb. 3

Durch die Neigungsabhängigkeit der Dämpfung ist die Amplitude des Störsignals ebenfalls neigungsabhängig. Wegen der Dämpfung des Signals ergibt sich eine geringe Phasenverschiebung ϕ und Amplitudendepression a des Gezeitensignals, deren Größen nach /2/ berechnet werden können:

$$\tan \phi = \omega k \quad (4)$$

$$a \sim 1 - \frac{1}{2} \omega^2 k^2 \quad (5)$$

$$\omega = 2\pi f = 2\pi/T = \text{Kreisfrequenz}$$

Mit $k = 5.5$ Sec ergibt sich für die halbtägigen Wellen

$$\phi = 0.05 \quad a = 1 - 3 \cdot 10^{-7}$$

Die Auswirkung der Dämpfung des LCR Gravimeters Modell G für die Erdzeitenregistrierung kann also vernachlässigt werden.

3. Filterung des Signals

Registriert man direkt das vom Gravimeter kommende Signal (Abb. 1, Abb. 6 unten), so erhält man eine sehr breite Kurve und damit eine schlechte Ordinaten Genauigkeit. Es ergibt sich die Notwendigkeit einer Filterung des Signals. Ein RC-Filter mit einer Phasenverschiebung $\phi_{SD} < 0.1$ ($RC < 12$ Sec) liefert für das Störsignal eine Amplituden-depression von etwa 0.5. Eine stärkere Verringerung des Störsignals erhält man mit einem Bandsperrfilter, dessen Sperrperiode $T_s = 2\pi RC$ auf die Eigenschwingungsperiode des Meßsystems abgestimmt ist. ZSCHAU /3/ hat ein derartiges Filter bereits beim Askania-Bohrlochpendel angewendet. Wir haben ein von /3/ leicht abweichendes Filter konstruiert (Abb. 4), welches theoretisch das Störsignal vollständig unterdrückt (Abb. 5).

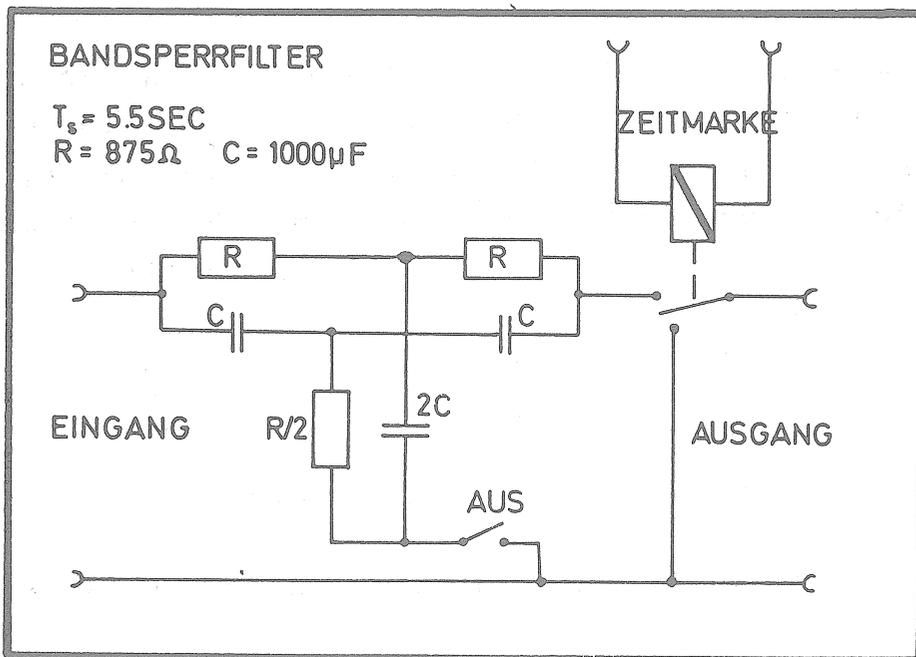


Abb. 4

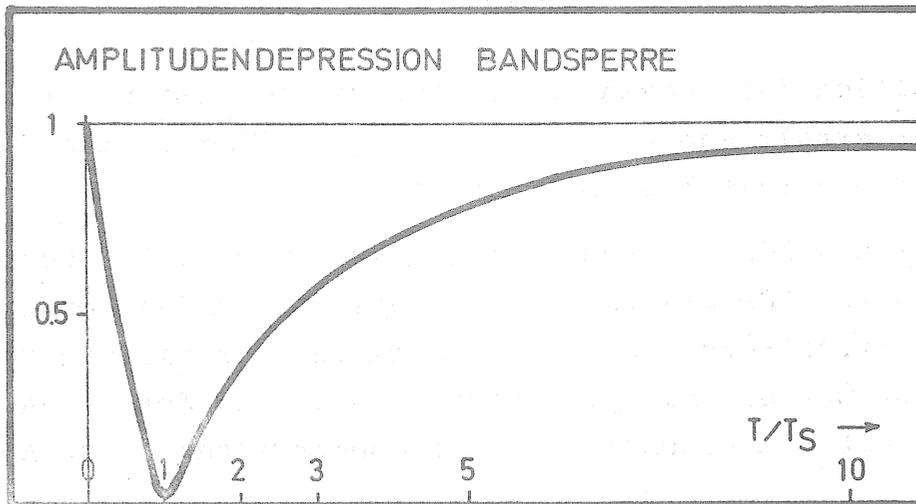


Abb. 5

Durch Abweichungen der Bauelemente und Oberwellen (Abweichungen von der Sinusförmigkeit) des Störsignals ist die Unterdrückung in der Praxis nur etwa 90%.

Für das Gezeitensignal wurde die Phasenverschiebung und die Amplitudendepression des Filters abgeleitet zu

$$\tan \phi = 4 \omega RC \quad (6)$$

$$a \sim 1 - 8\omega^2 R^2 C^2 \quad (7)$$

Für die Sperrperiode $T_s = 5.5$ Sec ergibt sich für die halbtägigen Wellen

$$\phi = 0.03 \quad a = 1 - 1.2 \cdot 10^{-7}$$

Zur Kontrolle der Formeln (6), (7) und der Bauelemente des Filters wurde nach dem Verfahren von VOLKOV /2/ die Phasenverschiebung und Amplitudendepression des Gezeitensignals für die Gerätekombination LCR-Gravimeter + Filter durch Registrierung einer Sprungfunktion bestimmt. Es ergab sich eine Dämpfungskonstante von 10 Sec und mit (4), (5) für halbtägige Wellen

$$\phi = 0.08 \quad a = 1 - 1.0 \cdot 10^{-6}$$

Durch Addition der Phasenverschiebungen von Gravimeter und Filter erhält man $\phi = 0.08$, also gute Übereinstimmung mit dem direkt bestimmten Wert.

Wie man sieht, können Phasenverschiebung und Amplitudendepression des LCR-Gravimeters einschließlich des benutzten Bandsperrfilters für die Erdzeitenregistrierung vernachlässigt werden. Die praktische Auswirkung der Signalfilterung mit dem beschriebenen Bandsperrfilter zeigt Abb. 6.

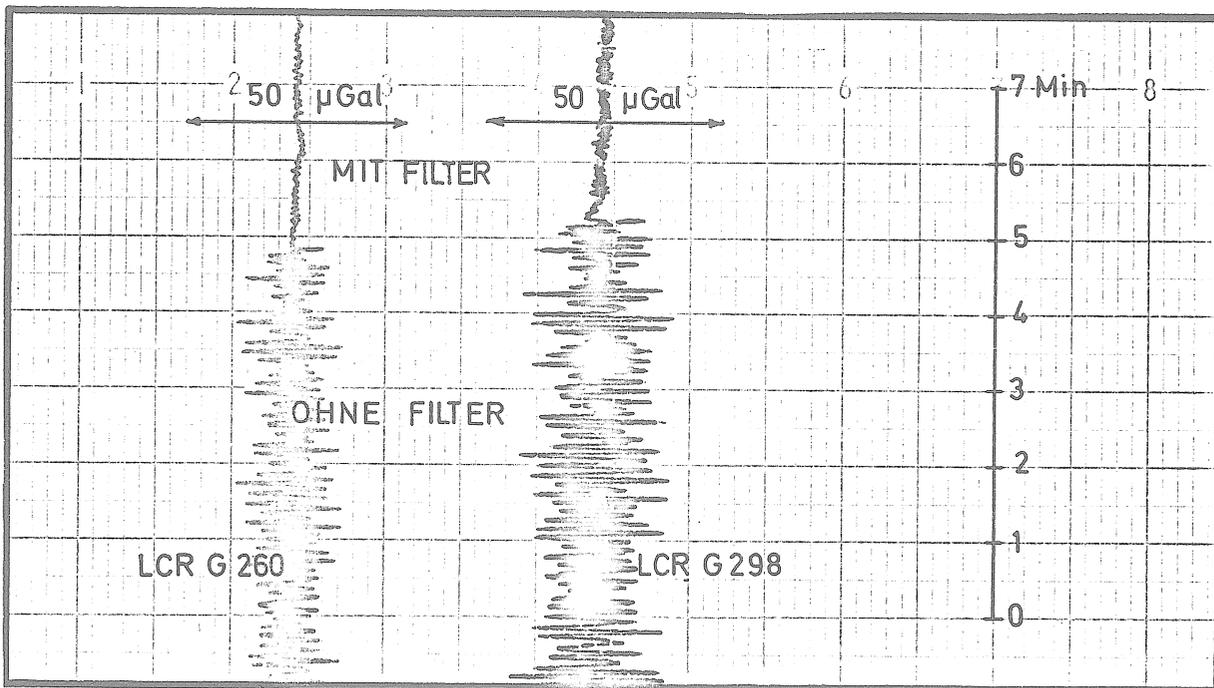
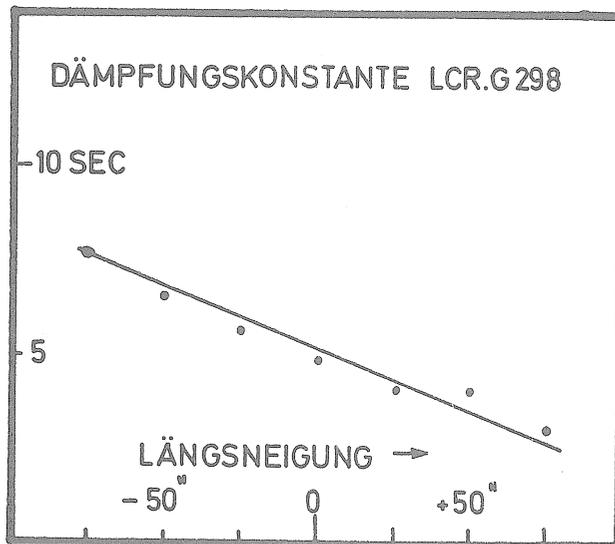
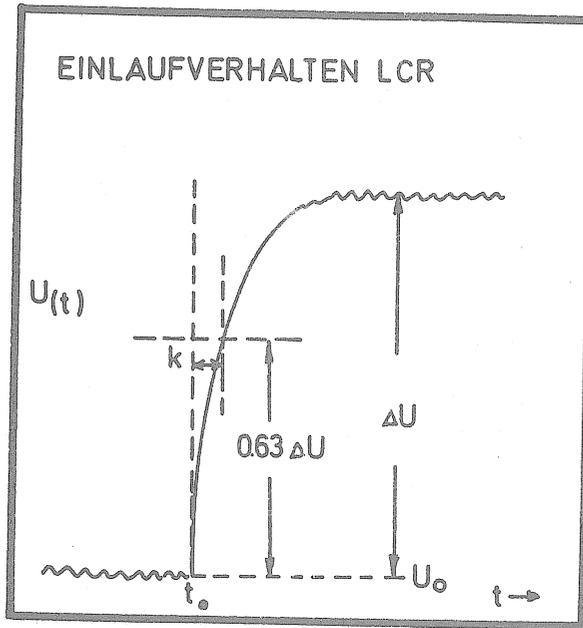


