

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N°66

15 mai 1973.

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

Éditeur Prof. Paul MELCHIOR

Observatoire Royal de Belgique

3, Avenue Circulaire

1180 Bruxelles

TABLE DES MATIERES N° 66

	p.
V.G. BOULATSEN (<i>Traduction</i>) Résultats préliminaires des observations des déformations de marées linéaires en crimée	3560
S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, M.V. KOUZNETSOV, L.I. KOUZNETSOVA N.N. PARIISKII (<i>Traduction</i>) Variations de marées de la force de pesanteur à Talgar II	3576
M.V. KOUZNETSOV (<i>Traduction</i>) Calcul du ralentissement séculaire de la rotation de la terre d'après les cartes cotidales actuelles.	3591
I.A. OURASSINA (<i>Traduction</i>) Observations clinométriques à l'Observatoire astronomique Engelhardt pour la période 1961 à 1966	3604
H.L. POLLAK Tidal model of an Earth with a lateral petrological facies change	3621
I.V. MAXIMOV (<i>Traduction</i>) Marée Luni-solaire à longue période dans l'Océan mondial	3668
K.T. BOGDANOV et V.P. NEFEDIEV (<i>Traduction</i>) Nouvelles cartes cotidales des ondes de marées diurne: K_1 et O_1 des mers Australo-asiatiques	3662
H.G. WENZEL Erdzeitenregistrierung mit La Coste-Romberg gravimetern modell G	3648

RESULTATS PRELIMINAIRES DES OBSERVATIONS DES DEFORMATIONS DE MAREES
LINEAIRES EN CRIMEE

V.G. BOULATSEN

Rotation et déformations de marées de la Terre - Kiev, vol IV, pp. 3-19 1972.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ
ПРИЛИВНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ В КРЫМУ.

В.Г. Булацен.

Вращение и приливные деформации Земли.

Киев 1972 Вып. IY Стр. 3 - 19.

1. Description de la station. Conditions d'observation.

La station extensométrique "Inkerman" se trouve près de Sébastopol sur la rive sud de la baie nord, non loin du lieu d'embourchure du fleuve Noir.

Les observations régulières ont commencé depuis août 1969. La salle est située dans une des impasses formées par des exploitations de calcaire dont est constitué le massif rocheux entourant la station. La distance depuis l'entrée est d'environ 360 m et, depuis la surface extérieure, d'environ 80 m. A 120 m de la salle passe une autoroute avec un mouvement intensif de transport et à la distance de 500 m il y a un chemin de fer. Dans les mines contiguës fonctionnent continuellement une ou deux machines de taille de la pierre : la distance depuis celles-ci jusqu'à la salle varie périodiquement mais n'est jamais moins de 200 m. Ceci ne crée apparemment pas de bruit important dans le fonctionnement de l'appareil puisqu'on constate par les bandes photographiques que le fond de bruit ne subit pas de variation sensible après la fin d'un jour de travail. Cependant le mouvement de l'autoroute peut perturber le régime de température dans les mines autour de la salle car il cause dans celles-ci l'introduction de masses d'air extérieur à l'intérieur des excavations.

La salle et le local d'enregistrement sont séparés de la mine et l'un de l'autre par des parois d'une épaisseur de 25 cm constituées de pierres de calcaire. La base de la salle et du local d'enregistrement se trouve à la hauteur de 3,5 m du fond de la mine, c'est pourquoi un escalier de cette même pierre amène dans la salle d'enregistrement. La salle et le local d'enregistrement ont respectivement les dimensions suivantes : 19,7 x 10,5 x 2,5 m; 4,3 x 3,0 x 2,5 m (fig. 1).

Le sol de la salle ne doit pas présenter de couches perturbées car elle est formée par une excavation de la roche effectuée par la machine de taille^{de} pierres. Cependant, avant le placement des socles de support de l'extensomètre, toute la surface de la salle a été soigneusement nettoyée afin de mettre à jour les perturbations possibles et les fentes. Les fondations des socles ont été faites à la main (à la profondeur de 0,5 à 0,6 m). Pour avoir une fixation plus sûre avec la roche, la surface de ces fondations a été faite assez grande (100 x 100 cm²). Les trois socles ont été faits en béton. Entre eux à une distance d'environ 1,5 m l'un de l'autre, se trouvent des supports intermédiaires en pierre de calcaire sur lesquels sont cimentés des lourdes consoles de fonte qui servent pour la fixation des suspensions de l'étalon de longueur.

Il n'y a pas de ventilation forcée de sorte que l'influence des variations de la température du milieu est provoquée comme une pénétration naturelle des masses d'air dans les mines par les deux entrées et aussi apparemment par le mouvement du transport pour les tailles.

La température moyenne dans la salle est d'environ 13,3 ° C, ses variations annuelles sont d'environ 1,3°; les variations journalières ne dépassent pas 0.01°. L'humidité dans la salle est voisine de 98%. La présence d'un milieu calcaire agressif et la haute humidité créent de sérieuses difficultés pour obtenir des enregistrements continus.

Au printemps 1970, des eaux souterraines ont percé, cependant elles ne se sont pas approchées à plus près de 250 m. La pénétration des eaux souterraines ne se produit pas à un tel degré chaque année.

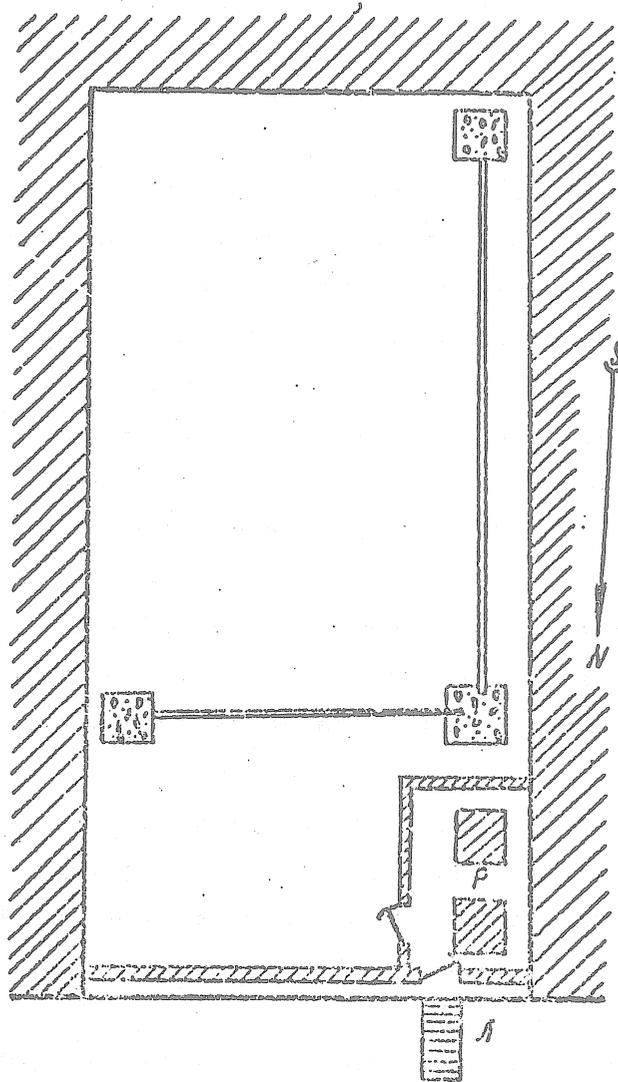


Fig. 1 Situation des composantes de l'extensomètre dans la salle.
P est le local d'enregistrement
est l'escalier

2. Appareils employés et équipement

On a envisagé à la station extensométrique "Inkerman" l'installation d'un extensomètre horizontal à deux composantes pour les mesures des déformations de marées linéaires de la Terre dans deux directions réciproquement perpendiculaires. L'appareil est le même que celui décrit en [1].

Les étalons du type à tige sont formés de sections de tubes de quartz d'une longueur d'environ 3 m chacun. Leur liaison a été faite à l'aide de manchons de ciment par le même procédé que celui appliqué dans le travail [5]. Le diamètre extérieur des tubes de quartz est d'environ 48 mm, l'épaisseur des parois est de 2,5 à 3,5 mm. Les tubes sont faits en quartz transparent. La longueur des tiges est de 12,46 m (en tenant compte de la longueur du générateur de calibration) et 7.78 m. Le premier est orienté dans la direction N 6°29'W et le second dans la direction N 83°31'E. On n'effectue à présent des observations systématiques que pour la composante N 6°29'W.

Le système de suspension consiste en fils de tungstène d'un diamètre de 0,25 mm, qui sont fixés aux consoles massives de fonte en forme de V. Ce système permet d'accomplir uniquement des mouvements longitudinaux. Avant la liaison des tubes de quartz séparés dans les tiges, chaque intervalle a été nivelé. La liaison des tiges avec les socles a été faite ainsi en l'absence de la composante de la force de pesanteur dans la direction des tiges (dans un état de suspension libre). La partie sensible est un équipement à torsion : on réalise deux types d'augmentation des faibles déplacements à partir d'un seul équipement à torsion photoélectrique et optico-mécanique.

Le générateur de calibration des déplacements faibles est basé sur l'application de l'effet de la magnétostriction.

Dans la période analysée, nous ne sommes pas sûrs de la précision des déplacements de calibration donnés par le générateur de magnétostriction. Aussi, nous déterminerons la sensibilité de l'appareil par l'enregistrement optico-mécanique, à partir du levier optique et du diamètre de la bille de l'équipement à torsion. Dans notre cas, avec une bille d'un diamètre de 1 mm et un levier optique égal à 5.25 m, 1 mm de déplacement sur la bande photo

correspond à un déplacement de 0,01 m sur le sol ou une déformation égale à $0,8 \times 10^{-8}$ avec une base de 12,46 m.

La sensibilité de l'enregistrement photoélectrique avec les galvanomètres que nous employons (M 17/8 et M 25/12) est d'un ordre plus élevé. Deux fois par jour, on enregistre sur la bande photographique le déplacement de calibration pour une valeur constante du courant dans la bobine du générateur.

L'amplitude maximum de l'onde de marée semi-diurne d'après l'enregistrement optico-mécanique est de 2 mm, d'après l'enregistrement photoélectrique de 17 mm (fig. 2).

Le fait que nous n'avons des observations que pour une seule composante et que nous ne sommes pas sûrs de la sensibilité de l'appareil crée certaines difficultés dans la réduction des observations et limite par cela même la possibilité d'avoir leur interprétation géophysique la plus complète.

3. Déformations de marées linéaires de la Terre

Sous l'action du potentiel perturbateur (de marée) W_n , proportionnel à $n P_n$, les déplacements dans le corps élastique de la Terre dans la direction radiale, dans la direction du méridien et du premier vertical peuvent être représentés, conformément aux idées de Love 6 et Shida 7 sous la forme

$$\begin{aligned} u_r &= H_n(z) \frac{W_n'(z)}{g} \\ u_\theta &= \frac{L_n(z)}{g} \frac{\partial W_n(z)}{\partial \theta} \\ u_\lambda &= \frac{L_n(z)}{g} \frac{\partial W_n(z)}{\sin \theta \partial \lambda} \end{aligned} \quad (1)$$

où θ est la colatitude géocentrique, λ est la longitude, $g(n)$ est l'accélération de la pesanteur au site d'observation, z en est la distance au centre de la Terre. Les coefficients $H_n(z)$ et $L_n(z)$ caractérisent la réponse du corps élastique de la Terre aux forces génératrices de marées.

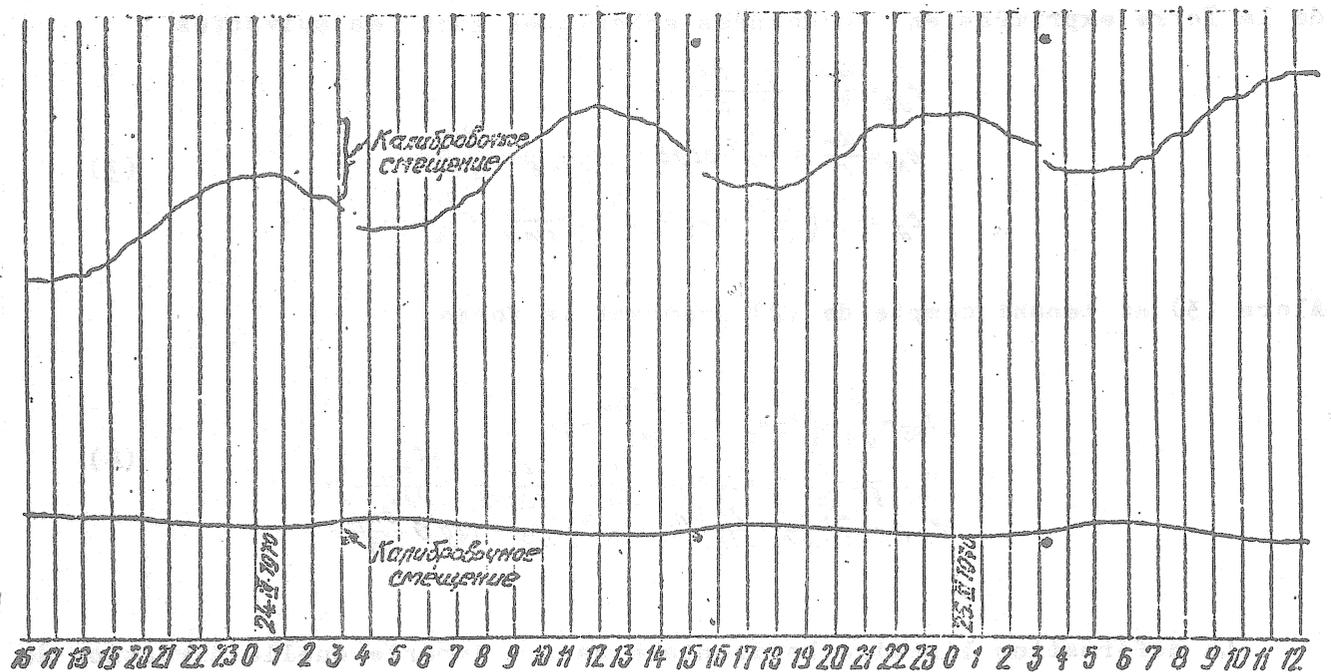


Fig. 2 Enregistrement par extensomètre.

V et i sont la tension dans la lampe des photoéléments et la valeur du courant de calibration au moment de mise en marche et à l'arrêt de la bande, t est la température dans la salle. La vitesse de l'enregistrement est de 9 mm/heure.

A la surface de la Terre, les expressions précédentes auront la forme

$$\begin{aligned}
 u_r &= h_n \frac{W_n}{g}, \\
 u_\theta &= \frac{L_n}{g} \frac{\partial W_n}{\partial \theta}, \\
 u_\lambda &= \frac{L_n}{g \sin \theta} \frac{\partial W_n}{\partial \lambda},
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

où $g(a) = g$, $W_n(a) = W_n$, $H_n(a) = h_n$ est le nombre de Love (6), et $L_n(a) = L_n$ est le nombre de Shida (7), a est le rayon moyen de la Terre.

Les composantes de la déformation dans le plan tangent à la surface de la Terre exprimées en coordonnées sphériques sont les suivantes :

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta} &= \frac{u_r}{r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}, \\ e_{\lambda\lambda} &= \frac{u_r}{r} + \frac{u_\theta}{r} \operatorname{ctg} \theta + \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial u_\lambda}{\partial \lambda}, \\ e_{\theta\lambda} &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\lambda}{\partial \theta} - u_\lambda \operatorname{ctg} \theta \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial \lambda}. \end{aligned} \quad (3)$$

Alors (3) en tenant compte de (2) prennent la forme

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta} &= \frac{1}{ga} \left(h_n W_n + l_n \frac{\partial^2 W_n}{\partial \theta^2} \right), \\ e_{\lambda\lambda} &= \frac{1}{ga} \left(h_n W_n + l_n \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial W_n}{\partial \theta} + \frac{l_n}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 W_n}{\partial \lambda^2} \right), \\ e_{\theta\lambda} &= \frac{2l_n}{ga \sin \theta} \frac{\partial^2 W_n}{\partial \theta \partial \lambda} - \frac{2l_n}{ga \sin \theta} \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial W_n}{\partial \lambda}. \end{aligned} \quad (4)$$

La déformation linéaire horizontale dans n'importe quelle direction de cosinus directeurs λ_1 et μ_1 s'exprime par :

$$e_{\lambda_1 \mu_1} = e_{\theta\theta} \lambda_1^2 + e_{\lambda\lambda} \mu_1^2 + e_{\theta\lambda} \lambda_1 \mu_1. \quad (5)$$

A la surface de la Terre, les composantes de la déformation de marée horizontale provenant du potentiel de marée du second ordre pour les ondes semi-diurnes et diurnes peuvent être représentées respectivement par :

$$\begin{cases} e_{\theta\theta} = \frac{h_2 \sin^2 \theta + 2l_2 \cos 2\theta}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{W_2 \left(\frac{1}{2} \right)}{ag}, \\ e_{\lambda\lambda} = \frac{h_2 \sin^2 \theta - 2l_2 (1 + \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{W_2 \left(\frac{1}{2} \right)}{ag}, \\ e_{\theta\lambda} = -4l_2 \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \operatorname{ctg} 2\theta \frac{W_2 \left(\frac{1}{2} \right)}{ag}, \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} e_{\theta\theta} = (h_2 - 4l_2) \frac{W_2(1)}{ag}, \\ e_{\lambda\lambda} = (h_2 - 2l_2) \frac{W_2(1)}{ag}, \\ e_{\theta\lambda} = 4l_2 \frac{\sin \theta}{\sin 2\theta} \operatorname{ctg} \theta \frac{W_2(1)}{ag}. \end{cases}$$

De façon semblable pour le potentiel de marée du troisième ordre :

$$\left\{ \begin{aligned} e_{\theta\theta} &= \frac{h_3 \sin^2 \theta + l_3 (2 - 9 \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{W_3 \left(\frac{1}{2} \right)}{a g}, \\ e_{r r} &= \frac{h_3 \sin^2 \theta - l_3 (2 + 3 \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{W_3 \left(\frac{1}{2} \right)}{a g}, \\ e_{\theta r} &= - \frac{4 l_3 \cos 2 \theta}{\cos \theta \sin^2 \theta} \operatorname{tg} 2 \varphi \cdot \frac{W_3 \left(\frac{1}{2} \right)}{a g}, \\ e_{\theta\theta} &= \frac{h_3 (1 - 5 \cos^2 \theta) + l_3 (45 \cos^2 \theta - 11)}{1 - 5 \cos^2 \theta} \cdot \frac{W_3 (1)}{a g}, \\ e_{r r} &= \frac{h_3 (1 - 5 \cos^2 \theta) + l_3 (75 \cos^2 \theta - 1)}{1 - 5 \cos^2 \theta} \cdot \frac{W_3 (1)}{a g}, \\ e_{\theta r} &= - \frac{20 l_3 \cos \theta}{1 - 5 \cos^2 \theta} \operatorname{tg} \varphi \cdot \frac{W_3 (1)}{a g}. \end{aligned} \right. \quad (7)$$

En (6), (7) $W_n(1)$ et $W_n\left(\frac{1}{2}\right)$ sont respectivement les composantes diurne et semi-diurne du potentiel de marée.

4. Analyse harmonique des déformations de marées linéaires

L'analyse harmonique des déformations de marées linéaires est différente de celle des variations de la verticale et de la pesanteur. En effet, dans le calcul des amplitudes théoriques des ondes de la marée, la Terre est proposée comme absolument rigide et n'a pas de déformations. Les "rapports d'amplitude" perdent leur sens dans le cas des déformations de marées linéaires car les paramètres inconnus h_n et l_n entrent dans les valeurs des déformations théoriques.

Si les extensomètres sont placés dans les directions principales, la comparaison des observations avec les valeurs théoriques correspondantes donne la possibilité de déterminer les nombres h_n et l_n . Si les extensomètres λ^{ν} sont λ^{ν} placés dans les directions principales, il faut disposer de données dans trois directions différentes.

Dans notre cas, on a les résultats des observations des déformations de marées linéaires dans une direction arbitraire, voisine cependant du méridien. Cette particularité a permis certaines simplifications lors du calcul des amplitudes théoriques dans l'azimut de l'extensomètre.

Puisque nous n'étions pas sûrs des valeurs des coefficients de calibration, nous avons trouvé les amplitudes des ondes de marées dans une échelle inconnue. Connaissant la valeur du déplacement de calibration il n'y a pas de difficultés à obtenir dans la suite les amplitudes des ondes de marées. En ce qui concerne l'enregistrement optico-mécanique, nous obtenons les amplitudes des ondes de marées en millimètres car la sensibilité de cette sorte d'enregistrement est généralement constante.

Nous avons appliqué la méthode d'analyse harmonique proposée par Lecolazet (8, 9) où les expressions pour les composantes della déformation de marée horizontale $e_{\theta\theta}$, $e_{\lambda\lambda}$ et $e_{\theta\lambda}$ sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} E_{\theta\theta,1} &= \frac{G}{ag} (h_2 - 4l_2) \sin 2\theta, \\ E'_{\theta\theta,1} &= \frac{0,726186 \sin \theta}{ag} [h_3(1 - 5\cos^2\theta) + l_3(45\cos^2\theta - 11)], \\ E_{\theta\theta,2} &= \frac{G}{ag} [h_2 \sin^2\theta + 2l_2(1 - 2\sin^2\theta)], \\ E'_{\theta\theta,2} &= \frac{2,598086 \cos \theta}{ag} [h_3 \sin^2\theta + l_3(2 - 9\sin^2\theta)], \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_{\lambda\lambda,1} &= \frac{G}{ag} \sin 2\theta (h_2 - 2l_2), \\ E'_{\lambda\lambda,1} &= \frac{0,726186 \sin \theta}{ag} [h_3(1 - 5\cos^2\theta) + l_3(15\cos^2\theta - 1)] \cdot (8) \\ E_{\lambda\lambda,2} &= \frac{G}{ag} [h_2 \sin^2\theta - 2l_2(1 + \sin^2\theta)], \\ E'_{\lambda\lambda,2} &= \frac{2,598086 \cos \theta}{ag} [h_3 \sin^2\theta - l_3(2 + 3\sin^2\theta)], \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_{\theta\lambda,1} &= \frac{4l_2 G \sin \theta}{ag}, \\ E'_{\theta\lambda,1} &= -\frac{7,261802 l_3 G}{ag} \sin 2\theta, \\ E_{\theta\lambda,2} &= -\frac{4l_2 G \cos \theta}{ag}, \\ E'_{\theta\lambda,2} &= -\frac{10,39232 l_3 G}{ag} \cos 2\theta. \end{aligned} \right.$$

Pour la station "Inkerman" elles prennent la forme :

$$\begin{cases} E_{\theta\theta,1} = 0,420306 \cdot 10^7 (h_2 - 4l_2), \\ E'_{\theta\theta,1} = 0,217936 \cdot 10^7 (-1,449095 h_3 + 11,041855 l_3), \\ E_{\theta\theta,2} = 0,420306 \cdot 10^7 (0,510180 h_2 - 0,040720 l_2), \\ E'_{\theta\theta,2} = 0,764002 \cdot 10^7 (0,510180 h_3 - 2,591620 l_3), \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{\lambda\lambda,1} = 0,420306 \cdot 10^7 (h_2 - 2l_2), \\ E'_{\lambda\lambda,1} = 0,217936 \cdot 10^7 (-1,449095 h_3 + 6,347285 l_3), \\ E_{\lambda\lambda,2} = 0,420306 \cdot 10^7 (0,510180 h_2 - 3,020380 l_2), \\ E'_{\lambda\lambda,2} = 0,764002 \cdot 10^7 (0,510180 h_3 - 3,530540 l_3), \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} E_{\theta\lambda,1} = 1,201095 \cdot 10^7 l_2, \\ E'_{\theta\lambda,1} = -3,050551 \cdot 10^7 l_3, \\ E_{\theta\lambda,2} = 1,176883 \cdot 10^7 l_2, \\ E'_{\theta\lambda,2} = 0,088907 \cdot 10^7 l_3. \end{cases}$$

En (8) et (9) les indices "1" et "2" sont les valeurs des coefficients de Doodson pour les ondes diurnes et semi-diurnes.

Les nombres homologues pour le calcul des amplitudes et des phases des 10 ondes de marées principales, obtenus à la suite de l'application des combinaisons linéaires de Lecolazet aux expressions $A_i = H_i \cos \varphi_i$ et $B_i = -H_i \sin \varphi_i$ des 52 ondes diurnes et 27 semi-diurnes sont présentés comme suit :

1. Pour la composante de la déformation de marée horizontale $e_{\theta\theta}$:

a) les ondes diurnes :

$$[a_i (h_2 - 4l_2) + b_i (-1,449095 h_3 + 11,041855 l_3)] \cdot 10^{-9}; \quad (10)$$

b) les ondes semi-diurnes :

$$[a'_i (0,510180 h_2 - 0,040720 l_2) + b'_i (0,510180 h_3 - 2,591620 l_3)] \cdot 10^{-9};$$

2. Pour la composante de la déformation de marée horizontale e :

a) les ondes diurnes :

$$[a'_i (h_2 - 2l_2) + b'_i (-1,449095 h_3 + 6,347285 l_3)] \cdot 10^{-9}; \quad (11)$$

b) les ondes semi-diurnes

$$[a'_i (0,510180 h_2 - 3,020380 l_2) + b'_i (0,510180 h_3 - 3,530540 l_3)] \cdot 10^{-9};$$

3. Pour la composante de la déformation de marée horizontale e :

a) les ondes diurnes

$$(c_i l_2 + d_i l_3) 10^{-9}; \quad (12)$$

b) les ondes semi-diurnes

$$(c'_i l_2 + d'_i l_3) 10^{-9}.$$

TABLE 1

<u>Epoque centrale</u>		M_2
1	1/3 1970 6h	334,144 h_2^2 - 53,340 $h_2 l_2$ + 133,107 l_2^2
2	4/4 1970 21h	358,772 h_2^2 - 57,270 $h_2 l_2$ + 138,404 l_2^2
3	5/5 1970 13h	350,457 h_2^2 - 55,944 $h_2 l_2$ + 136,725 l_2^2
<u>Epoque centrale</u>		K_1
1	1/3 1970 6h	393,354 h_2^2 - 3127,021 $h_2 l_2$ + 6253,045 l_2^2
2	4/4 1970 21h	366,486 h_2^2 - 2913,436 $h_2 l_2$ + 5828,864 l_2^2
3	5/5 1970 13h	670,490 h_2^2 - 5330,151 $h_2 l_2$ + 10661,102 l_2^2
<u>Epoque centrale</u>		O_1
1	1/3 1970 6h	368,036 h_2^2 - 2925,764 $h_2 l_2$ + 5851,448 l_2^2
2	4/4 1970 21h	323,430 h_2^2 - 2571,154 $h_2 l_2$ + 5143,381 l_2^2
3	5/5 1970 13h	392,111 h_2^2 - 2640,685 $h_2 l_2$ + 5280,100 l_2^2

TABLE 2

Epoque centrale des séries (UT)	M ₂ /O ₁				M ₂ /K ₁					
	Enregistrement photoélectrique		Enregistrement optico-mécanique		Enregistrement photoélectrique		Enregistrement optico-mécanique			
	h ₂ /l ₂	h ₂	h ₂ /l ₂	h ₂	h ₂ /l ₂	h ₂	h ₂ /l ₂	h ₂		
1 1.III.1970 r. 0 ^h 7,24	0,452	0,082	6,77	0,447	4,47	0,452	0,101	4,61	0,448	0,067
2 4.V. 1970 r. 21 ^h 5,84	0,476	0,082	5,77	0,463	5,60	0,476	0,088	5,31	0,468	0,038
3 5.V. 1970 r. 18 ^h 4,98	0,459	0,082	5,15	0,448	5,78	0,459	0,079	5,18	0,448	0,050
Moyenne	6,02	0,462	0,079	5,90	0,454	0,078	0,088	5,03	0,453	0,080
	h ₂ (M ₂ /O ₁) 0,458									
	h ₂ (M ₂ /K ₁) 0,458									
	l ₂ (M ₂ /O ₁) 0,078									
	l ₂ (M ₂ /K ₁) 0,089									
	h _{2cp} - 0,458 ± 0,003									
	l _{2cp} 0,084 ± 0,003									

NOTE 2

TABLE 3

Amplitude des ondes en 10^{-8}

Epoque centrale des séries (UT)	M ₂		S ₂		N ₂		K		O ₁	
	фотоэлект-рич. регистр.	оптико-механ. регистр.								
1. III 1970 г. 6 ^h	0,820	0,812	0,618	0,630	0,204	0,194	0,117	0,187	0,393	0,358
2. 4. IY 1970 г. 1 ^h	0,894	0,879	0,566	0,591	0,122	0,075	0,270	0,232	0,277	0,238
3. 5. Y 1970 г. 13 ^h	0,852	0,832	0,435	0,465	0,122	0,175	0,376	0,279	0,177	0,193

TABLE 4

Déphasage $\Delta\varphi^0$

Epoque centrale des séries (UT)	M ₂		S ₂		N ₂		K ₁		O ₁	
	фотоэлект-рич. регистр.	оптико-механ. регистр.								
1. 1. 1970 г. 6 ^h	+13,7	+14,1	+5,3	+5,2	+11,6	+13,3	+2,0	-1,1	-0,2	+8,2
2. 4. IY 1970 г. 21 ^h	+10,8	+12,2	-7,4	-7,7	+18,7	+8,2	+17,3	+27,6	-10,1	-18,3
3. 5. Y 1970 г. 13 ^h	+10,6	+9,2	+2,3	-4,8	+2,0	-2,1	+5,3	+3,4	-20,2	-15,7
Moyenne	+11,7	+11,8	-1,5	-2,4	+10,8	+6,5	+8,2	+9,0	-16,2	-10,4

En négligeant les seconds membres dans les expressions (10) - (12) provenant du potentiel W_3 , nous calculons les amplitudes et les phases des 10 ondes de marées pour chaque composante $e_{\theta\theta}$, $e_{\lambda\lambda}$ et $e_{\theta\lambda}$:

pour $e_{\theta\theta}$ et $e_{\lambda\lambda}$

$$H_i^2 = (A_i \cdot h_2^2 + B_i \cdot h_2 \cdot l_2 + C_i \cdot l_2^2) (10^{-9})^2, \quad (13)$$

pour $e_{\theta\lambda}$

$$H_i^2 = D_i \cdot l_2^2 (10^{-9})^2. \quad (14)$$

Les calculs des amplitudes théoriques et des phases de la déformation de marée linéaire dans l'azimut de l'appareil pour chacune des 10 ondes séparées par la méthode de Lecolazet conduisent à des expressions assez compliquées, cependant la proximité de l'azimut de l'extensomètre par rapport au méridien a permis certaines simplifications à la suite desquelles les amplitudes théoriques dans l'azimut de l'appareil sont obtenues dans la même forme que celle donnée en (13). Ces valeurs pour les ondes M_2 , K_1 et O_1 sont données dans la table 1. Les phases théoriques de ces ondes sont calculées pour les valeurs h_2 et l_2 correspondant au modèle N° 3 de Molodenskii [2].