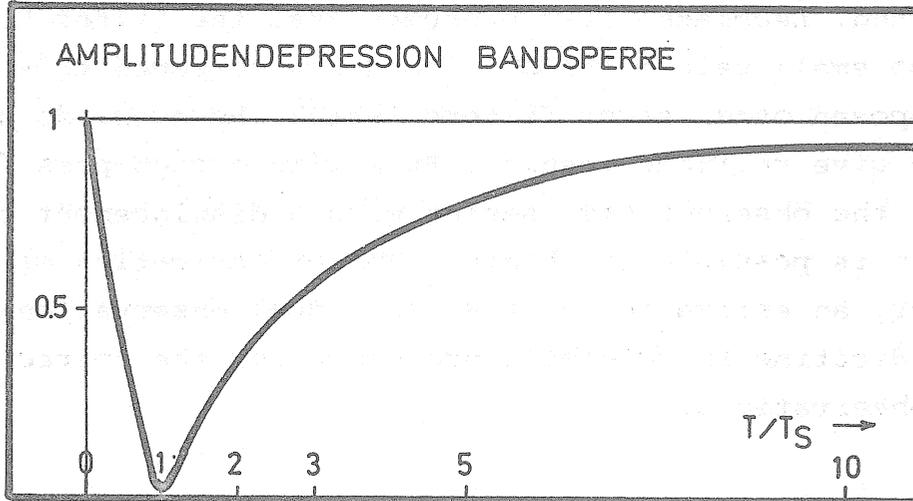
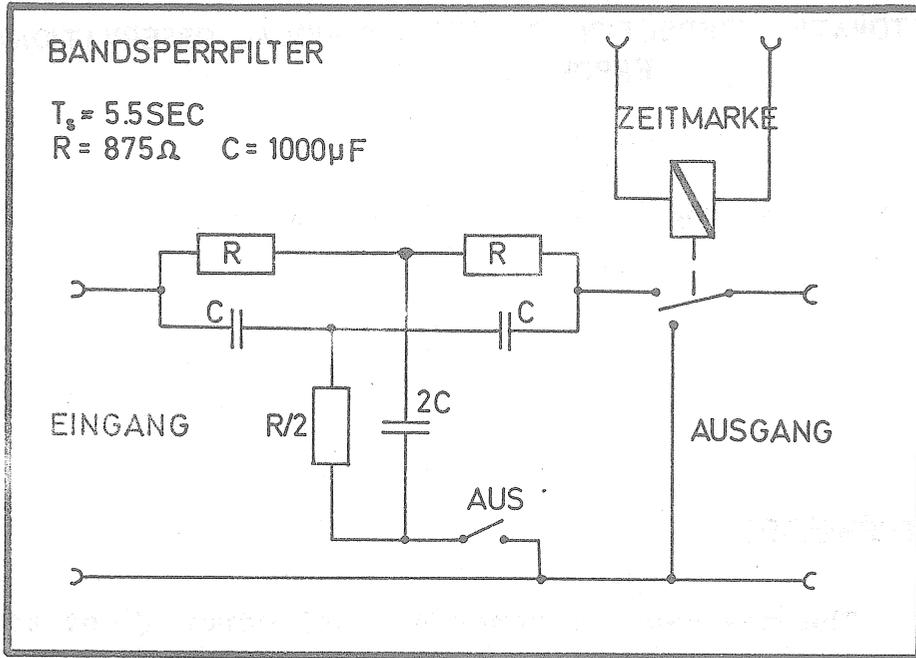
Abb. 6

Selektive Bandsperrfilter sind für alle Geräte mit konstanter Eigenschwingungsperiode, also für Vertikalpendel, Horizontalpendel, Extensometer, Gravimeter etc. anwendbar und verursachen gegenüber einer äquivalenten Filterung (gleiche Unterdämpfung des Störsignals) mit einem RC-Filter erheblich geringere Phasenverschiebungen und Amplitudendepressionen des Gezeitensignals.

Literatur

- /1/ Torge, W.: Großräumige Schweremessungen mit La Coste-Romberg Gravimetern 1964 - 1970, Deutsche Geodätische Kommission, Reihe B Nr. 183, München 1971
- /2/ Volkov, V.A.: Détermination des caractéristiques de phase des systèmes enregistreurs de marées-gravimètre-galvanomètre, Bulletin d'informations des marées terrestres No. 62
- /3/ Zschau, J.: Vorschlag zur Filterung des Meßsignals vom Askania Bohrlochneigungsmesser, vorgelegt auf der Sitzung der Arbeitsgruppe Geodynamik Clausthal 1971





ESTIMATION AND AUTOMATIC CORRECTION OF THE INDIVIDUAL OBSERVATIONAL ERROR

F. DE MEYER

Royal Meteorological Institute, Uccle, Belgium.

1.- Introduction

The mean-square observational error σ of tidal observations is commonly estimated by applying a suitable error filter to the data. In this connection, Lecolazet's filter $F_1 = z_{1/2}^5 z_0 (Y_3 - \frac{1}{2} Y_0)$ is frequently used; the application of this filter on different intervals yields a sequence of quasi-independent numbers, from which σ can be calculated. Lecolazet also presumes that the filter F_1 should give too small values for σ . Venedikov reviewed this question and proposed other error filters, which, however, do not seem to give reliable results. By moving a high-pass filter through the observed time series with a displacement of one hour, it is possible to obtain a better estimation of σ and, moreover, an estimation of the individual observational errors, thus indicating an automatic procedure for the correction of the tidal observations.

2.- The basic idea of Lecolazet

The harmonic analysis of a tidal time series mainly aims at the determination of the ratio of the observed amplitudes to the theoretical amplitudes of the tidal waves, as well as the difference between the observed and theoretical phases. In any form of the computational technique (methods of Lecolazet [3], Pertzev [8], Venedikov [10]) the ultimate results are obtained by applying several linear, discrete filters to the sampled

records. It is well known how the mean-square error of the harmonic analysis is related to the mean-square observational error (Lecolazet [4]), but there exists some discrepancies between the various methods for estimating the latter. In order to place Lecolazet's ideas into the framework of the general theory of stochastic processes, we want to study carefully how the mean-square observational error may be estimated.

An earth tide record $y(t)$ is essentially considered as made up of three parts :

- (1) a completely determined function $x(t)$, which may be called the systematic part; $x(t)$ is nothing but the superposition of the harmonic waves, building up the tidal effect;
- (2) a slowly moving function of time $d(t)$, which is often called a drift and is due to the response of the measuring instrument to the variations of many geophysical phenomena at the station;
- (3) a time function $\xi(t)$, which will be called the "noise" of the record. It is assumed that $\xi(t)$ is a realisation of a normal and weakly stationary stochastic process, with mean $\mu(\xi)$ and variance $\sigma^2(\xi)$. This function can be conceived as the result of the appearance of observational errors, digitalisation errors and numerical errors in treating the data.

Formally we can write for this model of an earth tide observation

$$y(t) = x(t) + d(t) + \xi(t) \quad (1)$$

This continuous function is digitized to a sequence of ordinates

$$y_k = x_k + d_k + \xi_k \quad , \quad 1 \leq k \leq N \quad (2)$$

of which we assume that the random variables ε_k have the mean

$$\mu_{\varepsilon} = E\{\varepsilon_k\} \quad (3)$$

and variance

$$\sigma_{\varepsilon}^2 = E\left\{(\varepsilon_k - \mu_{\varepsilon})^2\right\} \quad (4)$$

where we used the symbol E for the mathematical expectation value, defined for the random process. The stationarity hypothesis for the random sequence ε_k brings on that μ_{ε} and σ_{ε}^2 are independent on the index k.

Applying a discrete linear filter $\{h_r\}$, $-m \leq r \leq m$, to the discrete time series $\{y_k\}$ yields the filtered sequence of ordinates

$$\begin{aligned} \bar{y}_k &= \sum_{r=-m}^m h_r y_{k-r} = \sum_{r=-m}^m h_r x_{k-r} + \sum_{r=-m}^m h_r d_{k-r} + \sum_{r=-m}^m h_r \varepsilon_{k-r} \\ &= \bar{x}_k + \bar{d}_k + \bar{\varepsilon}_k \end{aligned} \quad (5)$$

The basic idea of Lecolazet for estimating σ_{ε} was to choose a linear filter that eliminates the tidal waves and the instrumental drift on the interval of application; hence one obtains a result that depends only on observational errors. For a practical application this assumption implies that the random errors ε_k contribute mainly to the high frequency part of the Fourier spectrum of the time function $y(t)$. If one applies this filter n times, each time using different data, one may expect to obtain n quasi-independent numbers from which the mean-square observational error can be derived.