Comme nous ne sommes pas sûrs de la calibration, les rapports $\frac{h_2}{l_2}$ qu'on peut déterminer par la relation des amplitudes des déformations de marées dans les ondes M_2 , O_1 , K_1 méritent seules d'être considérées. Cette méthode a l'avantage de ne pas exiger de connaître la sensibilité des appareils. Pour calculer la relation $\frac{h_2}{l_2}$ on a composé pour chaque série les équations du type

$$A_i \left(\frac{h_2}{l_2} \right)^2 + B_i \left(\frac{h_2}{l_2} \right) + C_i = 0,$$

et on a pris les relations des amplitudes des ondes M_2 à O_1 et M_2 à K_1 .

On peut déterminer la sensibilité d'après les paramètres du système optique et de l'équipement d'enregistrement (enregistrement optico-mécanique) (3). En prenant cette sensibilité égale à $0,762 \times 10^{-8}$ et conformément à la valeur du déplacement de calibration égal à $0,238$, nous obtenons h_2 et l_2 (table 2), en utilisant les valeurs de leurs relations $\frac{h_2}{l_2}$ et également les valeurs des amplitudes observées (table 3) et théoriques (table 1) de la déformation de marée pour l'onde M_2 .

Les déphasages pour les cinq ondes principales sont donnés dans la table 4 ainsi le signe (-) représente un retard de la déformation de marée linéaire observée par rapport à la théorie.

Les valeurs des nombres de Love et Shida ont un caractère préliminaire; cependant il faut noter qu'elles coïncident avec les données des autres auteurs [3, 4, 10]. Comme dans les travaux [3, 4] le nombre de Love h_2 est un peu plus faible que la valeur déterminée par les observations des inclinaisons de marées et des variations de marées de la force de pesanteur.

Pour les marées statiques du second ordre et pour les différents modèles de structure interne de la Terre, le nombre de Love h_2 est compris dans les limites de $0,567$ à $0,662$ et le nombre de Shida l_2 dans les limites de $0,074$ à $0,107$ (2).

Notre résultat $h_2 = 0,458 \pm 0,003$ est inférieur également à la valeur théorique tandis que le nombre de Shida $l_2 = 0,084 \pm 0,003$ se trouve dans les limites de ses valeurs théoriques.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Boulatsen V.G., Ovtchinikov V.A. Dans le livre : Rotation et déformations de marées de la Terre, Publ. 1 "Naoukova Doumka" K., 1970
- 2 Molodenskii M.S., Kramer M.V. Marées terrestres et nutation de la Terre. Edit. Ac. des Sc. URSS M. 1961
- 3 Balavadze B.K., Karmaleyeva R.M., Kartvelichvili K.Z., Latinina L.A. Izv. Ac. Sc. URSS. Physique de la Terre N° 2, 1965
- 4 Latinina L.A., Karmaleyeva R.M. Dans le livre : Mouvements actuels de l'écorce terrestre, N° 2 Tartou, 1965
- 5 Beniöff M. Fused Quartz Extensometer for Secular, Tidal and Seismic Strains. Bull. Geol. Soc. Amer., vol. 10, N° 8, 1959
- 6 Love A.E.H. The Yielding of the Earth to Disturbing Forces. Proc. Roy. Soc. London, vol. 82A, 1909
- 7 Shida T. On the Elasticity of the Earth and the Earth's Crust. Memoirs of the College of Science and Engineering Kyoto imperial Univ., vol. 4, 1912
- 8 Lecolazet R. La méthode utilisée à Strasbourg pour l'analyse harmonique de la marée gravimétrique. Marées Terrestres, Bull. d'information N° 10, 1958
- 9 Lecolazet R. Le développement harmonique de la marée de déformation. Marées Terrestres. Bull. d'information, N° 31, 1963
- 10 Ozawa I. On the Observations of the Earth Tide by means of Extensometers in Horizontal Components. Bull. Dis. Prev. Res. Inst. Kyoto Univ. N° 46, 1961.

VARIATIONS DE MAREES DE LA FORCE DE PESANTEUR A TALGAR II.

par

S.N. Barsenkov, V.A. Volkov, M.V. Kouznetsov, L.I. Kouznetsova, N.N. Pariiskii

(Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre
Acad. Sciences URSS, Inst. Phys. Terrestre Schmidt pp. 26-73 Moscou 1970)

(Abrégé)

ПРИЛИВНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ В ТАЛГАРЕ II

С.Н. Барсенков, В.А. Волков, М.В. Кузнецов,
Л.И. Кузнецова, Н.Н. Парийский.

Методика измерения земных приливов и медленных
деформаций земной поверхности - АН СССР ИФЗ.
Москва 1970 Стр. 26-73.

Les observations des marées de la pesanteur et des inclinaisons ont commencé à Talgar en 1961 [1, 2]. Du 14 novembre 1961 au 2 septembre 1964 elles ont été effectuées pendant 2 ans et 10 mois dans une cave peu profonde de l'Institut de Physique de la Terre Schmidt de l'Académie des Sciences d'URSS. Dans la suite ce point sera appelé Talgar I.

Pour obtenir des valeurs plus sûres de δ , des retards de phase, pour étudier le bruit exerçant une influence sur la détermination de ces valeurs et pour assurer la possibilité d'observations des oscillations propres de la Terre après les tremblements de terre catastrophiques à Talgar en 1964, on a construit une station de marée spéciale Talgar II. Le bâtiment de cette station est également situé sur le territoire de l'Institut à 50 m

Les coordonnées de la station sont les mêmes que pour Talgar I. La station est située aux pieds des massifs Sailsiki Ala-Taij, sur la terrasse de Talgar, loin des industries, des chemins de fer et des routes. Sous le bâtiment, le sol est alluvionnaire, de petits galets et de gros blocs erratiques.

Les essais ont montré que l'une des causes principales qui altère les résultats des observations est la variation de la température dans la salle d'enregistrement. C'est pourquoi lors de la construction de la station on a fait tout ce qui était possible pour éliminer les variations diurnes et saisonnières de la température.

A la suite de toutes les mesures prises, la variation annuelle de la température de février à juillet dans les salles d'enregistrement était, pour la première année d'exploitation, environ de $3,5^{\circ}$ lors de chutes de la température extérieure d'environ 50° .

Les variations diurnes ne dépassaient pas $0,5^{\circ}$ et étaient en moyenne de moins de $0,2^{\circ}$ par jour. Le graphique de la variation de la température dans les salles d'enregistrement est indiqué sur la figure 2.

Les recherches ultérieures du niveau le plus satisfaisant de chauffage (par le réglage des thermomètres de contact) ont donné la possibilité en 1966 de ramener les variations saisonnières de la température dans les salles à $1,5^{\circ}$; les variations diurnes ont dépassé brusquement $0,1^{\circ}$ (1). L'humidité relative dans la salle d'enregistrement oscillait au cours d'un an de 50 (en hiver) à 75% (en été). Pour maintenir l'humidité à ce niveau on a employé du chlorure de sodium.

L'enregistrement a été effectué avec deux gravimètres GS-11 N° 126 et N° 134 installés dans la salle V. L'enregistrement dans la salle IV avec le gravimètre GS-11 N° 167 a été commencé plus tard, ses résultats seront publiés séparément. L'enregistrement a été réalisé avec un entraînement de 5,2 mm/heure. Les marques horaires ont une précision de ± 10 sec.

(1) Dans les observations précédentes, l'onde annuelle de température atteignait parfois 15° et l'onde diurne 1 à 2° .

Le schéma d'alimentation des lampes des photoenregistreurs et des galvanomètres est donné à la figure 3. Ici comme à la station de Talgar I, on a appliqué une signalisation dans le cas où les lampes des galvanomètres enregistreurs brûlent. La constance et le niveau nécessaires d'illumination du papier photographique sont contrôlés par des milliampèremètres. Le schéma général d'alimentation de chauffage du gravimètre, des lampes du photoélément et du branchement du galvanomètre enregistreur sont donnés à la figure 4.

Les lampes qui illuminent les photoéléments des gravimètres sont alimentées chacune par un groupe séparé d'accumulateurs 5 HKH-100 d'une capacité de 300 w/heure. Les accumulateurs sont changés après 2,5 à 3 mois. Le contrôle et le maintien de la constance de la tension ont été réalisés avec une précision de 0,005 v à l'aide d'un voltmètre M 1106 de la classe 0,2 et du magasin de résistances P-33.

Le chauffage de chaque gravimètre est alimenté par un groupe d'accumulateurs 5 HKH-100 d'une capacité de 200 a/heure avec une charge de tampon continue depuis le réseau de courant alternatif par le stabilisateur C-0,75 et le redresseur BCA-10. Le régime de fonctionnement du chauffage des gravimètres et la tension sur ceux-ci sont contrôlés par des voltmètres et des ampèremètres. La température de thermostatisation des deux appareils était de + 35°. L'appareil n° 126 avait le degré de chauffe I, l'appareil n° 134 le degré II (le chauffage intérieur de l'appareil n° 134 n'a pas fonctionné pour des raisons techniques).

L'enregistrement des marées par le gravimètre n° 134 a commencé le 6 novembre 1964, par le gravimètre n° 126 le 1er janvier 1965. Le gravimètre n° 126 a fonctionné au cours de 1965 sans interruptions. Pour le gravimètre n° 134 on a, en 1965, deux interruptions : du 18 février au 4 mars et du 15 au 28 septembre.

Nous donnons dans ce travail les résultats des observations et les réductions des séries continues suivantes : pour le gravimètre n° 126, une série continue d'une durée de 361 jours (du 1er janvier au 27 décembre 1965);

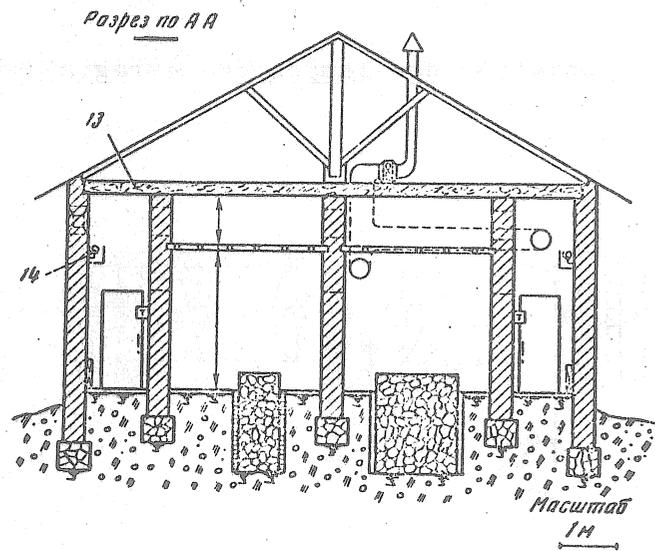
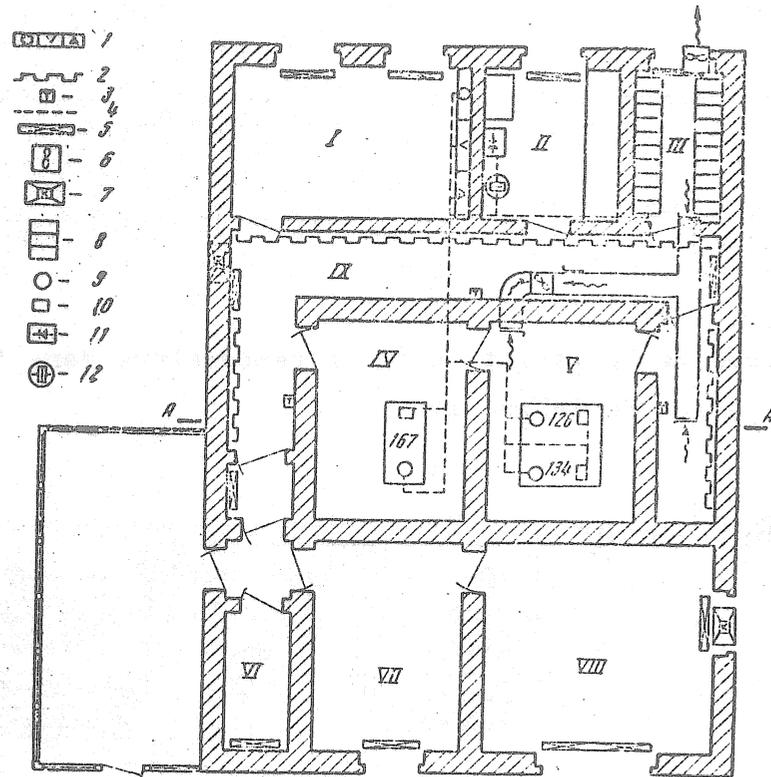


Fig. 1. Plan de la station de marées à Talgar II.

- 1.- point de contrôle; 2.- spirale pour le chauffage; 3.- thermomètre de contact; 4.- commutation des appareils; 5.- chauffage à vapeur;
- 6.- ventilateur; 7.- conditionneur; 8.- batteries d'accumulateur 5HKH-100;
- 9.- gravimètre; 10.- enregistreur; 11.- redresseurs BCA-10; 12.- stabilisateur du courant alternatif; 13.- couche thermoisolante; 14.- spirale de chauffage.

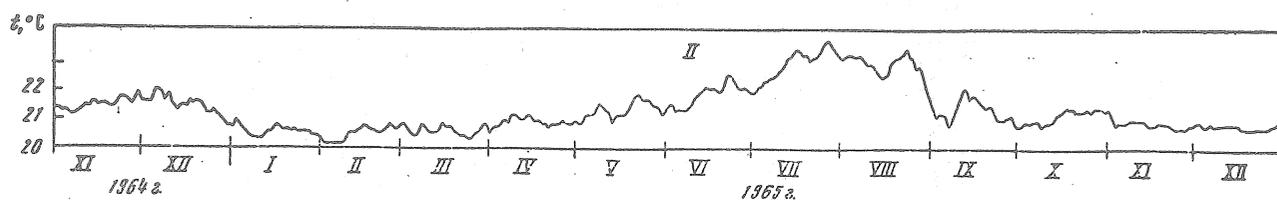


Fig. 2. Graphique de la variation de la température dans la salle d'enregistrement de la station de Talgar II.

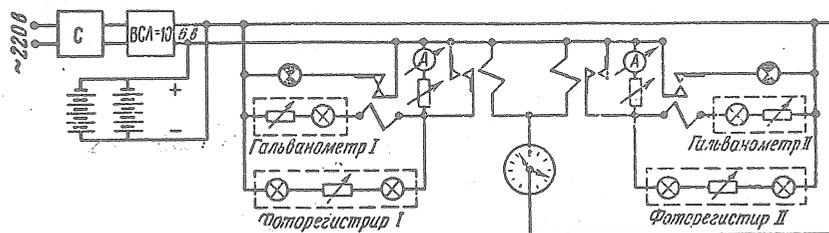


Fig. 3. Schéma d'alimentation des lampes des enregistreurs photographiques et des galvanomètres.

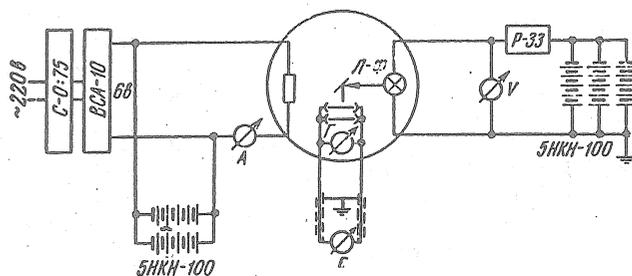


Fig. 4. Schéma d'alimentation du chauffage du gravimètre, de la lampe du photoélément et du branchement du galvanomètre enregistreur.

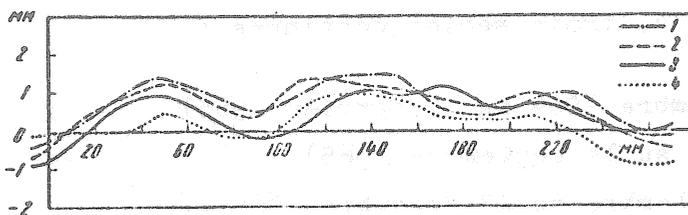


Fig. 5. Détermination de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre du gravimètre n° 126

- 1 - 18 février 1965, = 15,41
- 2 - 20 mai 1965, = 14,81
- 3 - 19 août 1965 = 15,05
- 4 - 2 février 1966 = 15,38

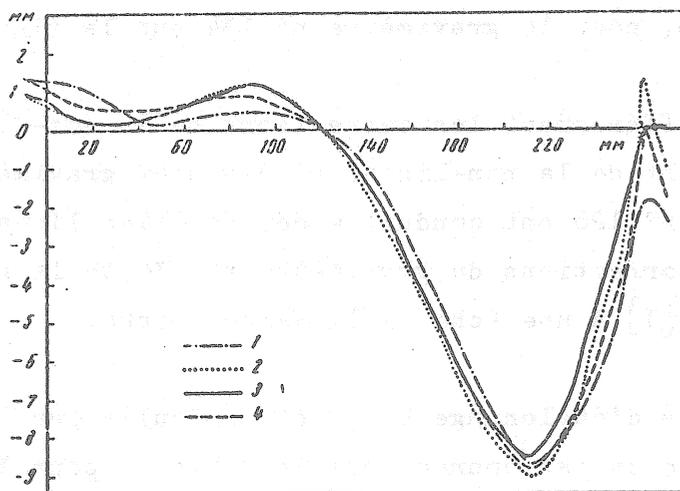


Fig. 6. Détermination de la non-linéarité du galvanomètre du gravimètre n° 134

- 1 - moyenne des déterminations du 17 novembre 1964 - 15 février 1965;
- 2 - moyenne des déterminations du 15 février - 1er juillet 1965;
- 3 - moyenne des déterminations du 1er juillet - 26 août 1965;
- 4 - moyenne des déterminations du 26 août 1965 - 31 janvier 1966.

pour le gravimètre n° 134, trois séries continues :

- 1) 104 jours (du 6 novembre 1964 au 17 février 1965)
- 2) 195 jours (du 4 mars au 14 septembre 1965)
- 3) 91 jours (du 28 septembre au 27 décembre 1965).

Le gravimètre n° 134 a enregistré pendant 390 jours.

La non-linéarité de l'échelle des galvanomètres a été étudiée par la méthode décrite précédemment en [3, 5] .

Pour cette période la non-linéarité pour le gravimètre n° 126 a été déterminée 4 fois : 18 février, 20 mai, 19 août 1965, 2 février 1966; pour le gravimètre n° 134, cinq fois : 17 novembre 1964, 15 février, 1er juillet, 26 août 1965, 31 janvier 1966. Les graphiques des corrections de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre pour le gravimètre n° 126 sont indiqués sur la figure 5, pour le gravimètre n° 134 sur la figure 6.

On a calculé différemment les corrections de la non-linéarité à cause du caractère différent de la non-linéarité des deux gravimètres. Les corrections du gravimètre n° 126 ont conduit à des échelles linéaires différentes comme en [2] . Les corrections du gravimètre n° 134 de la non-linéarité ont amené de même qu'en [1] à une échelle linéaire unique.

Les coefficients d'étalonnage k ont été calculés par le procédé de 49 heures [6] . La liste en est donnée dans la table 1, pour le gravimètre n° 126, et dans la table 2, pour le gravimètre n° 134. Nous donnons à la figure 7 leur évolution dans le temps. Les données des tables indiquent que les écarts maximum pour le gravimètre n° 126 sont de - 6%, + 6% en tenant compte de la non-linéarité de la dérive et de - 7%, + 5% sans tenir compte de la non-linéarité de la dérive. Pour le gravimètre n° 134, ces écarts sont respectivement de - 4% et + 5% en tenant compte de la non-linéarité de la dérive et de - 6% et + 8% sans en tenir compte. Sur la base de ces données et par la figure 7, on constate que la correction de dérive a diminué les écarts maximum uniquement du gravimètre n° 134 et sensiblement diminué l'erreur quadratique moyenne de chaque détermination.

TABLE 1

Coefficients d'étalonnage
Gravimètre n° 126

Date	k tenant compte de la dérive	k sans tenir compte de la dérive	Date	k tenant compte de la dérive	k sans tenir compte de la dérive
11.I 1965 r.	16,61	16,43	5.VII	16,05	16,43
15.II	16,32	16,56	16	16,40	16,52
8.III	15,74	16,15	23	15,92	16,06
18	16,29	16,31	10.VIII	16,12	16,09
25	16,07	15,62	21	15,53	15,18
5.IV	16,20	16,41	16.IX	15,23	15,30
16	16,02	16,07	23	14,90	14,99
7.V	15,71	15,80	9.X	15,46	15,41
17	15,75	15,81	19	15,22	15,27
31	15,90	16,00	29	15,33	15,27
			12.XI	15,17	15,32
			26	14,78	14,63
			7.XII	14,87	14,88
			18	15,79	15,92
Valeur moyenne du coef- ficient	15,72	15,77			

TABLE 2

Coefficients d'étalonnage
Gravimètre n° 134

Date	k tenant compte de la dérive	k sans tenir compte de la dérive	Date	k tenant compte de la dérive	k sans tenir compte de la dérive
19.XI 1964 r.	13,10	13,09	9.VI	13,11	13,12
1.XII	13,07	13,15	22	12,99	12,68
17	12,98	13,88	2.VII	13,47	13,34
31	13,09	13,12	14	13,46	13,46
20.I 1965 r.	12,96	13,14	27	13,23	13,17
30	13,21	13,83	7.VIII	13,07	13,46
13.II	13,11	13,28	17	12,99	13,45
16.III	13,05	13,11	30.IX	13,15	12,97
30	13,13	13,00	12.X	12,93	13,00
10.IV	13,00	13,28	22	12,57	12,52
23	12,77	12,58	2.XI	12,69	12,50
5.V	13,98	14,19	10	12,67	12,27
15	13,49	13,91	20	12,66	12,50
27	13,42	13,62	4.XII	12,64	12,58
			11	12,47	12,51
			21	12,46	12,36
Valeur moyenne du coef- ficient	13,03	13,10			

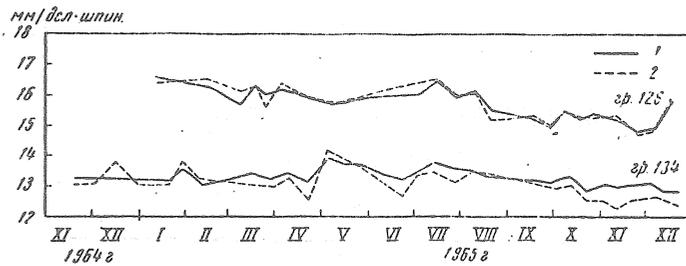


Fig. 7. Evolution dans le temps des coefficients d'étalonnage k en tenant compte de la non-linéarité de la dérive (1) et sans en tenir compte (2).

La prise en considération des dérives et des discontinuités c'est-à-dire le fait de ramener les ordonnées de mesure à une origine commune a été réalisée comme en [3, 4] .

Etant donné que les corrections à la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre du gravimètre n° 126 ont été ramenées à différentes échelles linéaires, il est devenu utile de transformer avant l'analyse harmonique toutes les ordonnées de millimètres en microgals comme en [2] . Cette réduction est décrite en [3] . L'analyse harmonique du gravimètre n° 134 a été effectuée en utilisant les ordonnées exprimées en millimètres et les coefficients d'étalonnage réduits ont été pris en considération après l'analyse comme en [1] .

L'analyse harmonique a été effectuée d'après le procédé de B.P. Pertsev [7] par méthode glissante avec déplacement du jour central d'un jour (24 heures) [1] . Pour le gravimètre n° 126, les analyses ont été effectuées pour les époques 11.5 UT depuis le 16 janvier jusqu'au 12 décembre 1965 (en tout 331 analyses); pour le gravimètre n° 134, pour les mêmes heures du 21 novembre 1964 au 2 février 1965 (74 analyses), du 19 mars au 30 août 1965 (165 analyses) et du 13 octobre au 12 décembre 1965 (61 analyses). Le nombre total d'analyses du gravimètre n° 134 était de 300; on a fait en tout pour les deux appareils 631 analyses.

Les résultats, c'est-à-dire les valeurs de δ et $\Delta\psi$ pour les cinq ondes de marées : M_2 , S_2 , N_2 , K_1 , O_1 pour le gravimètre n° 126 sont donnés dans les tables 3 et 4 et les valeurs correspondantes pour le gravimètre n° 134 dans les tables 5 et 6.

Les figures 8 et 9 montrent les variations des valeurs δ et α dans le temps pour les ondes principales (M_2 , S_2 , N_2 , K_1 , O_1). On constate que les valeurs de δ pour l'onde M_2 ont dans le temps une allure à peu près périodique avec une période d'environ 8 heures. C'est pourquoi ces valeurs ont été soumises à la moyenne glissante sur huit heures. Ces valeurs lissées sont données à la figure 10.

Nous donnons dans les tables 7 et 8 les valeurs de δ et $\Delta\psi$ pour les séries mensuelles indépendantes (c'est-à-dire les séries dont les ordonnées ne se recouvrent pas entre elles) et pour les gravimètres n° 126 et 134.

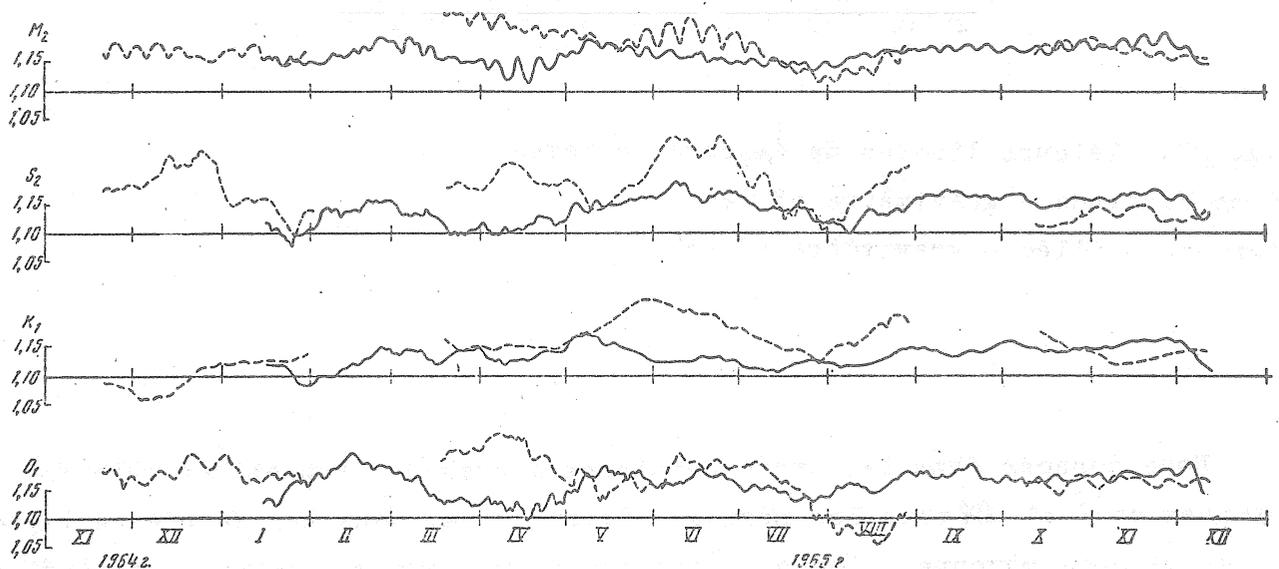


Fig. 8. Variation dans le temps de la valeur δ pour les ondes de marées principales du gravimètre n° 126 (ligne continue) et du gravimètre n° 134 (ligne pointillée).