In order to put these ideas into a mathematical context, we consider n non-overlapping intervals of length $2m+1$ in the data, such that $N = (2m+1)n$. Applying the filter $\{h_r\}$ to the segment k yields the estimate

$$\bar{\varepsilon}_k = \sum_{r=-m}^m h_r \varepsilon_{k-r}, \quad 1 \leq k \leq n \quad (6)$$

since we assume that the filter eliminates correctly the drift and the tidal waves from the record; $\bar{\epsilon}_k$ is nothing but an estimate of the observational error at the time instance $t_k = m+1+(k-1) - (2m+1)$

The covariance sequence of the random series $\{\bar{\epsilon}_k\}$ is by definition

$$\begin{aligned} \bar{c}_j &= \text{cov} \left\{ \bar{\epsilon}_k, \bar{\epsilon}_{k+j} \right\} = \sum_{r=-m}^m \sum_{s=-m}^m h_r h_s \text{cov} \left\{ \epsilon_{k-r}, \epsilon_{k+j-s} \right\} \\ &= \sum_{r=-m}^m \sum_{s=-m}^m h_r h_s c_{j+r-s} \end{aligned} \quad (7)$$

where c_j denotes the discrete form of the covariance function of the error function $\xi(t)$

$$c_j = \text{cov} \left\{ \epsilon_k, \epsilon_{k+j} \right\} \quad (8)$$

We explicitly state that the transition in Eq (7) is valid on account of the stationarity hypothesis of $\xi(t)$. From Eq (7) it immediately follows that

$$\bar{c}_j = c_j \sum_{r=-m}^m h_r^2 + \sum_{r=1}^{2m} (c_{j+r} + c_{j-r}) \left(\sum_{s=-m}^{m-j} h_s h_{s+r} \right) \quad (9)$$

Further if we define the correlation coefficient between ϵ_k and ϵ_{k+j} by

$$\rho_j = \text{corr} \left\{ \epsilon_k, \epsilon_{k+j} \right\} = \frac{c_j}{c_0} = \frac{c_j}{\sigma_\epsilon^2} \quad (10)$$

then Eq (9) becomes

$$\bar{c}_j = \sigma_\epsilon^2 \left[\rho_j \sum_{r=-m}^m h_r^2 + \sum_{r=1}^{2m} (\rho_{j+r} + \rho_{j-r}) \left(\sum_{s=-m}^{m-j} h_s h_{s+r} \right) \right] \quad (11)$$

As a special case we obtain the variance of the time series

$$\{\bar{\epsilon}_k\}$$

$$\bar{c}_0 = \text{var}\{\bar{\epsilon}_k\} = \sigma_{\epsilon}^2 \left[\sum_{r=-m}^m h_r^2 + 2 \sum_{r=1}^{2m} \rho_r \left(\sum_{s=-m}^m h_s h_{s+r} \right) \right] \quad (12)$$

In order to simplify this expression it is necessary to adopt a model for the random noise $\{\epsilon_k\}$: we assume that the random errors ϵ_k are not cross-correlated, i.e. that they are a realization of a white stochastic process

$$c_{r-s} = \sigma_{\epsilon}^2 \delta_{rs} \quad (13)$$

where δ_{rs} is the Kronecker delta

$$\begin{aligned} \delta_{rs} &= 1 && \text{if } r = s \\ &= 0 && \text{if } r \neq s \end{aligned} \quad (14)$$

in order to give

$$\rho_r = \delta_{r0} \quad (15)$$

Hence

$$\text{var}\{\bar{\epsilon}_k\} \approx \sigma_{\epsilon}^2 \sum_{r=-m}^m h_r^2 \quad (16)$$

This form relates the mean-square error of the random series $\{\bar{\epsilon}_k\}$, obtained by filtering the original observations with a suitable filter, to the mean-square error σ_{ϵ} of an observation. As a proper estimate for the variance we can use the common form

$$\text{var}\{\bar{\epsilon}_k\} \approx \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\bar{\epsilon}_j - \bar{\mu}_{\epsilon})^2 \quad (17)$$

where $\mu_{\bar{E}}$ is the mean of the time series $\{\bar{E}_k\}$. Combining the expressions (16) and (17) it follows that the mean-square observational error will be approximated by

$$\sigma_{\bar{E}} \approx \left[\frac{\sum_{j=1}^n (\bar{E}_j - \mu_{\bar{E}})^2}{n \sum_{r=-m}^m h_r^2} \right]^{1/2} \quad (18)$$

2.- The error filters of Lecolazet and Venedikov

Lecolazet [4], [6] proposed two filters, written with the notations of Labrouste

$$F_1 = z_{1/2}^5 z_6 (Y_3 - \frac{1}{2} Y_0) \quad (19)$$

which is applied on 24 consecutive ordinates, with the filter coefficients symmetric around 11h.30m. For this filter we have

$$h(F_1) = \sum_{r=-m}^m h_r^2 = 1872 \quad (20)$$

Lecolazet also expresses his presumption that the filter F_1 should give too small values for $\sigma_{\bar{E}}$.

The second filter is

$$F_2 = z_{11.5} z_{12} z_{12.5} z_{13} \quad (21)$$

with

$$h(F_2) = 22 \quad (22)$$

Venedikov [9] urges for the necessity of eliminating the instrumental drift and expects a better estimation of $\sigma_{\bar{E}}$ when

one applies an error filter on the time series one obtains after the elimination of the drift by the filters of the harmonic analysis and not on the hourly ordinates themselves. Writing

$$\begin{aligned} E_1 &= -2883 Y_0 + 2454 Y_1 - 1555 Y_2 + 646 Y_3 - 161 Y_4 \\ E_2 &= 2359 Y_0 + 1675 Y_1 + 1497 Y_2 + 562 Y_3 + 317 Y_4 \end{aligned} \quad (23)$$

for the interpolation filters of Lecolazet [5] for the diurnal and semidiurnal series and

$$P = \frac{7}{15} Y_0 - \frac{1}{15} (Y_2 + Y_3 + Y_5 + Y_8 + Y_{10} + Y_{13} + Y_{18}) \quad (24)$$

for Pertzev's filter [7] and

$$\begin{aligned} L_1 &= z_4 z_6 (z_5 + z_8) Y_3 \\ L_2 &= z_{3/2}^2 z_4 Y_6 (Y_5 + Y_8) \end{aligned} \quad (25)$$

for the diurnal and semidiurnal filters of Lecolazet [3], Venedikov examines the effect of the following filters

$$\begin{aligned} V_1 &= E_1 L_1 & h(V_1) &= 23517 \\ V_2 &= E_2 L_2 & h(V_2) &= 18700 \\ V_3 &= E_1 L_1 P & h(V_3) &= 21012 \\ V_4 &= E_2 L_2 P & h(V_4) &= 18234 \end{aligned} \quad (26)$$

The fact that the estimation of the mean-square observational error σ_E exceedingly depends on the choice of the error filter and, to a less degree, on the tidal observations in question clearly appears from Table 1, where we illustrated some results of the numerical estimation of σ_E .

Reference	Filter	Length	σ_{ϵ} (μgal)	$\frac{\sigma_{\epsilon}}{240}$
[6]	F ₁	9 months	1.17	0.5
[6]	F ₂	9 months	15	6.3
[9]	V ₃	92 months	6.0	2.5
[9]	V ₄	92 months	20.9	8.7

Table 1 - Numerical estimation of σ_{ϵ}

When comparing these values of σ_{ϵ} to the theoretical maximum variation in the intensity of gravity (240 μgal), then we find widely divergent results, as shown in the last column of Table 1.

3.- Frequency response of the error filters

Venedikov [9, p. 1226] rightly remarks that these differences should be explained by the fact that these filters treat the instrumental drift in a different way. Therefore it is necessary to study the frequency behaviour of the filters concerned, i.e. their action on the input waves as a function of frequency. Consequently we found it necessary to recall some elementary notions about the linear filter theory.

Defining the discrete Fourier transform of the time series $\{Y_k\}$ by

$$Y(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} Y_k e^{-2 \pi i k f} \quad (27)$$

then it immediately follows from the convolution theorem of Fourier transforms that the discrete convolution in Eq (5) takes the following simple form on the frequency axis

$$\bar{Y}(f) = H(f) \cdot Y(f) \quad (28)$$

where

$$H(f) = \sum_{r=-m}^m h_r e^{-2 \pi i r f} \quad (29)$$

is usually called the frequency response of the discrete filter $\{h_r\}$. $H(f)$ is nothing but the well-known selectivity curve of the tidal filters. In view of Eq (28) this frequency dependent function will show how the frequency structure of the original time series $\{y_k\}$ will be deformed by the filter, in amplitude as well as in phase. In general, $H(f)$ will be a complex function of frequency

$$H(f) = |H(f)| e^{2\pi i \phi(f)} \quad (30)$$

with modulus

$$|H(f)| = \left\{ [Re H(f)]^2 + [Im H(f)]^2 \right\}^{1/2} \quad (31)$$

and phase shift

$$\phi(f) = \tan^{-1} \frac{Im H(f)}{Re H(f)} \quad (32)$$

For a symmetrical filter

$$h_{-r} = h_r, \quad 0 \leq r \leq m \quad (33)$$

the expression (29) reduces to

$$H(f) = h_0 + 2 \sum_{r=1}^m h_r \cos 2\pi r f, \quad \phi(f) = 0 \quad (34)$$

and for an anti-symmetrical filter

$$h_{-r} = -h_r, \quad h_0 = 0, \quad 1 \leq r \leq m \quad (35)$$

one obtains

$$H(f) = 2 \sum_{r=1}^m h_r \sin 2\pi r f, \quad \phi(f) = \frac{1}{4} \quad (36)$$

In this connection we also recall a consequence of the sampling theorem of discrete time series (Bendat [1]): if a continuous function is digitalized with a sampling interval Δt , then the highest frequency that will be left into the time series after the sampling, will be given by the Nyquist frequency

$$f_N = \frac{1}{2 \Delta t} \quad (37)$$

In other words, the study of the frequency behaviour of a discrete filter may be restricted to the so-called Nyquist interval.

$$0 \leq f \leq f_N \quad (38)$$

The frequency response curves of the filters of Sec. 2 are illustrated in Fig. 1. We note that the abscis has been measured in the dimensionless quantity f/f_N , where $f_N = 0.5$ cph for $\Delta t = 1$ hour ; the principal tidal waves must be found at the following frequencies

$$K_1 : f = 0.04178 \text{ cph. , } f/f_N = 0.08356$$

$$M_2 : f = 0.08051 \text{ cph , } f/f_N = 0.16102$$

$$M_3 : f = 0.12077 \text{ cph , } f/f_N = 0.24154$$

The frequency response of the filter F_1 is essentially zero in the low frequency range $0 \leq f \leq 0.1$ cph and presents a non-uniform behaviour for the higher frequencies. The filter F_1 positively eliminates the drift and the tidal waves, but also the waves in the high frequency part of the Fourier spectrum of the observed time series, where the frequency response becomes zero. This clearly is the explanation of the fact that the filter F_1 gives too small values for $\sqrt{\varepsilon}$, in accordance with the presumption of Lecolazet.

The filter F_2 eliminates the tidal waves, but by no means the instrumental drift; moreover it has a non-uniform behaviour in the high-frequency band, where we note several zeros. If, for example, the drift should appear as an harmonic wave with a frequency between 0.01 cph and 0.03 cph, where the first maximum of the frequency response of F_2 lies, i.e. as a wave of period between 33 hours and 100 hours, then this drift would not at all be eliminated by F_2 . By this combined effect it may happen that the filter F_2 may give a completely erroneous estimation of $\sqrt{\varepsilon}$.