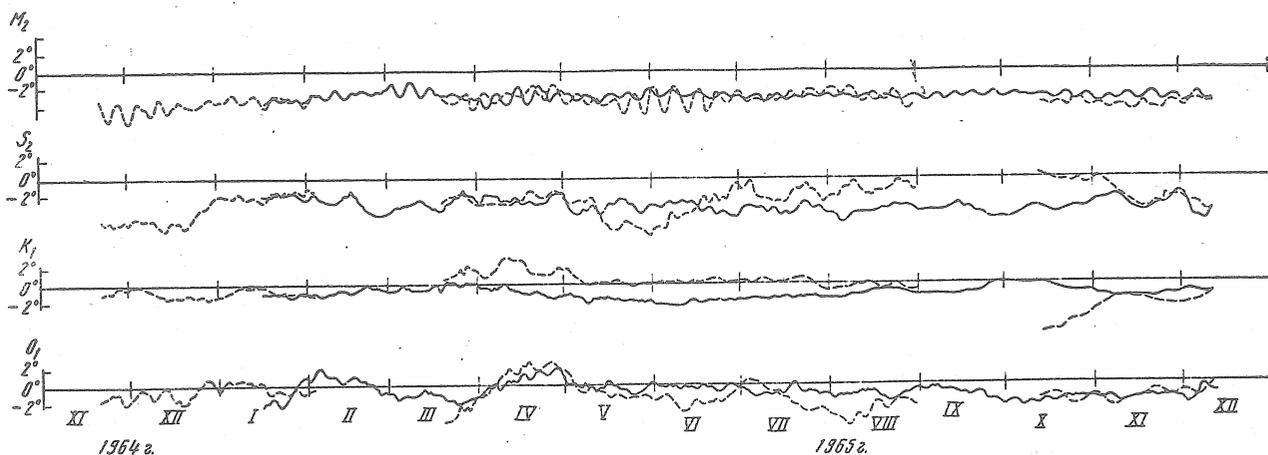


Fig. 9. Variation dans le temps de la valeur $\Delta\psi$ pour les ondes de marées principales des gravimètres n° 126 (ligne continue) et du gravimètre n° 134 (ligne pointillée).

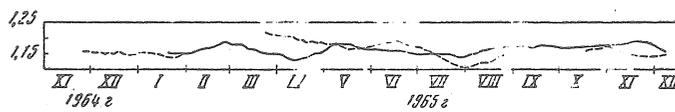


Fig. 10. Valeurs lissées de δ_{M_2} dans le temps
 ligne continue - gravimètre n° 126
 ligne pointillée - gravimètre n° 134

Nous donnons dans les avant-dernières lignes des tables les valeurs moyennes de δ et $\Delta\psi$ pour les séries indépendantes; dans les dernières lignes et les valeurs moyennes d'après l'analyse harmonique glissante c'est-à-dire que nous donnons les moyennes des valeurs données dans les tables 3, 4, 5 et 6. Les erreurs probables des tables 7 et 8 sont calculées d'après la convergence interne des séries mensuelles indépendantes.

TABLE 7

Valeurs des facteurs δ et $\Delta\varphi$ pour les séries mensuelles indépendantes (1965)
Gravimètre n° 126

Jour moyen des observations	δ					$\Delta\varphi$				
	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
16.I	1,155	1,119	1,193	1,120	1,129	-3,6	-2,0	-6,3	-1,2	-2,4
15.II	1,168	1,139	1,078	1,118	1,212	-2,9	-2,2	0,0	-0,9	+0,7
17.III	1,155	1,125	1,099	1,120	1,137	-1,9	-3,7	-6,7	-0,3	-1,1
16.IV	1,128	1,108	1,129	1,129	1,110	-1,7	-2,8	-15,0	-1,2	+1,3
16.V	1,183	1,147	1,185	1,154	1,181	-3,0	-3,3	+0,4	-1,6	+0,2
15.VI	1,164	1,167	1,231	1,127	1,170	-2,8	-2,9	-0,5	-2,2	-0,6
15.VII	1,149	1,142	1,190	1,106	1,142	-2,8	-4,3	-2,6	-1,8	-1,1
14.VIII	1,168	1,137	1,272	1,118	1,153	-3,0	-4,2	-6,9	-1,3	-0,9
13.IX	1,177	1,172	1,286	1,131	1,170	-2,9	-3,4	-5,6	-1,5	-1,0
13.X	1,181	1,149	1,258	1,146	1,167	-3,0	-3,6	-0,1	-0,4	-2,5
12.XI	1,195	1,170	1,182	1,158	1,178	-2,9	-3,2	-3,2	-1,7	-2,2
12.XII	1,152	1,133	1,148	1,113	1,139	-3,5	-3,7	-7,5	-1,3	-1,3
Moyenne des indépendantes	1,165	1,142	1,187	1,128	1,157	-2,8	-3,3	-4,5	-1,3	-0,9
Moyenne des glissantes	1,165	1,143	1,183	1,134	1,159	-2,9	-3,4	-3,8	-1,3	-1,0
	$\pm 0,003_s$	$\pm 0,003_s$	$\pm 0,012_s$	$\pm 0,003_1$	$\pm 0,005_3$	$\pm 0,1_1$	$\pm 0,1_3$	$\pm 0,8_6$	$\pm 0,1_1$	$\pm 0,2_1$

TABLE 8

Valeurs des facteurs δ et $\Delta\varphi$ pour les séries mensuelles indépendantes
Gravimètre n° 134

Jour moyen des observations	δ					$\Delta\varphi$				
	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
21.XI 1964 r.	1,167	1,185	1,228	1,034	1,186	-3,1	-5,0	-6,3	-1,2	-1,7
21.XII	1,174	1,234	1,085	1,104	1,217	-3,9	-5,9	-4,7	-1,3	-1,4
20.I 1965 r.	1,171	1,148	1,174	1,140	1,190	-2,6	-2,0	-4,2	-0,9	-0,8
19.III	1,248	1,190	1,292	1,174	1,211	-3,2	-2,9	-6,8	0,6	-4,5
18.IV	1,225	1,212	1,337	1,170	1,224	-2,9	-1,6	-7,3	1,4	2,7
18.V	1,191	1,178	1,263	1,210	1,161	-3,1	-6,2	1,6	0,4	-1,6
17.VI	1,198	1,246	1,179	1,217	1,206	-2,3	-2,6	-1,3	0,3	-2,1
17.VII	1,159	1,129	1,089	1,156	1,171	-3,0	-1,8	2,0	0,2	-2,6
16.VIII	1,152	1,195	1,169	1,194	1,086	-2,5	-1,9	-8,9	-0,3	-2,2
13.X	1,170	1,127	1,094	1,191	1,169	-3,8	0,4	-3,9	-6,0	-1,9
12.XI	1,181	1,151	1,163	1,141	1,193	-4,1	-2,8	-11,0	-1,5	-2,0
12.XII	1,183	1,169	1,219	1,163	1,180	-3,7	-3,9	-1,5	-1,4	-0,3
Moyenne des indépendantes	1,185	1,180	1,191	1,163	1,183	-3,2	-3,0	-4,3	-0,8	-1,5
Moyenne des glissantes	1,188	1,187	1,187	1,164	1,179	-3,4	-2,8	-3,9	-0,6	-1,4
	$\pm 0,005_3$	$\pm 0,007_3$	$\pm 0,015_5$	$\pm 0,007_4$	$\pm 0,007_6$	$\pm 0,1_1$	$\pm 0,3_7$	$\pm 0,7_7$	$\pm 0,3_6$	$\pm 0,3_2$

TABLE 9

Valeurs δ et $\Delta\psi$

Gravimètre N°	Période	Méthode	Nombre de jours	δ					$\Delta\psi^*$					
				M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	
1	126	1961—1963 rr.	II	572	1,172	1,185	1,159	1,152	1,182	-3,1	-4,3	-3,4	-1,3	-0,6
2	126	1961—1963 rr.	B	572	1,170	1,179	1,154	1,163	1,178	-3,4	-6,0	-3,8	-1,5	-1,2
3	126	1961—1963 rr.	CH	524	1,183	1,177	1,164	1,172	1,190	-2,9	-5,7	-3,8	-1,0	-0,7
4	Moyenne				1,175	1,180	1,159	1,162	1,183	-3,1	-5,3	-3,7	-1,3	-0,8
5	126	1963—1964 rr.	H	355	1,157	1,160	1,151	1,141	1,151	-3,2	-4,0	-5,6	-2,2	-0,7
6	126	1965 r.	II	361	1,165	1,143	1,186	1,134	1,159	-2,9	-3,4	-3,8	-1,3	-1,0
7	Moyenne				1,166	1,161	1,165	1,146	1,164	-3,1	-4,2	-4,4	-1,6	-0,8
8	134	1961—1963 rr.	II	568	1,165	1,145	1,192	1,161	1,167	-3,4	-4,6	-2,7	-1,1	-1,6
9	134	1964—1965 rr.	II	390	1,188	1,187	1,187	1,164	1,179	-3,4	-2,8	-3,9	-0,6	-1,4
10	Moyenne				1,176	1,166	1,189	1,162	1,173	-3,4	-3,7	-3,3	-0,8	-1,5
11	Moyenne générale				1,170	1,163	1,175	1,152	1,168	-3,2	-4,0	-3,9	-1,3	-1,1
12	terme d'inertie				-4	-4	-4	-1	-1					
13	Résultats définitifs				1,166	1,159	1,171	1,151	1,167	-3,2	-4,0	-3,9	-1,3	-1,1
14	Erreurs probables				$\pm 0,003_3$	$\pm 0,005_0$	$\pm 0,005_3$	$\pm 0,004_1$	$\pm 0,004_0$	$\pm 0,0_0$	$\pm 0,2_8$	$\pm 0,3_2$	$\pm 0,1_6$	$\pm 0,1_2$

* Le signe moins pour $\Delta\psi$ correspond au retard des observations de l'onde par rapport à la théorique. On n'a pas tenu compte du retard instrumental

Nous donnons dans la table 9 les valeurs δ et $\Delta\psi$ pour Talgar de novembre 1961 à décembre 1965. Nous y donnons également les résultats moyens pour les séries d'observations de Talgar. Trois séries obtenues par le gravimètre n° 126 englobent 1288 jours d'observations. Deux séries obtenues par le gravimètre n° 134 se rapportent à 958 jours d'observations. La première série de 19 mois d'observations obtenue par le gravimètre 126 a été réduite par trois méthodes différentes : Pertsev (P), Venedikov (V) réduite par Melchior et spectrale (SP) effectuée par Barsenkov [8]. Les résultats obtenus par ces méthodes sont donnés dans les trois premières lignes de la table 9. Dans la quatrième ligne, nous donnons la moyenne des trois premières lignes.

Les résultats de la réduction par les méthodes de Pertsev et Venedikov convergent bien. La différence δ pour les quatre ondes est dans les limites de 0,5% et elle atteint 1% uniquement pour l'onde K_1 . Les résultats obtenus par la méthode spectrale diffèrent un peu plus de la moyenne obtenue par les deux premières méthodes : de - 0,5% pour l'onde S_2 jusqu'à 1,3 % pour l'onde K_1 .

Nous donnons dans les cinquième et sixième lignes de la table 9 les valeurs δ et $\Delta\psi$ obtenues pour le gravimètre n° 126 pour deux séries annuelles successives. A la septième ligne nous donnons les moyennes simples des trois séries (quatrième, cinquième et sixième lignes). Dans les huitième et neuvième lignes nous donnons les résultats pour les deux séries obtenues par le gravimètre n° 135. Dans la huitième ligne les résultats de l'ancienne série de 19 mois et dans la neuvième, les résultats de 15 mois d'observations dans la station de Talgar II. Nous donnons dans la dixième ligne les moyennes de deux séries pour le gravimètre n° 134.

La convergence des valeurs moyennes δ , obtenues pour différents gravimètres est bonne. Pour les ondes S_2 , K_1 et O_1 la différence dans les valeurs δ est de moins de 0,4%, pour les ondes M_2 et N_2 d'environ 0,8%. Nous donnons à la onzième ligne les moyennes données pour les deux gravimètres obtenues par moyenne simple de cinq séries (quatrième, cinquième, sixième, huitième et neuvième lignes). Nous donnons dans la douzième ligne la correction due au terme d'inertie [9]; dans la treizième les données moyennes définitives; dans la quatorzième ligne les erreurs probables des données moyennes obtenues d'après la convergence interne.

En formant la valeur moyenne pondérée δ des quatre ondes: M_2 , S_2 , N_2 et O_1 ($\delta(K_1)$ n'entre pas dans la moyenne à cause de l'influence de la résonance avec la nutation diurne) avec des poids inversement proportionnels aux carrés des erreurs probables

$$P_i = \frac{1}{\varepsilon_i^2} \quad i = M_2, S_2, N_2, O_1$$

Nous obtiendrons

$$\delta = 1,166 \pm 0,002$$

(L'erreur ici a été calculée d'après la formule $\varepsilon_p = \frac{1}{\sqrt{\sum P_i^2}}$)

Les auteurs expriment leur reconnaissance à Iou. F. Shibaev qui a participé activement aux observations et à l'installation de la nouvelle station de marées et à V.V. Jarkov pour son aide dans la réduction des données.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 S.N. Barsenkov, V.A. Volkov, D.G. Gridniev, M.V. Kramer, N.N. Pariiskii
Variations de marées de la force de pesanteur à Talgar, déterminées par la méthode glissante par des observations de 19 mois par deux gravimètres
Publ. "Marées terrestres et structure interne de la Terre. M. Edit. "Naouka", 1967.
- 2 S.N. Barsenkov, V.A. Volkov, M.V. Kouznetsov, N.N. Pariiskii
Observations des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar.
Cette publication.
- 3 S.N. Barsenkov, V.A. Volkov, D.G. Gridniev, N.N. Pariiskii
Variations de marées de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze.
Publ. "Etude des marées terrestres" de l'Inst. de Phys. de la Terre de l'Ac. des Sc. d'URSS - M. Edit. "Naouka" 1964
- 4 N.N. Pariiskii, D.G. Gridniev, S.N. Barsenkov, Iou K. Saritcheva, M.V. Kramer. - Variations de marées de la force de pesanteur à Tachkent
Publ. "Etude des marées terrestres (gravimétrie) N° 3 Série Résultats de l'AGI - M. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1963
- 5 V.A. Volkov. - Influence de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre d'enregistrement sur les résultats des observations des marées terrestres.
Publ. "Etude des marées terrestres (gravimétrie) N° 3 Série Résultats de l'AGI - M. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1963.
- 6 B.P. Pertsev. - Essai de détermination des coefficients d'étalonnage de l'enregistrement lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.
Publ. Recherches gravimétriques, N° 1 Série Résultats de l'AGI - M. Edit. de l'Ac. des Sc. d'URSS, 1960.
- 7 B.P. Pertsev. - Analyse harmonique des marées élastiques.
Nouvelles de l'Ac. des Sc. d'URSS, Série Géophysique 1958, n° 8.
- 8 S.N. Barsenkov. - Analyse spectrale des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar.
Nouvelles de l'Ac. des Sc. d'URSS. Physique de la Terre, 1967, N° 3.
- 9 N.N. Pariiskii. - Correction des accélérations verticales lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.
Publ. "Recherches gravimétriques" N° 1, Série Résultats de l'AGI M. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1960

CALCUL DU RALENTISSEMENT SECLAIRE DE LA ROTATION DE LA TERRE D'APRES
LES CARTES COTIDALES ACTUELLES

M. V. KOUZNETSOV

Physique de la Terre N° 12 - 1972

РАСЧЕТ ВЕКОВОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ
ПО СОВРЕМЕННЫМ КОТИДАЛЬНЫМ КАРТАМ

М. В. КУЗНЕЦОВ

On a calculé le moment de freinage des forces de marées agissant sur les marées océaniques d'après les deux nouvelles cartes mondiales cotidales de Pekeris et Zahel. En outre, on a tenu compte de l'effet très important du fléchissement de la Terre sous l'action de la charge des marées océaniques qui n'avait pas été pris en considération précédemment. Les résultats d'après ces cartes donnent un moment de freinage voisin mais encore plus grand que la carte de Bogdanov.

En moyenne, pour les trois cartes cotidales, le moment de freinage obtenu doit donner un ralentissement de la rotation de la Terre de 3,1 msec par siècle. La prise en considération de l'influence des marées terrestres peut augmenter ce ralentissement encore de 0,6 msec par siècle. Le ralentissement de marée est à peu près deux fois plus grand que ce que donnent les observations astronomiques et par conséquent il doit y exister un mécanisme non dû aux marées qui provoque une accélération de la rotation de la Terre de 1 à 2 msec par siècle.

Les données fondamentales pour l'application de la méthode des moments pour le calcul de l'influence des ondes de marées océaniques sur la rotation séculaire de la Terre sont constituées par les cartes cotidales. Une première carte de ce type a été composée par Whewell en 1883 et ensuite par Harris en 1900. Ces cartes représentaient la propagation de l'onde de la marée semi-diurne dans les surfaces d'eau des océans Atlantique et Indien. En 1922, on a publié la carte de Sternek pour les marées diurnes et semi-diurnes. Enfin, en 1944, est apparue la carte cotidale pour les trois océans publiée par Dietrich [1]. Elle est déjà calculée pour les quatre ondes principales de la marée luni-solaire M_2 , S_2 , K_1 , O_1 . Chaque nouvelle carte a évidemment représenté une étape importante dans le processus de l'étude de l'allure des ondes de marées dans l'océan ouvert. Cependant les données accumulées à ce moment étaient insuffisantes pour établir une carte basée sur un calcul théorique rigoureux et quantitatif. Toutes les cartes indiquées plus haut ont été construites par interpolation linéaire entre les points du littoral et insulaires relativement

Après l'AGI au cours de laquelle on a rassemblé un riche matériel sur la topographie du fond maritime et la propagation des ondes de marées en une grande quantité de points côtiers (environ 1000), l'Institut d'océanologie de l'Académie des Sciences a fait un travail sur la solution du problème global des phénomènes de marées dans l'océan mondial en entier 2,3.

Bogdanov et Magarik ont résolu le premier problème limite pour la surface d'eau de l'océan mondial pour quatre ondes de la marée luni-solaire. La surface de l'océan a été partagée en un réseau de 5° en 5° en latitude et longitude. La région de calcul interne comprenait ainsi environ 1500 carrés pour lesquels on a déterminé les valeurs des amplitudes B et l'écart de phase Δ pour l'onde de marée correspondante (fig. 1). Les valeurs isolées des constantes harmoniques observées dans l'océan ouvert sur les îles qui n'ont pas été prises dans les données de départ servent de contrôle de cette méthode.

En 1969 a été publiée une carte cotidale (fig. 2) pour l'onde M_2 par Pekeris et Accad [4] qui était basée sur des calculs purement théoriques. Cependant la complexité du calcul exigeait des auteurs certaines simplifications qui ont diminué dans une mesure importante la sûreté des résultats obtenus.

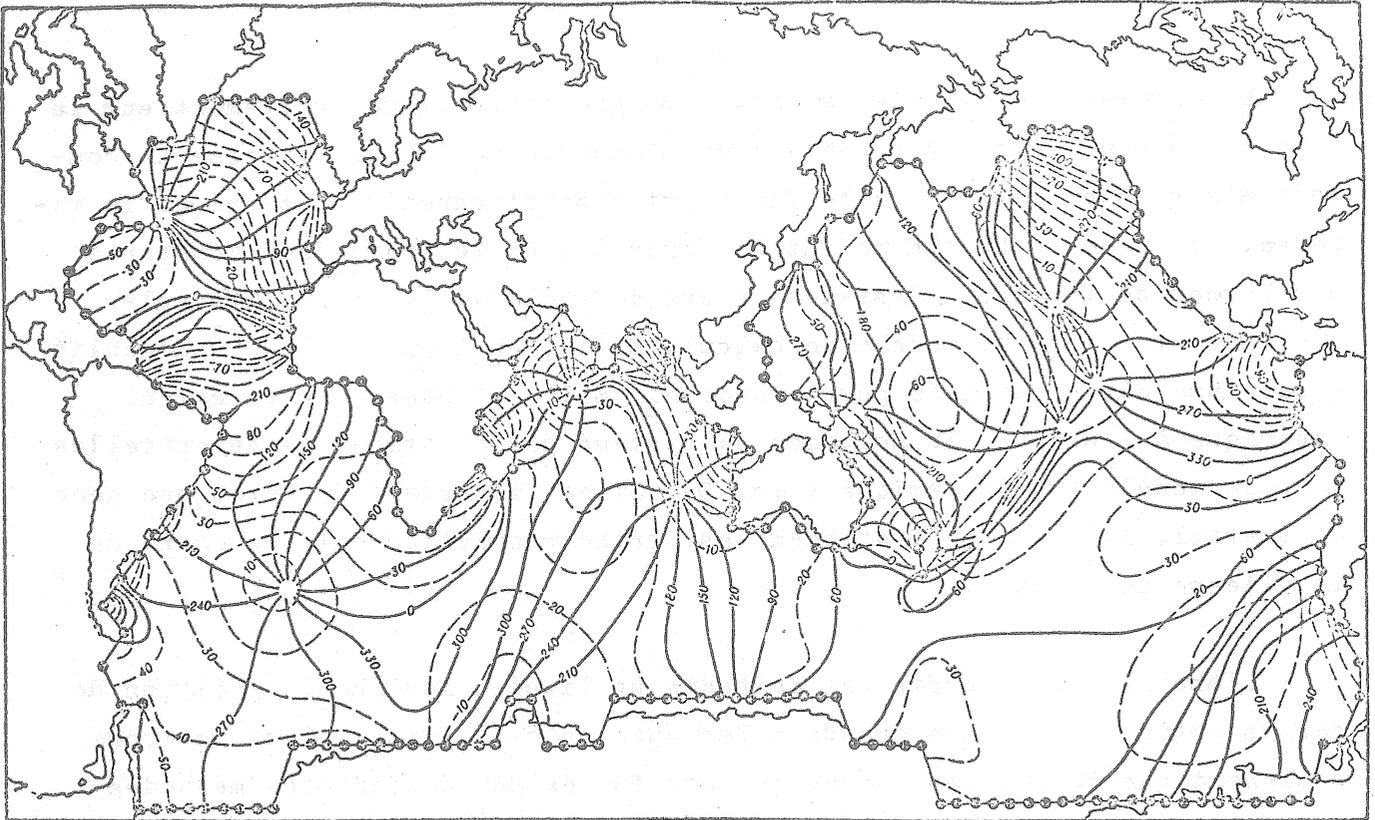


Fig. 1. Carte cotidiale de l'onde M_2 d'après Bogdanov
Pointillés : les iso-amplitudes - Lignes continues : les iso-phases

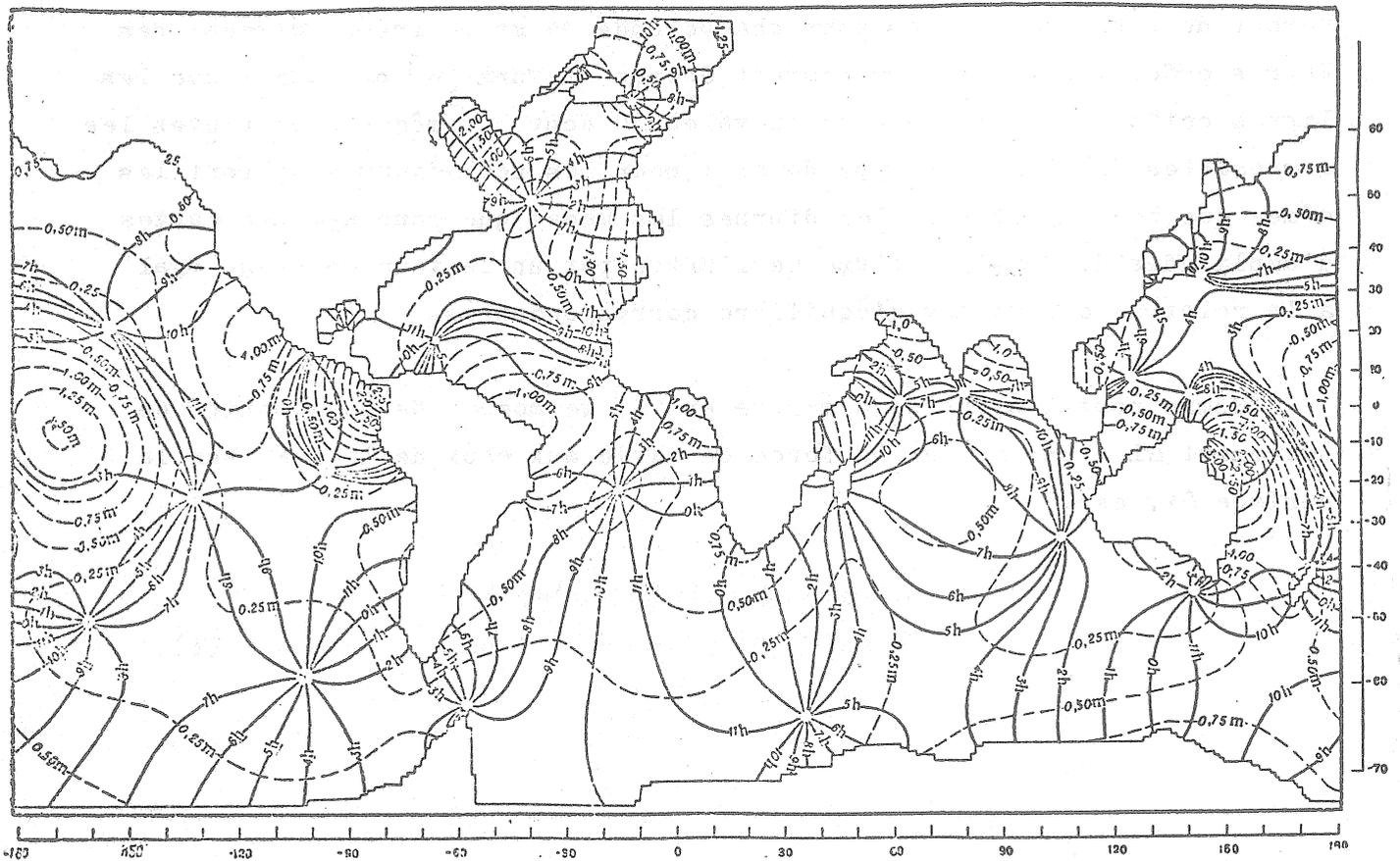


Fig. 2. Carte cotidiale de l'onde M_2 d'après Pekeris.
Pour les notations, voir fig. 1.

En premier lieu il y a la condition que la force de frottement sur le fond a été représentée par une valeur proportionnelle à la vitesse de courant alors qu'en réalité cette force est proportionnelle au carré de la vitesse. Une seconde hypothèse fut de fixer à 1 km la profondeur constante aux bornes de l'océan, c'est-à-dire que le shelf et les mers littorales sont absentes dans le modèle de calcul. Enfin, en 1970, Zahel [5] a publié encore une carte cotidale pour l'onde M_2 . Elle est basée sur le calcul théorique à l'aide de la solution du système des équations différentielles pour le modèle hydrodynamique (fig. 3). Il est important de noter que dans ce travail, la force de frottement est prise proportionnelle au carré de la vitesse de courant.

L'analyse approfondie des méthodes appliquées lors de la création de cartes cotidales n'entre pas dans les buts de cet article. Nous noterons seulement que toutes les cartes ont été faites par différentes méthodes indépendantes en utilisant les données les plus récentes aussi bien dans le domaine des observations que dans les calculs théoriques du problème global de la propagation des ondes de marées dans l'océan mondial. Cela permet de créer des cartes pour chaque onde de marée indépendamment des autres ondes. Tout à fait récemment Groves et Munk [6] ont admis que les lignes cotidales, c'est-à-dire la valeur Δ sont les mêmes pour toutes les composantes des ondes du type donné : pour les semi-diurnes ce sont les mêmes que pour M_2 et pour les diurnes les mêmes que pour K_1 . Les cartes d'amplitudes différaient l'une de l'autre par un facteur constant égal à la relation des marées d'équilibre correspondantes.