Venedikov's filters show a number of sharp peaks in their frequency responses, so that we may expect that they may yield rather divergent estimates of $\overline{\sigma}_{\xi}$. This conclusion becomes obvious when we remark that important remnants of the tidal waves are left in the filtered series after application of Venedikov's filters, as we learn from Table 2, where we show the value of the corresponding frequency responses for the principal tidal waves.

Filter	K_1	O_1	M_2	S_2	M_3
V_1	-76.78	6.40	21.44	0.02	12863.72
V_2	15.14	-3.85	11.77	-19.05	-142.05
V_3	-76.71	6.45	21.45	0.01	12863.66
V_4	15.16	-3.83	11.74	-19.07	-142.05

Table 2 - Frequency response values for Venedikov's filters

In view of Eq (28) we may conclude that these waves of great amplitudes, compared by small amplitudes of the waves induced by the random errors, are amplified in a significant way by Venedikov's filters.

From the curves in Fig 1 it is also evident that the divergent values of $\overline{\sigma}_{\xi}$, calculated with the respective filters, can be explained by the different frequency behaviour of these filters. Their action in the high frequency band, where the contributions of the random errors to the Fourier spectrum may be located, is by no means uniform, so that some waves with frequencies in this interval will be more amplified than other ones; moreover, we may conclude that the elimination of the instrumental drift, which we essentially conceive as a combination of long period waves, is done in an insufficient way by most of the filters.