Comme nous l'avons déjà montré en [7] le moment de la quantité de mouvement ΔL transmis par la force de marée aux eaux de l'océan sur la surface $\Delta \sigma$, sera

$$\begin{aligned} \Delta L = & g(a) A_n B_n \cos^2 \varphi \sin(\Delta_n) \Delta \sigma \rho \Delta t + \\ & + \frac{1}{2} g(a) A_n B_n \sin 2\varphi \sin(\Delta_n) \Delta \sigma \rho \Delta t, \end{aligned} \quad (1)$$
$$g(a) = \frac{3}{4} f M \frac{a^2}{c^3}$$

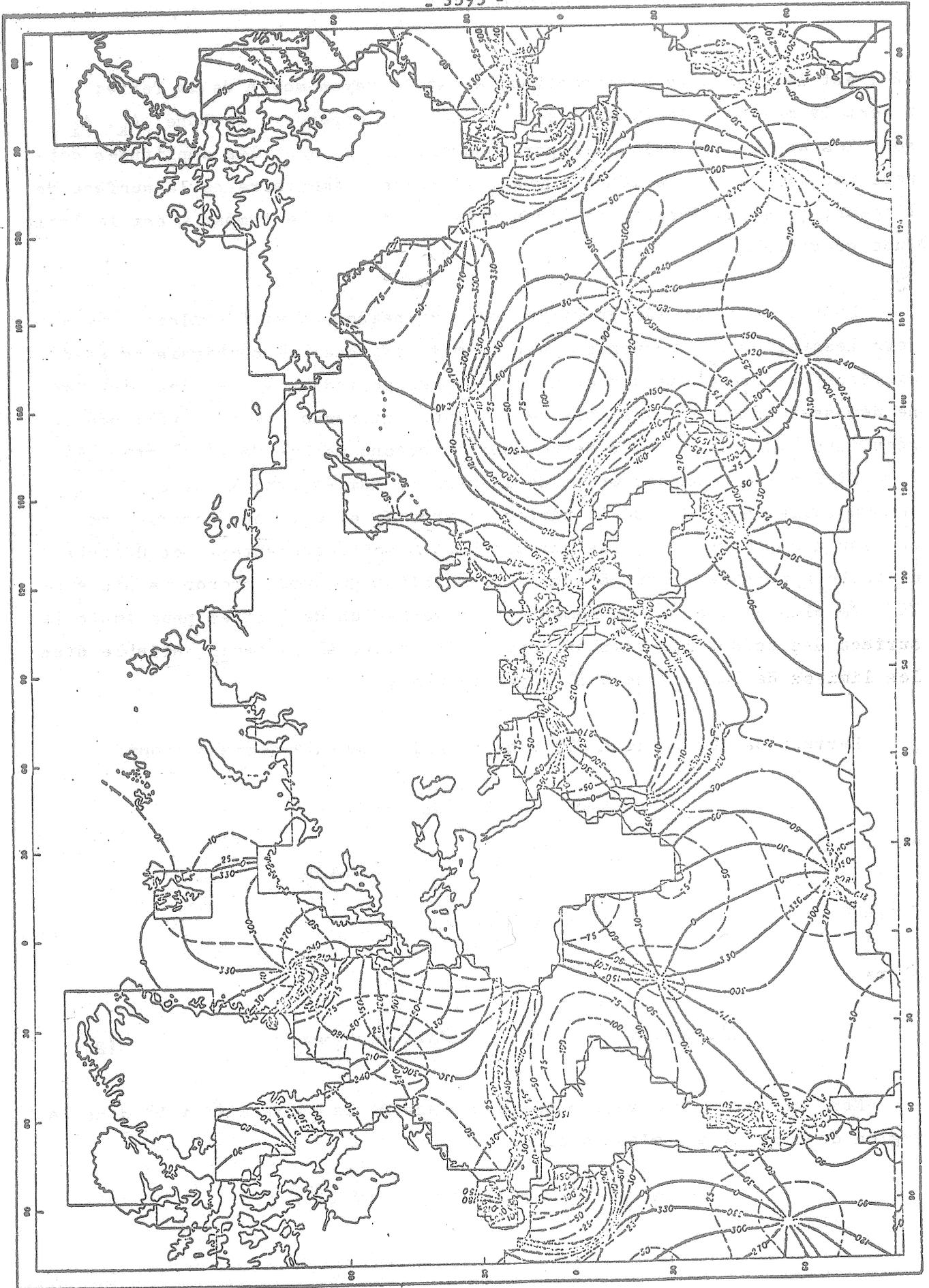


Рис. 3. Конфигурация карты волны №1 — по Цареву.
Обозначения — см. рис. 1

où f est la constante d'attraction; a est le rayon moyen de la Terre; M est la masse de la Lune; c est la distance moyenne à la Lune; A_k, A_i sont les amplitudes calculées par Doodson; B_k, B_i sont les amplitudes données par les cartes cotidiales; $\Delta\sigma$ est l'espace élémentaire de la surface de l'océan; ρ est la densité de l'eau de mer; Δt est le temps; φ est la latitude géographique.

Dans l'équation (1) on prend les combinaisons A et B seulement celles pour lesquelles la fréquence ω est la même puisque les combinaisons avec différentes fréquences donneront des termes périodiques avec des périodes ne dépassant pas 18,6 ans mais ce qui nous intéresse c'est l'influence séculaire [7]. Le premier terme dans le second membre de l'équation (1) déterminera l'action des ondes de la période semi-diurne M_2 et S_2 et le second celle des ondes de la période diurne K_1 et O_1 . Nous considérons que sur une surface $\Delta\sigma$, les valeurs B et Δ sont constantes. Les défauts de cette hypothèse seront d'autant plus petits que nous prendrons une surface $\Delta\sigma$ plus petite, et au moment de la sommation de l'effet pour toute la surface des océans ils s'aplaniront encore plus. Alors comme variable dans les limites de la surface $\Delta\sigma$ il n'y aura que φ .

Partant de ces notions, (1) peut s'écrire dans la forme suivante :

$$\frac{\Delta L}{\Delta t} = D_k \cos^2 \varphi \Delta\sigma + D_i \frac{1}{2} \sin 2\varphi \Delta\sigma,$$

où

$$D_k = g(a) A_k B_k \sin(\Delta_k) \rho, \quad D_i = g(a) A_i B_i \sin(\Delta_i) \rho,$$

puisque

$$\Delta\sigma = a^2 \Delta\lambda \int \cos \varphi d\varphi,$$

alors

$$\frac{\Delta L}{\Delta t} = D_k a^2 \Delta\lambda \int \cos^3 \varphi d\varphi + \frac{1}{2} D_i a^2 \Delta\lambda \int \sin 2\varphi \cos \varphi d\varphi. \quad (2)$$

Nous prenons comme valeur de la surface $\Delta\sigma$ la surface $5^\circ \times 5^\circ$ dans la région de l'équateur, c'est-à-dire

$$\Delta\sigma = a^2 \Delta\lambda \int_0^5 \cos \varphi d\varphi = a^2 \Delta\lambda \Delta (\sin \varphi)_0^5 = 0,0076058 \cdot a^2.$$

Nous examinerons le premier terme dans le second membre de l'équation

(2)

$$\frac{\Delta L_h}{\Delta t} = D_h a^2 \Delta \lambda \int_{\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} \cos^3 \varphi d\varphi.$$

Après l'intégration, nous avons

$$\frac{\Delta L_h}{\Delta t} = D_h a^2 \Delta \lambda \left[(\sin \varphi_{n+1} - \sin \varphi_n) - \frac{1}{3} (\sin^3 \varphi_{n+1} - \sin^3 \varphi_n) \right] \quad (3)$$

puisque

$$\sin \varphi_{n+1} - \sin \varphi_n = \Delta (\sin \varphi),$$

alors

$$\sin^3 \varphi_{n+1} - \sin^3 \varphi_n = \Delta (\sin \varphi) (\sin^2 \varphi_{n+1} + \sin \varphi_{n+1} \sin \varphi_n + \sin^2 \varphi_n);$$

alors

$$\frac{\Delta L_h}{\Delta t} = D_h a^2 \Delta \lambda \Delta (\sin \varphi) \left[1 - \frac{1}{3} (\sin^2 \varphi_{n+1} + \sin \varphi_{n+1} \sin \varphi_n + \sin^2 \varphi_n) \right] \quad (4)$$

mais

$$a^2 \Delta \lambda \Delta (\sin \varphi) = \Delta \sigma,$$

et l'expression se trouvant entre crochets sera appelée $P(\varphi)$ et nous l'appellerons dans la suite facteur de latitude. (4) peut alors s'écrire

$$\frac{\Delta L_h}{\Delta t} = D_h \Delta \sigma \cdot P(\varphi).$$

De même, nous transformons le second terme de l'équation (2) :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta L_i}{\Delta t} &= \frac{1}{2} D_i a^2 \Delta \lambda \int_{\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} \sin 2\varphi \cos \varphi d\varphi = D_i a^2 \Delta \lambda \int_{\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} \sin \varphi \cos^2 \varphi d\varphi = \\ &= -\frac{1}{3} D_i a^2 \Delta \lambda (\cos^3 \varphi_{n+1} - \cos^3 \varphi_n); \end{aligned}$$

après avoir multiplié et divisé ce résultat par $\Delta (\sin \varphi)$, nous obtiendrons

ou

$$\frac{\Delta L_i}{\Delta t} = -\frac{1}{3} D_i \Delta \sigma \frac{(\cos^3 \varphi_{n+1} - \cos^3 \varphi_n)}{\Delta (\sin \varphi)}$$

$$\frac{\Delta L_i}{\Delta t} = D_i \Delta \sigma \cdot P'(\varphi).$$

TABLE 1

Répartition du moment de freinage de marée pour l'onde M₂ pour les différentes zones de latitudes sans tenir compte du fléchissement, en unités. 10²³ dynes.cm

N° zone de la latitude	АВТОР			N° zone de la latitude	АВТОР		
	Bogdanov Magarik	Pekeris Accad	Zahel Accad		Bogdanov Magarik	Pekeris Accad	Zahel Accad
13	0	-0,02	0	Equateur			
12	0	-0,10	0	1	-1,93	-1,43	-1,81
11	-0,05	+0,06	+0,04	2	-0,96	-1,36	-2,01
10	-0,10	+0,11	+0,03	3	-0,71	-1,12	-1,40
9	-0,17	+0,17	+0,09	4	-0,44	-0,86	-0,91
8	-0,09	+0,22	+0,19	5	-0,44	-0,50	+0,16
7	-0,06	+0,14	+0,16	6	-0,34	-0,28	-0,08
6	0	-0,02	+0,07	7	-0,24	-0,17	+0,03
5	-0,02	-0,34	-0,32	8	-0,27	-0,10	+0,06
4	-0,03	-0,71	-0,67	9	-0,16	0	+0,08
3	-0,30	-0,93	-0,99	10	-0,08	+0,10	+0,11
2	-0,65	-1,15	-1,36	11	-0,03	+0,15	+0,11
1	-1,02	-1,34	-1,83	12	-0,01	+0,18	+0,10
				13	-0,01	+0,12	+0,05
				Σ	-7,29	-9,29	-10,13

TABLE 2

Répartition des moments de freinage de marées pour les différentes zones de latitudes pour différentes zones sans tenir compte du fléchissement, en unités.

10²³ dynes.cm

N° zone de la latitude	Onde			N° zone de la latitude	Onde		
	S ₂	K ₁	O ₁		S ₂	K ₁	O ₁
13	0	0	0	Equateur			
12	0	0	0	1	-0,14	0	0
11	0	0	0	2	-0,16	0	0
10	-0,01	-0,02	+0,01	3	-0,14	0	0
9	-0,03	-0,01	+0,01	4	-0,10	+0,01	+0,01
8	-0,01	-0,02	+0,01	5	-0,11	0	0
7	0	-0,04	+0,01	6	-0,10	0	+0,01
6	+0,01	-0,05	+0,01	7	-0,07	-0,01	0
5	+0,02	-0,04	+0,01	8	-0,04	-0,01	0
4	+0,05	-0,03	+0,01	9	-0,03	0	+0,01
3	+0,01	-0,01	+0,01	10	-0,02	+0,01	+0,01
2	-0,01	-0,01	0	11	-0,01	+0,02	0
1	-0,08	0	0	12	0	+0,03	+0,01
				13	0	0	0
				Σ	-0,98	-0,15	+0,13

Il faut spécifier que le signe de $P'(\psi)$ doit être le même que le signe de $\sin 2\psi$ en (1), c'est-à-dire positif dans l'hémisphère nord et négatif dans l'hémisphère sud.

Ensuite la surface du globe terrestre a été partagée par un système de parallèles et de méridiens en trapèzes de dimensions égales à une surface de cinq degrés confinant avec l'équateur. 75° N et 75° S étant les latitudes extrêmes, on a obtenu 13 ceintures de latitudes dans chaque hémisphère, soit en tout 1596 trapèzes. Ce réseau a été porté sur un transparent, il se superpose sur la carte cotidale et pour chaque site on relève les valeurs correspondantes de B et Δ . Si le site est continental, l'amplitude B est zéro. Si la surface recouvrait une partie continentale et une partie océanique, on prend B proportionnellement à la surface occupée par l'océan. Pour chaque ceinture on a calculé les facteurs de latitude $P(\psi)$ et $P'(\psi)$. On a calculé d'après les données de Bogdanov l'effet de freinage pour les quatre ondes principales de la marée luni-solaire, d'après les données de Pekeris et Zahel uniquement pour l'onde semi-diurne lunaire M_2 . C'est pourquoi nous donnons dans la table I proposé pour comparaison, les valeurs du moment de freinage obtenu uniquement pour l'onde M_2 conformément au numéro d'ordre de la ceinture de latitude.

Nous donnons dans la table 2 les résultats des calculs du moment de freinage provoqué par les ondes de marées S_2 , K_1 , O_1 . Nous constatons par cette table que les ondes diurnes K_1 , O_1 n'influencent pratiquement pas le bilan général du moment de freinage. Un certain caractère conventionnel de cette déduction est déterminé par l'absence de données sur la propagation des ondes K_1 et O_1 dans l'océan mondial.

Cependant les données dont on dispose montrent que les amplitudes de ces ondes dans l'océan ne dépassent pas 25 cm, c'est pourquoi nous sommes en droit de nous attendre à une influence très faible de ces ondes. Pekeris et Brock effectuent à présent des travaux intensifs pour la construction de cartes cotidales pour les ondes K_1 et O_1 .

Les résultats de la table 1 sont donnés graphiquement sur la figure 4 où l'on constate que la valeur du moment de freinage est en bonne concordance avec la répartition des masses d'eau sur le globe terrestre.