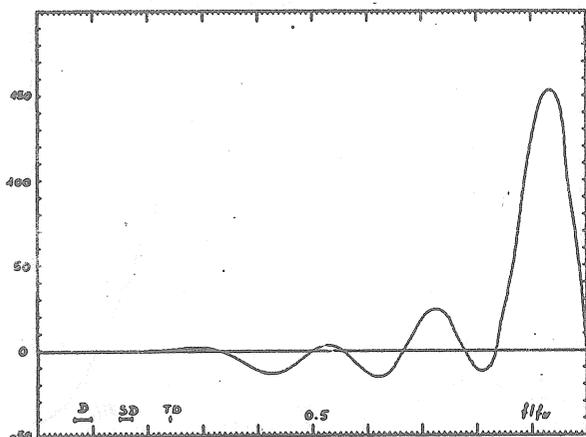


Fig 1.1 Frequency response
filter F₁ Lecolazet

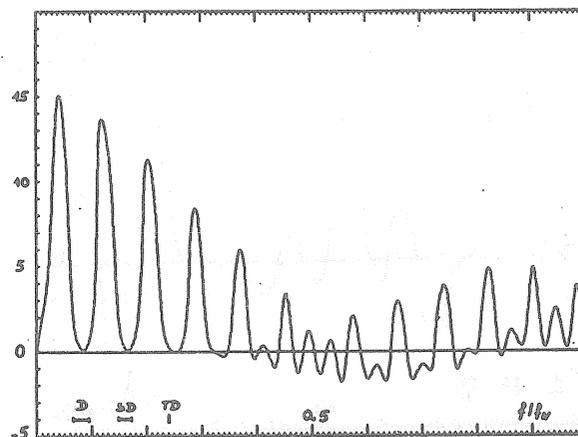


Fig 1.2 Frequency response
filter F₂ Lecolazet

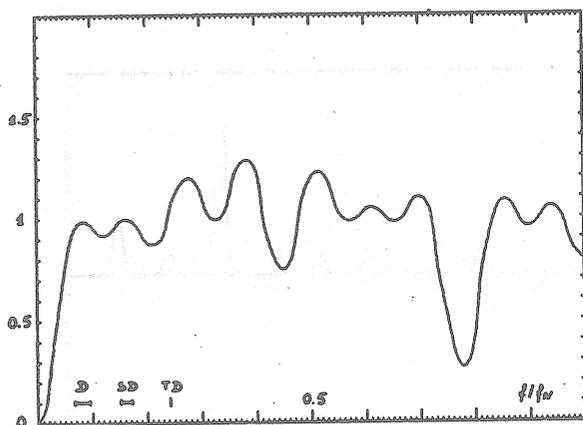


Fig 1.3 Frequency response
filter P Pertzev

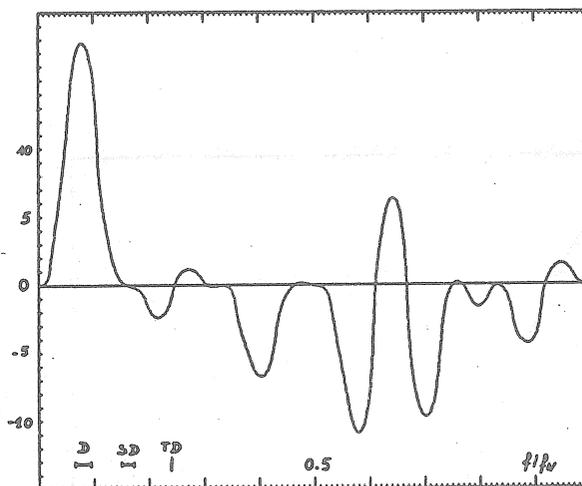


Fig 1.4 Frequency response
filter L₁ Lecolazet

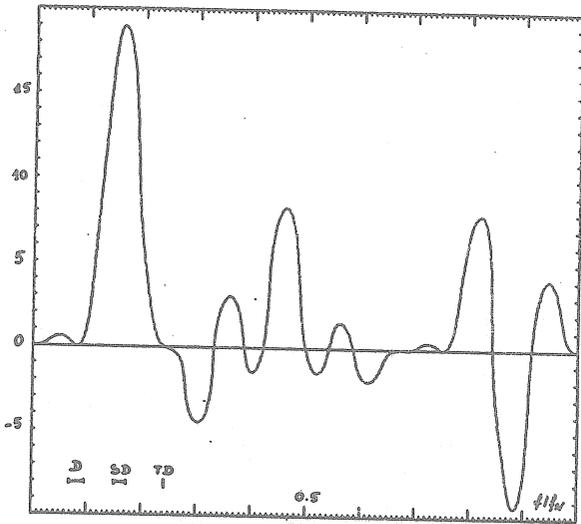


Fig 1.5 Frequency response
filter L₂ Lecolazet

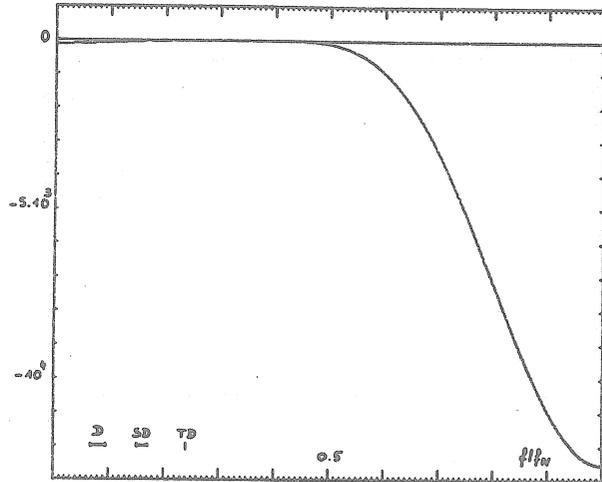


Fig 1.6 Frequency response
filter E₁ Lecolazet

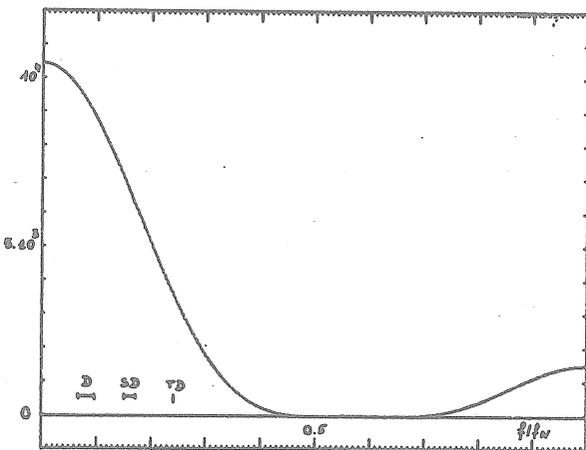


Fig 1.7 Frequency response
filter E₂ Lecolazet

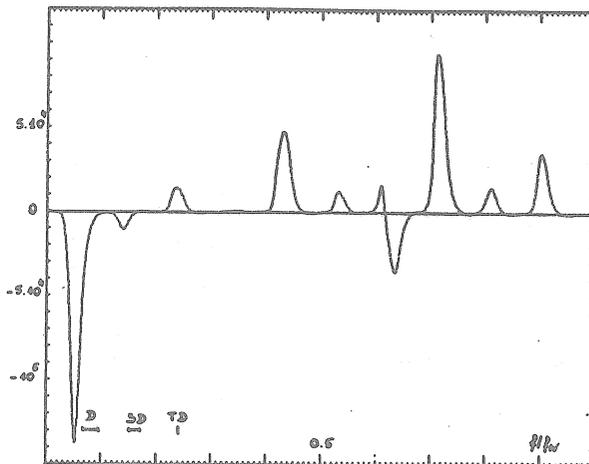


Fig 1.8 Frequency response
filter V₁ Venedikov

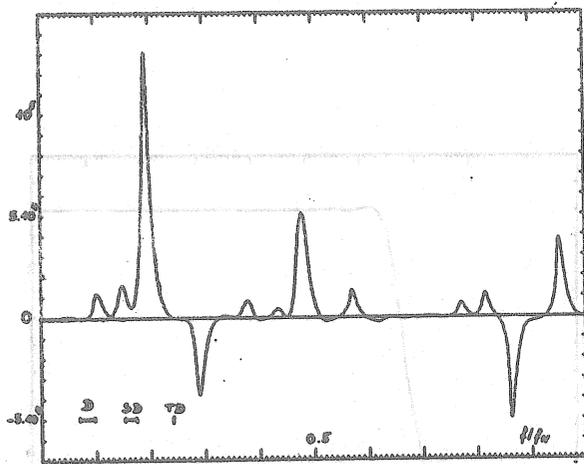


Fig 1.9 Frequency response
filter V_2 Venedikov

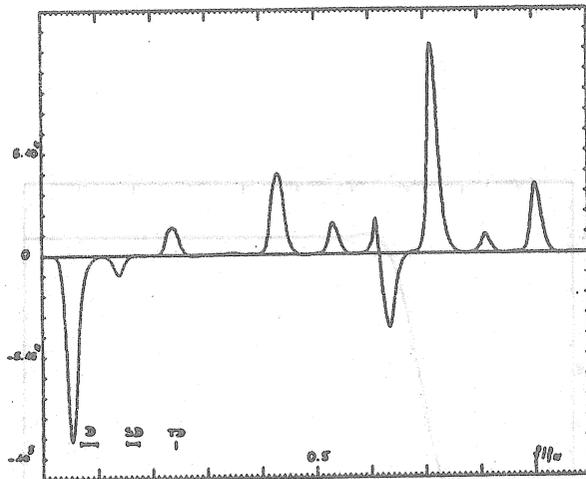


Fig 1.10 Frequency response
filter V_3 Venedikov

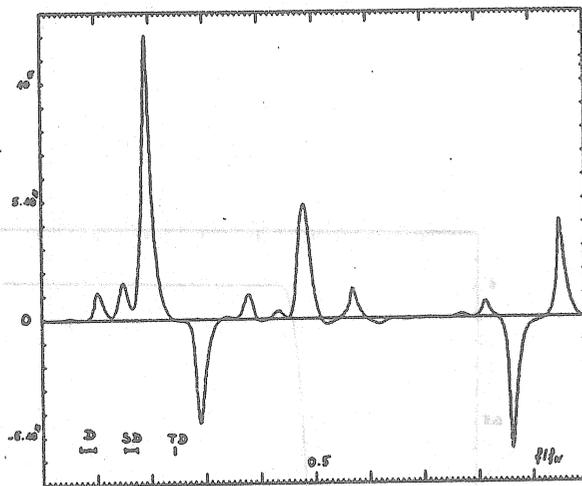


Fig 1.11 Frequency response filter
 V_4 Venedikov

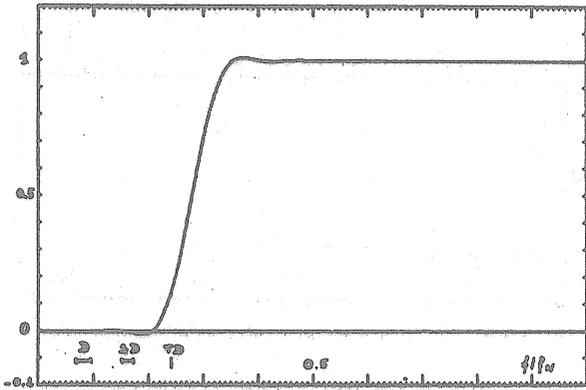


Fig 2.1 Frequency response filter
HP 1, $f_c = 0.14$, $m = 20$

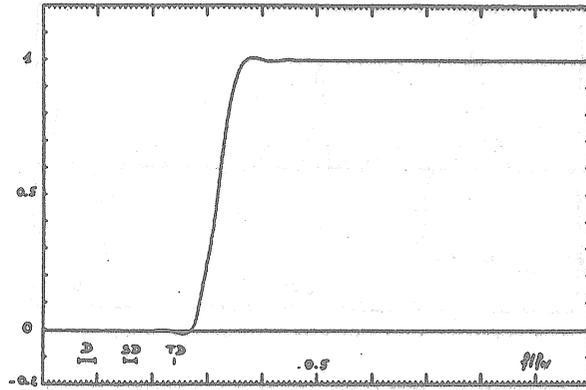


Fig 2.2 Frequency response filter
HP 2, $f_c = 0.16$, $m = 30$

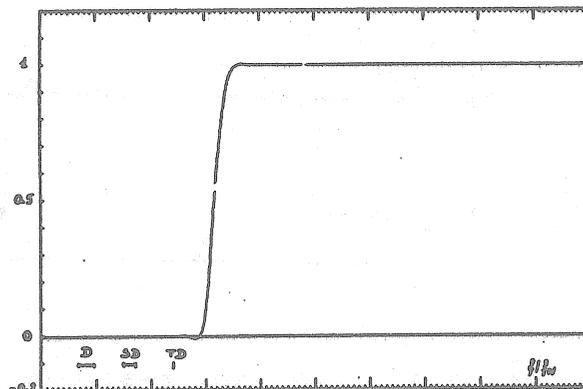


Fig 2.3 Frequency response filter
HP 3, $f_c = 0.16$, $m = 50$

An acceptable error filter should meet the following criteria

- (1) it must guarantee a sufficient elimination of the drift and the tidal waves
- (2) it must show a uniform behaviour in the high frequency range $0.15 \text{ cph} \leq f \leq 0.5 \text{ cph}$; that is to say that the waves with frequencies in this interval should be amplified with nearly the same factor.

A filter that clearly fulfills these requirements is a high pass filter with cut-off frequency f_c about 0.15 cph. Therefore we considered three filters (Connes and Nozal [2])

HP 1 : $f_c = 0.14 \text{ cph}$, $m = 20$, $2m+1 = 41$ filter coefficients

HP 2 : $f_c = 0.16 \text{ cph}$, $m = 30$, $2m+1 = 61$ filter coefficients

HP 3 : $f_c = 0.16 \text{ cph}$, $m = 50$, $2m+1 = 101$ filter coefficients

The corresponding frequency responses are illustrated in Fig 2.

4. Test on a numerical model

In order to compare the action of these filters we applied them to an artificial time series, based on the model (1). Although the results cannot be extended for a real tidal record, we may hope this procedure may give interesting information about the frequency behaviour of the numerical filters and the accuracy that we can expect in a real case. Nevertheless it remains dangerous to lean absolutely on these results.

Six time series were computed, who all have a systematic part $x(t)$ of 1024 data points, namely the superposition of the principal waves of the theoretical earth tides decomposition.

In simulation of the drift we first consider the following three types :

$$\text{cubic drift } d_1(t) = -180 + 4t - 0.008 t^2 + 0.000001 t^3$$

$$\text{linear drift } d_2(t) = -180 + 4t$$

$$\text{no drift } d_3(t) = 0$$

(39)

It frequently happens that the low frequency part of the tidal spectrum contains some spurious peaks. For the simulation of these peaks we consider the superposition of two harmonic waves with circular frequency $\omega_1 = 0.0314$ cph (period 200 hours) and $\omega_2 = 0.0942$ cph (period 67 hours),

$$d_p(t) = 10 \cos(0.0314 t - 4) - 5 \cos(0.0942 t + 1) \quad (40)$$

so that we obtain the other three types of drift terms

$$\begin{aligned} d_4(t) &= d_1(t) + d_p(t) \\ d_5(t) &= d_2(t) + d_p(t) \\ d_6(t) &= d_p(t) \end{aligned} \quad (41)$$

Finally we add to the data a pure random sequence $\mathcal{E}(t)$ in order to introduce random errors. It is also known that the computed tidal spectra often contain some small spurious peaks in the high frequency range; therefore we add to $\mathcal{E}(t)$ a group of harmonic waves $\mathcal{E}_p(t)$ of which we consider two forms

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_p^{(1)}(t) &= \cos(1.1t-1) - 1.5 \cos(1.414t) + 0.5 \cos(1.571t-4) \\ &+ 2 \cos(1.885t-2) - \cos(2.136t+0.5) + 1.5 \cos(2.356t-2.3) \\ &- 1.3 \cos(2.670t-0.8) \end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_p^{(2)}(t) &= -1.5 \cos(1.194t-1) + 0.5 \cos(1.445t) + \cos(1.696t+0.5) \\ &- \cos(1.979t-2.1) - 1.3 \cos(2.356t-0.7) \\ &+ 1.5 \cos(2.765+1.3) \end{aligned} \quad (42)$$

this leads us to the following six time series :

$$\begin{aligned}
 y_1(t) &= x(t) + d_1(t) && + \varepsilon(t) + \varepsilon_p^{(1)}(t) \\
 y_2(t) &= x(t) + d_2(t) && + \varepsilon(t) + \varepsilon_p^{(1)}(t) \\
 y_3(t) &= x(t) && + \varepsilon(t) + \varepsilon_p^{(1)}(t) \\
 y_4(t) &= x(t) + d_1(t) + d_p(t) && + \varepsilon(t) + \varepsilon_p^{(2)}(t) \\
 y_5(t) &= x(t) + d_2(t) + d_p(t) && + \varepsilon(t) + \varepsilon_p^{(2)}(t) \\
 y_6(t) &= x(t) + \underbrace{d_p(t)}_{\text{drift}} && + \varepsilon(t) + \underbrace{\varepsilon_p^{(2)}(t)}_{\text{random errors}}
 \end{aligned} \tag{43}$$

In Table 3 we compare the computed mean-square error with the corresponding values, obtained by applying the error filters. The following conclusions are obvious from this result :

- (1) The filter F_1 and the high pass filters HP give quite reasonable estimates of $\sqrt{\varepsilon}$.
- (2) The filter F_2 may yield unreliable values for $\sqrt{\varepsilon}$.
- (3) Venedikov's filters give impossible estimates for $\sqrt{\varepsilon}$, since the estimates for these filters are more dependent on the time series in question than on the frequency characteristics of the filters. Even when there is no drift (case y_3) the values are exaggerated by a factor 5 to 10.

Filters	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6
	$\sqrt{\varepsilon}=5.53$	$\sqrt{\varepsilon}=5.71$	$\sqrt{\varepsilon}=5.70$	$\sqrt{\varepsilon}=5.56$	$\sqrt{\varepsilon}=5.60$	$\sqrt{\varepsilon}=5.60$
F_1	4.87	5.33	6.50	4.89	6.13	5.53
F_2	4.29	7.25	5.25	9.13	11.32	7.27
V_1	267.6	1002.4	16.42	266.7	998.2	14.31
V_2	139.1	365.9	27.48	134.4	363.6	32.34
V_3	375.8	882.2	76.57	378.5	883.3	74.64
V_4	204.6	464.7	55.41	202.9	460.6	59.84
HP 1	4.94	5.76	5.88	6.20	4.57	5.61
HP 2	3.37	4.98	6.10	3.18	4.95	5.29
HP 3	7.40	5.12	5.78	4.30	7.00	7.09

Table 3 - Estimated values for $\sqrt{\varepsilon}$.

5.- Modification of Lecolazet's idea

In Eq (6) we stated that the filter output $\bar{\epsilon}_k$ is nothing but an estimate of the observational error at the time instance $t_k = m + 1 + (k-1)(2m+1)$ for a discrete filter of length $2m+1$, applied on different intervals of data. In consequence we obtain n estimates of the observational errors in the series of length $N = n(2m+1)$; the time lapse between consecutive estimates is

$$\Delta t = t_{k+1} - t_k = 2m+1 \quad (44)$$

Suppose that we apply the error filter $\{h_r\}$ by moving it with a displacement $\Delta t = 1$ through the observed time series; hence we obtain $n = N - (2m+1)$ estimates $\bar{\epsilon}_k$ by using Eq (6) and $\bar{\epsilon}_k$ is then an estimate of the observational error at the time instance $t_k = k+m$. Let us now consider the covariance between $\bar{\epsilon}_k$ and $\bar{\epsilon}_{k+j}$, already presented in Eq (7).

$$\bar{c}_j = \text{cov} \left\{ \bar{\epsilon}_k, \bar{\epsilon}_{k+j} \right\} = \sum_{r=-m}^m \sum_{s=-m}^m h_r h_s c_{j+r-s} \quad (45)$$

Introducing the definition of the power spectrum $S_{\xi}(f)$ of the stochastic process $\xi(t)$ as the Fourier transform of the discrete autocovariance c_j

$$c_j = \int_{-1/2}^{1/2} S_{\xi}(f) e^{2\pi i j f} df \quad (46)$$

we obtain

$$\bar{c}_j = \int_{-1/2}^{1/2} |H(f)|^2 S_{\xi}(f) e^{2\pi i j f} df \quad (47)$$

where $|H(f)|$ is the modulus of the frequency response of the discrete filter $\{h_r\}$. Since the density spectrum of the random series $\xi(t)$ is not known, we consider the simplified case that $\xi(t)$ is a realisation of a white stochastic process, so that

$$S_{\xi}(f) = \sigma_{\xi}^2 \quad (48)$$

For the frequency response of the discrete filter we use a high pass filter with cut-off frequency f_c ; hence

$$\begin{aligned} \bar{c}_j &= 2 \int_{f_c}^{1/2} S_{\epsilon}(f) \cos 2\pi jf \, df \\ &= \frac{2\sigma_{\epsilon}^2}{\pi j} \cos j\pi\left(\frac{1}{2} + f_c\right) \sin j\pi\left(\frac{1}{2} - f_c\right) \\ &= \sigma_{\epsilon}^2 g_j, \quad j \neq 0 \end{aligned} \quad (49)$$

and
$$g_0 = \sum_{r=-m}^m h_r^2 = \int_{-1/2}^{1/2} |H(f)|^2 \, df = 2 \int_{f_c}^{1/2} df = 2\left(f_c - \frac{1}{2}\right)$$

where

$$g_j = \frac{2}{\pi j} \cos j\pi\left(\frac{1}{2} + f_c\right) \sin j\pi\left(\frac{1}{2} - f_c\right) \quad (50)$$

Finally the correlation coefficient between $\bar{\epsilon}_k$ and $\bar{\epsilon}_{k+j}$ is defined by Eq (10)

$$\bar{\rho}_j = \text{corr} \left\{ \bar{\epsilon}_k, \bar{\epsilon}_{k+j} \right\} = \frac{\bar{c}_j}{\bar{c}_0} = \frac{g_j}{g_0} \quad (51)$$

The values for g_j and $\bar{\rho}_j$ can be found in Table 4 for the high pass filter $f_c = 0.15$ cph.

j	g_j	$\bar{\rho}_j$	j	g_j	$\bar{\rho}_j$
0	0.7	1	5	0.064	0.09
1	-0.258	-0.37	6	0.031	0.04
2	-0.151	-0.22	7	-0.014	-0.02
3	-0.033	-0.05	8	-0.038	-0.05
4	0.047	0.07	9	-0.029	-0.04

Table 4 - Values of g_j and $\bar{\rho}_j$

This result, being based on reasonable grounds, seems to be fundamental: for practical purposes we may regard the estimates $\bar{\epsilon}_k$ and $\bar{\epsilon}_{k+j}$, separated by at least three hours, to be independent or resolved. In consequence, we based our hope of estimating σ_{ϵ} on the following procedure: the discrete filter $\{h_r\}$, $-m \leq r \leq m$, is applied $n = N - (2m+1)$ times on the observational series of length N , in order to yield n estimates of the observational errors at the time instances $t_k = k+m$. The mean-square observational error may then be approximated by Eq (18), but now for $n = N - (2m+1)$.

In order to show what this method should accomplish, we estimated the mean-square error of the six time series (43) with the filters of Table 3, using Eq(18); the results are illustrated in Table 5.

We immediately arrive at the following conclusions

- (1) Venedikov's filters cannot be used in this procedure
- (2) The filter F_2 may give unreliable estimates
- (3) The filter F_1 and the high pass filters HP give reliable estimates of σ_{ϵ} .

Filters	Y_1	Y_2	Y_3	Y_4	Y_5	Y_6
	$\sigma_{\epsilon} = 5.53$	$\sigma_{\epsilon} = 5.71$	$\sigma_{\epsilon} = 5.70$	$\sigma_{\epsilon} = 5.56$	$\sigma_{\epsilon} = 5.60$	$\sigma_{\epsilon} = 5.60$
F_1	4.93	5.75	5.75	5.63	6.12	5.28
F_2	5.14	5.26	5.52	10.17	10.71	10.63
V_1	1204.2	1349.5	52.3	1204.5	1349.3	54.05
V_2	487.6	544.5	50.6	487.9	544.4	50.60
V_3	887.6	998.7	46.8	888.5	998.2	47.9
V_4	429.9	483.7	48.2	430.3	483.6	48.2
HP 1	5.69	5.92	5.88	5.77	5.78	5.66
HP 2	5.72	5.86	5.90	5.78	5.80	5.67
HP 3	5.70	5.85	5.93	5.78	5.79	5.66

Table 5 - Estimation of σ_{ϵ}

At first sight nothing is gained with this method, but the advantage must be found in the fact that this procedure enables us to estimate the individual observational errors and in consequence to detect faulty observations; moreover we have an idea of the correction to apply. In order to investigate how this can be done, we applied this method to a tidal record, registered by the pendulum VM 28 EW at the station of Dourbes (Belgium). Among many interesting examples we have chosen the two parts from the record that are illustrated in Table 6. The residues

$$z_k = \frac{\bar{\varepsilon}_k - \mu_{\bar{\varepsilon}}}{\left(\sum_{\lambda=-m}^m h_r^2 \right)^{1/2}}$$

are shown in the second column, the applied corrections in the third column and the final residues, after the corrections have been applied, in the fourth column. The high pass filter HP 1 was used to estimate $\sqrt{\varepsilon}$ and the individual observational errors

Observations	z_k before correction	correction	z_k after correction
7382	-5.11		-3.94
7482	8.36		8.97
7520	3.48		2.46
7503	-1.84		-5.11
7442	-1.20		-6.42
7334	-18.51	+ 18	-3.02
7252	5.06		-0.16
7170	8.96		5.69
7120	7.12		6.10
7111	-3.65		-3.05
7157	-7.14		-5.97
7505	-0.32		0.84
7627	-0.24		0.09
7713	6.64		5.26
7727	2.11		-1.08
7672	-2.95		-6.94
7555	-11.55	+ 12	-0.28
7413	-6.34		-6.88
7269	3.93		6.42
7152	15.93	- 16	1.50
7063	-0.79		4.29
7053	-3.30		0.42
7112	-2.78		-1.29
7214	-9.70		-10.14
7351	2.30		1.03

Table 6 - Estimation of the individual observational errors; observations in tenths of a millimeter; mean-square observational error $\sigma_g = 0.42$ mm

As a final result we may conclude that this procedure enables us to detect the larger observational errors and indicates a possibility of the automatic correction of faulty observations. Indeed, from the first we have a good estimation of the mean-square observational error σ_{ε} ; using Chebyshev's inequality

$$P \left\{ |\varepsilon_k - \mu_{\varepsilon}| \leq h \sigma_{\varepsilon} \right\} \geq 1 - \frac{1}{h^2}$$

where P is the probability measure of the stochastic process $\{\varepsilon_k\}$, with the mean μ_{ε} and standard deviation σ_{ε} , we find that the probability that an observed value ε_k will lie within 2 standard deviations of the mean is at least 0.75. The observation y_k can then be corrected with the above procedure when the residue z_k exceeds $2\sigma_{\varepsilon}$, for example.

R E F E R E N C E S

- 1.- Bendat, J.S. Principles and applications of random noise theory, John Wiley and Sons, New York, 1958.
- 2.- Connes, J. et Nozal, V. Le filtrage mathématique dans la spectroscopie par transformation de Fourier, Le Journal de Physique et le Radium, tome 22, 359-366, 1961.
- 3.- Lecolazet, R. Application à l'analyse des observations de la marée gravimétrique, de la méthode de H. et Y. Labrousse dite par combinaisons linéaires d'ordonnées, Ann. Géoph. 12, fasc. 1, 59-71, 1956.
- 4.- Lecolazet, R. Sur l'estimation des erreurs internes affectant les résultats d'une analyse harmonique mensuelle, B.I.M. n° 17, 269-278, 1959.
- 5.- Lecolazet, R. Sur la reconstitution des observations par interpolation, Comm. Obs. Roy. Belg., n° 188, S. Géoph. n° 58, 267-272, 1961.
- 6.- Lecolazet, R. Rapport sur les observations de marée gravimétrique faites à Strasbourg en 1957, 1958 et 1959, B.I.M. n° 21, 387-395, 1960.
- 7.- Pertzev, B.P. On the calculation of the drift curve in observations of bodily tides, B.I.M. n° 5, 71-72, 1957.
- 8.- Pertzev, B.P. Harmonic analysis of bodily tides, Comm. Obs. Roy. Belg., n° 114, S. Géoph. n° 39, 1957.
- 9.- Venedikov, A.P. Sur l'estimation de la précision des observations des marées terrestres, B.I.M., n° 36, 1223-1229, 1964.
- 10.- Venedikov, A.P. Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueur arbitraire, Obs. Roy. Belg., S. Géoph. n° 71, 1966.

AZIMUTKORREKTION BEI CLINOMETERMESSUNGEN DER ERDGEZEITEN

H. G. BACHEM, H. G. WENZEL

Institut für Theoretische Geodäsie Technische Universität Hannover.

Summary

When installing Earth tide clinometers it is difficult to adjust their direction exactly to the meridian or to the prime vertical. For a comparison between different instruments or different Earth tide stations, it is necessary to correct the results of harmonic analysis to a common azimuth - generally the main directions NS and EW are preferred.

The correction formulas, derived in this paper, take into account the different phase lags and amplitude factors in NS and EW direction. The formulas are related to the analysis method by Venedikov, which is used in International Center of Earth tides at Brussels.

Zusammenfassung

Es ist international gebräuchlich, die Analyseergebnisse der Clinometerregistrierungen in Nord-Süd (NS)- und Ost-West (EW)-Richtung anzugeben /1/. Dies ist notwendig, wenn man die Ergebnisse verschiedener Erdzeitenstationen bzw. verschiedener Instrumente untereinander vergleichen will. Aus messtechnischen Gründen ist es schwierig, das Azimut des Clinometers korrekt in NS- bzw. EW-Richtung zu justieren /2/. Deshalb wird in den meisten Erdzeitenstationen mit einem Clinometerazimut nach NS- und EW-Richtung registriert; Abweichungen von 10° sind jedoch keine Seltenheit /3/. Die Analyseergebnisse dieser Registrierungen müssen korrigiert werden, wobei in den Korrektionsformeln die unterschiedlichen Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen in NS- und EW-Richtung berücksichtigt werden sollten. Die folgenden Formeln beziehen sich auf die Definition der Phasen im Analysenverfahren nach Venedikov /4,5/.

1. Korrektionsformeln nach Schneider

Schneider /6/ hat Fehlerformeln für die Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen bei Clinometermessungen in Abhängigkeit vom Azimut abgeleitet, die gleiche Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen von 0° in NS- und EW-Richtung voraussetzen. Zum besseren Verständnis ist hier der Ansatz der Formelableitung wiedergegeben.

$$\begin{aligned} X_1 &= H_1 \cos 2\psi \cos(\omega_1 t - 90^{\circ}) \\ Y_1 &= H_1 \sin \psi \cos(\omega_1 t) \\ X_2 &= H_2 \sin \psi \cos \psi \cos(\omega_2 t + 90^{\circ}) \\ Y_2 &= H_2 \cos \psi \cos(\omega_2 t) \end{aligned} \quad (1)$$

$X_{1,2}$ und $Y_{1,2}$... ganz- und halbtägige Lotschwankungskomponenten, positiv nach Norden und Osten

$H_{1,2}$... ganz- und halbtägige Lotschwankungsamplituden

ψ = geozentrische Breite = $\phi - e^2/2 \sin 2\phi$, $e^2/2 \sim 1/297$

$\omega_{1,2}$ = ganz- und halbtägige Winkelgeschwindigkeiten

Rechnet man das Azimut A von Norden über Osten positiv und bezieht A^* im gleichen Sinn auf 90° , so folgt mit Abb. 1 für die theoretische Lotschwankung im Azimut A bzw. A^*

$$\begin{aligned} H_{A_{1,2}} &= X_{1,2} \cos A + Y_{1,2} \sin A \\ H_{A^*_{1,2}} &= -X_{1,2} \sin A^* + Y_{1,2} \cos A^* \end{aligned} \quad (2)$$

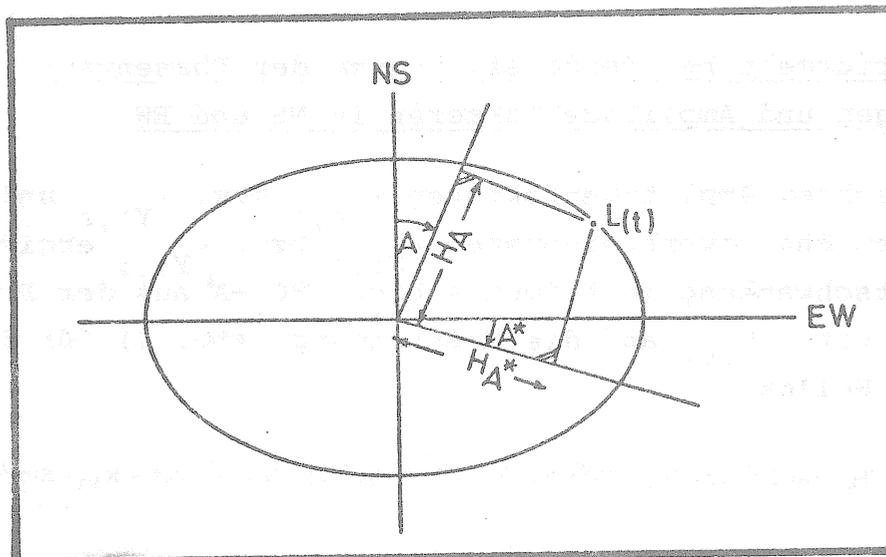


Abb. 1

Setzt man die entsprechenden Größen von (1) in die Gleichungen (2) ein, so ergeben sich nach einigen Umrechnungen die Phasenverbesserungen $\xi_{1,2}$, $\eta_{1,2}$ und die Amplitudenkorrekturfaktoren $(1+X_{1,2})$ und $(1+Y_{1,2})$. Sie sind auf die Analysenergebnisse anzuwenden, die mit den Registrierungen im Azimut A, A' und den in den Hauptrichtungen NS, EW berechneten theoretischen Gezeiten berechnet wurden.

Komponente	$\tan \xi, \tan \eta$	$1 + X, 1 + Y$
X_1	$-\frac{\sin \psi}{\cos 2\psi} \tan A$	$\cos A \sqrt{1 + \tan^2 \xi_1}$
Y_1	$-\frac{\cos 2\psi}{\sin \psi} \tan A^*$	$\cos A^* \sqrt{1 + \tan^2 \eta_1}$
X_2	$\frac{1}{\sin \psi} \tan A$	$\cos A \sqrt{1 + \tan^2 \xi_2}$
Y_2	$\sin \psi \tan A^*$	$\cos A^* \sqrt{1 + \tan^2 \eta_2}$

(3)

2. Korrekturformeln bei Berücksichtigung der Phasenverschiebungen und Amplitudenfaktoren in NS und EW

Mit den gesuchten Amplitudenfaktoren $\gamma_{x_{1,2}}$ bzw. $\gamma_{y_{1,2}}$ und den gesuchten Phasenverschiebungen $\kappa_{x_{1,2}}$ bzw. $\kappa_{y_{1,2}}$ ergibt sich die Lotschwankung im Azimut A bzw. $90^\circ + A^*$ aus der Projektion des Lotes $L(t)$ auf die Meßrichtung (Abb. 2) für die ganztägigen Wellen

$$B_{A_1} = \gamma_{x_1} \cdot H_1 \cdot \cos 2 \Psi \cos (\omega_1 t - 90^\circ + \kappa_{x_1}) \cos A + \gamma_{y_1} H_1 \sin \Psi \cos (\omega_1 t + \kappa_{y_1}) \sin A \quad (4)$$

$$B_{A_1}^* = -\gamma_{x_1} \cdot H_1 \cos 2 \Psi \cos (\omega_1 t - 90^\circ + \kappa_{x_1}) \sin A^* + \gamma_{y_1} H_1 \sin \Psi \cos (\omega_1 t + \kappa_{y_1}) \cos A^*$$

und für die halbtägigen Wellen

$$B_{A_2} = \gamma_{x_2} H_2 \sin \Psi \cos \Psi \cos (\omega_2 t + 90^\circ + \kappa_{x_2}) \cos A + \gamma_{y_2} H_2 \cos \Psi \cos (\omega_2 t + \kappa_{y_2}) \sin A \quad (5)$$

$$B_{A_2}^* = -\gamma_{x_2} H_2 \sin \Psi \cos \Psi \cos (\omega_2 t + 90^\circ + \kappa_{x_2}) \sin A^* + \gamma_{y_2} H_2 \cos \Psi \cos (\omega_2 t + \kappa_{y_2}) \cos A^*$$

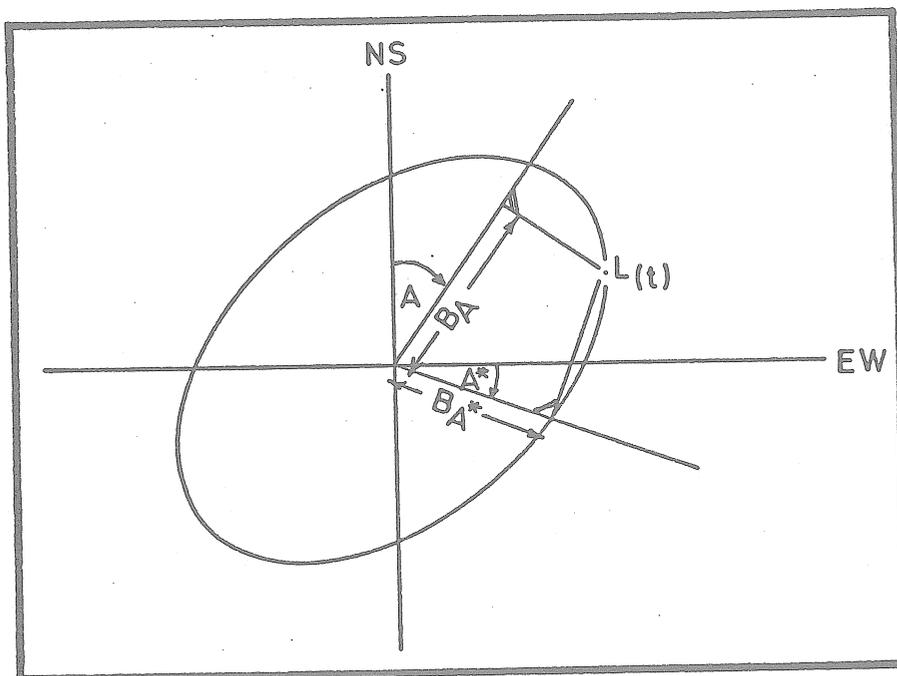


Abb. 2

Die harmonische Analyse der Clinometerregistrierungen kann so durchgeführt werden, daß entweder die theoretischen Gezeiten im Azimut A bzw. $A^* + 90^\circ$ oder im Meridian bzw. 1. Vertikal berechnet werden. Der zweite Fall wird bisher im weit verbreiteten Analysenprogramm nach Venedikov /4,5/ angewendet, deshalb wollen wir uns im Folgenden darauf beziehen.

Aus der Analyse mit den theoretischen Gezeiten im Meridian bzw. 1. Vertikal ergibt sich für die ganztägigen Wellen

$$B_{A_1} = \bar{\gamma}_{x_1} \cdot H_1 \cdot \cos 2\psi \cdot \cos(\omega_1 t - 90^\circ + \bar{\kappa}_{x_1}) \quad (6)$$

$$B_{A_1^*} = \bar{\gamma}_{y_1} \cdot H_1 \cdot \sin \psi \cdot \cos(\omega_1 t + \bar{\kappa}_{x_1})$$

und für die halbtägigen Wellen

$$B_{A_2} = \bar{\gamma}_{x_2} \cdot H_2 \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi \cdot \cos(\omega_2 t + 90^\circ + \bar{\kappa}_{x_2}) \quad (7)$$

$$B_{A_2^*} = \bar{\gamma}_{y_2} \cdot H_2 \cdot \cos \psi \cdot \cos(\omega_2 t + \bar{\kappa}_{y_2})$$

$\bar{\gamma}$ = Amplitudenfaktor aus der harmonischen Analyse

$\bar{\kappa}$ = Phasenverschiebung aus der harmonischen Analyse

Die Aufgabe der Korrekturformeln ist es, aus den $\bar{\gamma}$ und $\bar{\kappa}$ der harmonischen Analysen im Azimut A bzw. $A^* + 90^\circ$ die gesuchten γ und κ im Meridian bzw. 1. Vertikal zu ermitteln. Hierzu setzen wir (4) = (6) und (5) = (7) und erhalten ein Gleichungssystem mit je zwei Gleichungen und je vier Unbekannten, welches also scheinbar unbestimmt ist. Durch Entwicklung der trigonometrischen Funktionen mittels Additionstheoremen und Koeffizientenvergleich der Ausdrücke mit $\sin \omega t$ und $\cos \omega t$ erhalten wir jedoch je vier Gleichungen für ihre vier Unbekannten.

Nach Auflösung der Gleichungen ergeben sich die gesuchten Größen γ und κ :

$$\tan \kappa_{x_1} = \frac{\bar{\gamma}_{x_1} \cos 2\psi \cos A^* \sin \bar{\kappa}_{x_1} - \bar{\gamma}_{y_1} \sin \psi \sin A \cos \bar{\kappa}_{y_1}}{\bar{\gamma}_{x_1} \cos 2\psi \cos A^* \cos \bar{\kappa}_{x_1} + \bar{\gamma}_{y_1} \sin \psi \sin A \sin \bar{\kappa}_{y_1}} \quad (8)$$

$$\tan \kappa_{y_1} = \frac{-\bar{\gamma}_{x_1} \cos 2\psi \sin A^* \cos \bar{\kappa}_{x_1} + \bar{\gamma}_{y_1} \sin \psi \cos A \sin \bar{\kappa}_{y_1}}{\bar{\gamma}_{x_1} \cos 2\psi \sin A^* \sin \bar{\kappa}_{x_1} + \bar{\gamma}_{y_1} \sin \psi \cos A \cos \bar{\kappa}_{y_1}} \quad (9)$$

$$\tan \kappa_{x_2} = \frac{\bar{\gamma}_{x_2} \sin \psi \cos A^* \sin \bar{\kappa}_{x_2} + \bar{\gamma}_{y_2} \sin A \cos \bar{\kappa}_{y_2}}{\bar{\gamma}_{x_2} \sin \psi \cos A^* \cos \bar{\kappa}_{x_2} - \bar{\gamma}_{y_2} \sin A \sin \bar{\kappa}_{y_2}} \quad (10)$$

$$\tan \kappa_{y_2} = \frac{\bar{\gamma}_{x_2} \sin \psi \sin A^* \cos \bar{\kappa}_{x_2} + \bar{\gamma}_{y_2} \cos A \sin \bar{\kappa}_{y_2}}{-\bar{\gamma}_{x_2} \sin \psi \sin A^* \sin \bar{\kappa}_{x_2} + \bar{\gamma}_{y_2} \cos A \cos \bar{\kappa}_{y_2}} \quad (11)$$

$$\gamma_{x_1} = \frac{\bar{\gamma}_{x_1} (\cos \bar{\kappa}_{x_1} \cos \kappa_{y_1} + \sin \bar{\kappa}_{x_1} \sin \kappa_{y_1})}{\cos A (\cos \kappa_{x_1} \cos \kappa_{y_1} + \sin \kappa_{x_1} \sin \kappa_{y_1})} \quad (12)$$

$$\gamma_{y_1} = \frac{\bar{\gamma}_{y_1} (\cos \bar{\kappa}_{y_1} \cos \kappa_{x_1} + \sin \bar{\kappa}_{y_1} \sin \kappa_{x_1})}{\cos A^* (\cos \kappa_{x_1} \cos \kappa_{y_1} + \sin \kappa_{x_1} \sin \kappa_{y_1})} \quad (13)$$

$$\gamma_{x_2} = \frac{\bar{\gamma}_{x_2} (\cos \bar{\kappa}_{x_2} \cos \kappa_{y_2} + \sin \bar{\kappa}_{x_2} \sin \kappa_{y_2})}{\cos A (\cos \kappa_{x_2} \cos \kappa_{y_2} + \sin \kappa_{x_2} \sin \kappa_{y_2})} \quad (14)$$

$$\gamma_{y_2} = \frac{\bar{\gamma}_{y_2} (\cos \bar{\kappa}_{y_2} \cos \kappa_{x_2} + \sin \bar{\kappa}_{y_2} \sin \kappa_{x_2})}{\cos A^* (\cos \kappa_{x_2} \cos \kappa_{y_2} + \sin \kappa_{x_2} \sin \kappa_{y_2})} \quad (15)$$

3. Berechnungsbeispiel

Die Auswirkung der Parameter in den Korrekturformeln (8)-(15) ist derartig kompliziert, daß sie ohne weiteres nicht verfolgt werden kann. Noch komplizierter ist die Auswirkung der mittleren Fehler der Parameter auf den mittleren Fehler der gesuchten Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen in den Hauptrichtungen. Deshalb wollen wir die oben angegebenen Korrekturformeln an einem Beispiel demonstrieren.

Wir haben für Horizontalpendelregistrierungen in der Station Bad Grund Nr. 710 über einen Zeitraum von etwa 500 Tagen die harmonischen Analysen nach Venedikov mit der Azimuteingabe

$A = A^* = 0$ berechnet. Die Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen für die Hauptwellen O1 und M2 und deren mittlere Fehler aus den Analysen sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Die mit den Formeln (3) korrigierten Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen für $A = -6^{\circ}6$, $A^* = -13^{\circ}9$ sind in Tabelle 2 enthalten. Die mittleren Fehler der Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen wurden bei Berücksichtigung der mittleren Azimutfehler von $\pm 0^{\circ}5$ durch Variation der Parameter berechnet.

Die mit denselben Azimuten nach den Formeln (8) - (15) korrigierten Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen zeigt Tabelle 3. Die mittleren Fehler der Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen wurden mit einem mittleren Azimutfehler von $\pm 0^{\circ}5$ ebenfalls durch Variation der Parameter berechnet. Es zeigen sich Unterschiede zwischen Tabelle 2 und 3 von maximal 10% in den Amplitudenfaktoren und maximal 8° in den Phasen. Die mittleren Fehler der korrigierten Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen in Tabelle 2 und 3 entsprechen sich etwa.

Station Bad Grund Nr. 710

Zeitraum 6911 - 7112

$\phi = 51^{\circ}80$ $\Lambda = 10^{\circ}25E$ $H = 350 \text{ m}$ $P = 380 \text{ m}$

Komponente	NS	EW
Horiz. Pendel	VM 63	VM 64
Tage	494	482
Azimut	$-6^{\circ}6$	$76^{\circ}1$
mittl.F.Azimut	$\pm 0^{\circ}5$	$\pm 0^{\circ}5$

Analysenergebnisse ohne Azimutkorrektion

Welle	Ampl.Fact.	Phase	Ampl.Fact.	Phase
O1	1.166	$21^{\circ}3$	0.675	$16^{\circ}2$
M2	0.553	-6.1	0.787	-0.2
Mittlerer Fehler:				
O1	0.029	2.1	0.008	0.7
M2	0.003	0.7	0.003	0.4

Tabelle 1

Azimutkorrektur nach Schneider

Komponente		NS		EW	
Welle	Ampl.Fact.	Phase	Ampl.Fact.	Phase	
O1	1.091	-0 ^o .3	0.694	12.1	
M2	0.551	-14.5	0.796	-11.2	
Mittlerer Fehler:					
O1	0.029	2.1	0.008	0.7	
M2	0.003	0.7	0.003	0.4	

Tabelle 2

Vollständige Azimutkorrektur

Komponente		NS		EW	
Welle	Ampl.Fact.	Phase	Ampl.Fact.	Phase	
O1	1.207	7 ^o .9	0.708	21 ^o .3	
M2	0.565	-17.9	0.784	-7.9	
Mittlerer Fehler:					
O1	0.030	1.7	0.009	0.6	
M2	0.004	0.9	0.004	0.3	

Tabelle 3

4. Schlußbemerkungen

Aus den oben gezeigten Korrektionsformeln lassen sich folgende Bemerkungen zur Erdzeitenregistrierung mit Clinometern ableiten:

1. Die Genauigkeit der Azimutbestimmung beeinflusst wesentlich die äußere Genauigkeit der Analysenergebnisse, insbesondere die mittleren Fehler der Phasen.
2. Es sollten möglichst beide Komponenten auf einem Punkt beobachtet werden, damit die Analysenergebnisse richtig auf die Hauptrichtungen bezogen werden können. Dies kann

bei tektonisch gestörten Stationen entweder nacheinander (Vernachlässigung von säkularen Variationen) oder mit zwei Clinometern unter Verwendung einer massiven Granitplatte als Träger geschehen /7/.

3. Bei Horizontalpendelmessungen kann sich durch die Drift das momentane Azimut des Pendelarms um $\pm 2^\circ$ gegenüber dem mittleren Azimut verändern. Diese Azimutänderung führt z.B. zu einer Änderung der Phasen der täglichen NS-Tiden von ca. $\pm 10^\circ$. Hierdurch wird die Genauigkeit der Analysen stark beeinträchtigt. Man sollte durch geeignete Messungsverfahren (Driftkompensation, Nullmethode) das Azimut des Pendelarms stabilisieren bzw. ein Analyseverfahren entwickeln, welches eine Zeitfunktion des Azimuts verarbeiten kann. Für ein derartiges Analyseverfahren könnte das jeweilige Azimut aus den registrierten Ordinaten berechnet werden und die Registrierung mit dem jeweiligen Azimut analysiert werden.

Literatur

- /1/ Melchior, P.: The Earth Tides, Pergamon Press 1966
- /2/ Bachem, H. C.: Bestimmung des Azimuts von Horizontal-einfachpendeln, BIM Nr. 64, 1973
- /3/ BIM Nr. 58
- /4/ Venedikov, A.P.: Une methode pour l'analyse des marées terrestres a partir d'enregistrements de longueur arbitraire, Comm. Obs. Roy. de Belgique Nr. 250, 1966
- /5/ Venedikov, A.P.: Sur l'application d'une methode pour l'analyse des marées terrestres a partir d'enregistrements de longueurs arbitraires, Paquet, P. BIM Nr. 48, 1967
- /6/ Schneider, M.: Zur Bestimmung des Azimuts bei Lotschwankungsmessungen, BIM Nr. 32, 1963
- /7/ Bachem, H. C.: Zur äußeren Genauigkeit der Erdzeitenregistrierung mit Horizontalpendeln unter Berücksichtigung lokaler tektonischer Störeffekte (in Vorbereitung), Wissensch. Arb. Geod. Photogr. Kartogr. Hannover