On voit sur la figure 4 l'effet de l'onde M_2 que nous avons examinée : à cause de la présence du facteur $\cos^2 \varphi$ en (1) il diminue sensiblement aux hautes latitudes. La divergence entre les différents auteurs doit être attribuée à la précision insuffisante des cartes théoriques. Cependant il faut considérer la différence dans la valeur totale du moment comme très faible. Et puisque l'effet total nous intéresse principalement nous employons dans les calculs ultérieurs la valeur moyenne du moment obtenu pour toutes les cartes de la marée lunaire M_2

$$M_{\text{c}} = - 8,90 \cdot 10^{23} \text{ dyn.cm}$$

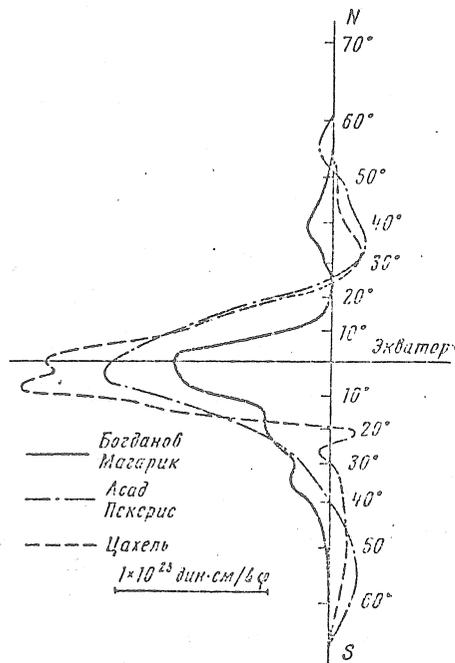


Fig. 4 Répartition du moment de freinage de marée relatif à l'onde M_2 pour les différentes zones de latitudes (sans tenir compte du fléchissement de la Terre sous l'effet de la charge des marées océaniques).

Pour obtenir la valeur du moment provenant des ondes de la marée solaire, nous nous servons de la relation des moments lunaire et solaire [7] obtenue d'après les cartes de Bogdanov et Magarik

$$\frac{M_{\zeta}}{M_{\odot}} = 7,04.$$

Alors

$$M_{\odot} = -\frac{8,90}{7,04} = -1,26 \cdot 10^{23} \text{ dyn} \cdot \text{cm},$$

$$M_{\zeta} + M_{\odot} = -10,16 \cdot 10^{23} \text{ dyn} \cdot \text{cm}.$$

Cette valeur est presque deux fois plus grande que celle obtenue par Munk [6] - $5,8 \cdot 10^{23}$ dyn.cm. Nous avons parlé plus haut des causes possibles de cette divergence.

Une correction importante, comme l'a montré Sekigucki [8] doit être introduite pour le calcul du fléchissement de la surface de la Terre sous l'effet de la charge des masses d'eau perturbées.

Cette correction n'ayant pas été prise en considération par Munk diminue l'action du moment des forces sur la valeur $(1 + k'_2)$ où k'_2 est le nombre de Love correspondant à la charge de surface du second ordre. En prenant chez Longman [9] $k'_2 = -0,310$ nous obtenons $(1 + k'_2) = 0,690$. Alors le moment des forces de marées que nous obtenons est égal à :

$$M = -10,16 \cdot 0,69 \cdot 10^{23} = -7,01 \cdot 10^{23} \text{ dyn.cm.}$$

Examinons maintenant de quelle façon apparaît ce moment dans la rotation séculaire de la Terre. La variation du moment de la quantité de mouvement de la Terre pour un temps Δt sous l'effet des forces de marées sur les marées océaniques sera

$$\Delta L = J \Delta \omega = M \cdot \Delta t$$

où $\Delta \omega$ est la variation de la vitesse angulaire de la Terre pour l'époque Δt sous l'effet des marées océaniques; J est le moment d'inertie de la Terre par rapport à l'axe de rotation; dans nos calculs nous prenons $J = \text{const.}$

Mais

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \qquad \frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{\Delta T}{T}$$

où T est la durée des jours et ΔT est la variation de durée des jours pour le temps Δt . Alors

$$\Delta T = -\frac{M}{J} \frac{T}{\omega} \Delta t = -\frac{T^2}{2\pi} \frac{M}{J} \Delta t$$

En posant $T = 86164$ sec, $M = - 7,01 \cdot 10^{23}$ dyn.cm, $J = 8,12 \cdot 10^{44}$ g.cm² [10], $\Delta t = 100$ ans = $3,156 \cdot 10^9$ sec. nous obtiendrons un allongement des jours pour 100 ans, sous l'effet uniquement des marées océaniques, égal $\Delta T = 3,21$ msec/100 ans. Cette valeur est deux fois plus grande que celle observée d'après l'accélération séculaire du Soleil qui conformément à Spencer Jones est pour les 250 dernières années de 1,6 msec/100 ans.

A. Stoyko [11] en essayant d'expliquer le ralentissement de la rotation de la Terre uniquement par le frottement de marée trouve pour la variation séculaire relative de la vitesse angulaire de rotation de la Terre

$$\frac{\dot{\omega}}{\omega} = - 2,38 \cdot 10^{-8}$$

En ayant la possibilité de séparer l'influence de marée sur la vitesse de rotation de la Terre, nous avons obtenu

$$\frac{\dot{\omega}}{\omega} = - 3,74 \cdot 10^{-8}$$

c'est-à-dire pour faire concorder la valeur observée de la variation de la vitesse de rotation de la Terre obtenue par A. Stoyko avec celle qui s'obtient d'après la méthode des moments nous avons dû supposer la présence d'un mécanisme provoquant l'accélération séculaire de la rotation de la Terre et qui n'est pas lié aux marées $\dot{\omega}_{NP}$

$$\frac{\dot{\omega}_{NP}}{\omega} = + 1,36 \cdot 10^{-8}$$

ou d'une variation de la longueur des jours de $T = - 1,2$ sec/100 ans.

Pour expliquer les causes de cette accélération il est souhaitable d'avoir des précisions ultérieures des cartes cotidales, des précisions du retard des marées terrestres et des données astronomiques sur le retard observé de la rotation de la Terre. Il faut chercher la cause de cette accélération soit dans la variation séculaire du moment d'inertie de la Terre, soit dans le déplacement des couches extérieures de la Terre par rapport aux couches intérieures.

En conclusion, nous voulons exprimer notre profonde reconnaissance à N.N. Pariiskii pour ses précieux conseils lors de la réalisation de notre travail.

BIBLIOGRAPHIE

1. Dietrich G. Schwingungssysteme der halb und eintagigen Tiden in den Ozeanen. Verof. Inst. Meeres. Univ. Berlin, 1944.
2. Богданов К. Т., Магарик В. А. Численное решение задачи о распространении полусуточных приливных волн (M_2 и S_2) в Мировом океане. Докл. АН СССР, 172, № 6, 1967.
3. Богданов К. Т., Магарик В. А. Численное решение задачи о распространении волн в Мировом океане. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 5, вып. 12, 1969.
4. Pekeris C., Accad J. Solution of Laplace equations for the M_2 tide in the world oceans. Proc. Roy. Soc., 265, 1969.
5. Zabel W. Die Reproduktion gezeitenbedingter bewegungsvorgange in Weltozean mittels des Hidrodynamische — Numerischen verfahrens. Inst. Meeres. Hamburg, 1970.
6. Groves G., Munk W. A note on tidal friktion. Marine Res., 17, 1958.
7. Парицкий Н. Н., Кузнецов М. В. О влиянии океанических приливов на вековое замедление вращения Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, № 2, 1972.
8. Sekiguchi N. Effects of the Short Period Ozeanic Tides on the Rotation of the Earth. Astron. Soc. Japan, 3, 1959.
9. Longman I. A Green Funktion for Determining the Deformation of the Earth under Surface Mass Loads. J. Geophys., 68, 1963.
10. Парицкий Н. Н. О влиянии земных приливов на вековое замедление вращения Земли. Астрон. ж., 37, № 3, 1960.
11. Стойко А. La variation seculaire de la rotation de la terre et les problemes connexes. Extrait des Annales Guebhard, 46, 1970.

OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES A L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE ENGELHARDT
POUR LA PERIODE 1961 à 1966

I.A. OURASSINA

Rotation et déformations de marées de la Terre - pp. 206-225 Kiev I - 1970

НАКЛОНОМЕРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
ИМ. В.П. ЭНГЕЛЬГАРДА ЗА ПЕРИОД 1961-1966 гг.

И.А. Урасина.

Вращение и приливные деформации Земли.

Киев 1970 Вып. I Стр. 206-225.

La station clinométrique de l'Observatoire astronomique Engelhardt (AOE) a été créé sur la proposition et l'initiative de A. Ia Orlov.

La construction de la station a commencé en 1934 et a été terminée en 1950 : latitude $55^{\circ}50'4$, longitude $3^{\text{h}}15^{\text{m}}3$, hauteur au-dessus du niveau de la mer 98 m, profondeur de la base du pilier sous la surface : environ 14 m; les variations diurnes de la température à l'intérieur de la salle sont de $0,005 - 0,007^{\circ}\text{C}$, les variations annuelles ne dépassent pas 1°C . La station est située dans des espèces sédimentaires molles dans des vieux dépôts de grès du fleuve Volga.

Les observations des variations de marées de la verticale ou des inclinaisons de marées à l'AOE ont été réalisées de 1952 à 1959 avec des pendules horizontaux Repsold-Levitskii d'une sensibilité de $50 - 100 \text{ mm}/1''$. En 1960, les pendules horizontaux ont été remplacés par deux clinomètres photoélectriques (N° 92 et 93) de A.E. Ostrovskii (Institut de Physique de la Terre, Moscou) avec une sensibilité de $300 \text{ à } 400 \text{ mm}/\text{seconde}$.

A la fin de 1963, l'Observatoire a reçu deux nouveaux clinomètres de A.E. Ostrovskii n° 18 et 19 [1]. Les appareils ont été placés sur un pilier de la salle principale dans le méridien et le premier vertical et enregistraient avec une sensibilité de 700 à 1000 mm/seconde les composantes EW (N° 18) et NS (N° 19). En mars 1965, ils ont été remplacés par d'autres appareils du même modèle avec la même sensibilité, N° 7 (NS) et N° 12 (EW).

Sur la figure 1, la courbe supérieure se rapporte à la composante EW et la courbe inférieure à la composante NS. Les coupures dans les observations sont désignées par un pointillé. Les courbes sont construites par points chacun de ceux-ci est la valeur moyenne de la dérive d'après les données de cinq jours successifs à zéro heure de temps universel.

Nous constatons que l'allure des inclinaisons pour la composante EW de 1961.5 à 1963.2 avait une direction ouest et était à ce moment 6". Avant 1963.2 l'allure a varié brusquement en direction vers l'est et 1963.6 atteint environ 4". Pour juger de la réalité de ce mouvement, en avril 1963, l'appareil n° 92 a été remplacé par le n° 93 : la direction aussi bien que la vitesse sont restées comme avant. Par conséquent, ce mouvement a une cause non instrumentale. A la fin de 1963, il a commencé de nouveau une dérive vers l'ouest avec crochet vers l'est au milieu de 1964. Au cours de toute l'année 1966, l'allure avait une direction ouest et était de 2 ce qui donne pour la dérive journalière de l'appareil une valeur de 0"005.

Pour la composante NS l'inclinaison avait de 1961.5 à 1963.2 une direction sud à peine sensible et atteint en tout de 1". Au printemps 1963, l'allure vers le sud augmente brusquement et en deux ans, au milieu de 1965, atteint 10". Depuis ce moment et jusqu'à la fin 1966, elle va lentement vers le nord en atteignant 6".

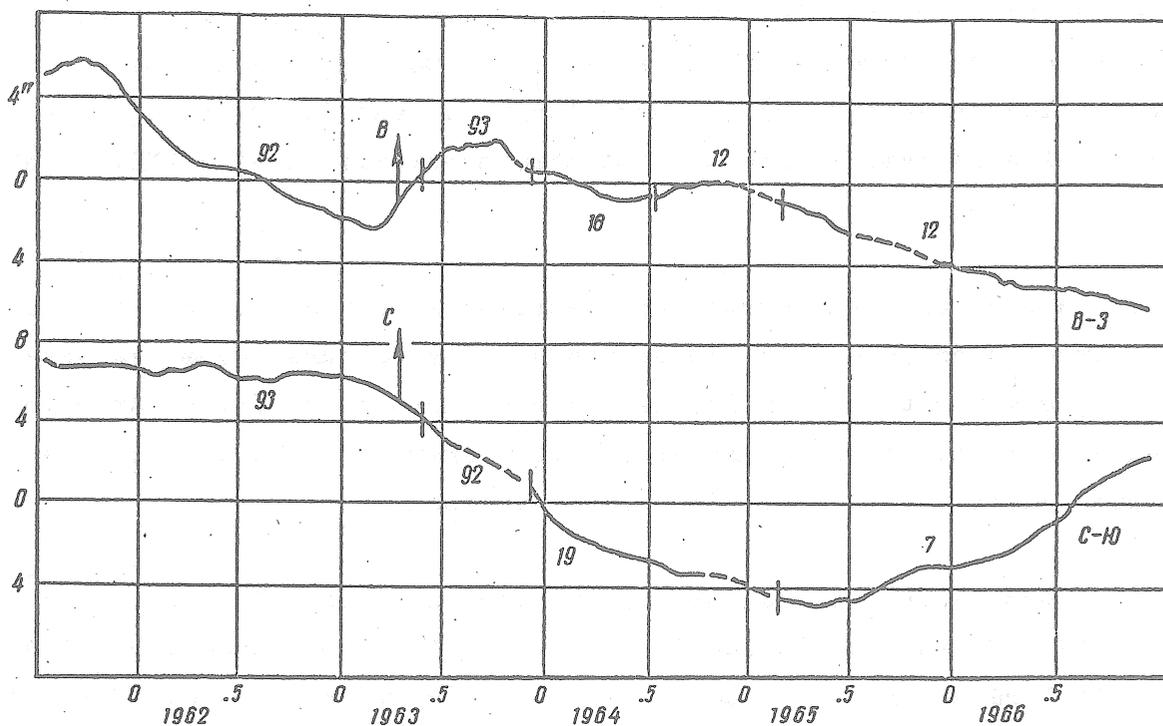


Fig. 1 Allure des inclinaisons de la surface de la Terre dans les directions NS et EW pour 1961 à 1966.

Ainsi la vitesse annuelle de la dérive de l'appareil pour la composante NS pour les dernières années (1964 à 1966) était en moyenne la même et était de 4 à 5'' et la vitesse journalière de 0''012.

Nous donnons sur la figure 2 l'allure totale des inclinaisons sous forme vectorielle pour les deux composantes pour 1961 à 1966. Cette représentation de l'allure est plus concrète puisqu'elle permet de déterminer aussi bien la valeur que l'azimut de l'inclinaison à chaque moment d'observation.

Ces inclinaisons lentes ou séculaires se décèlent dans les observations de toutes les stations. Les causes de l'inclinaison séculaire peuvent être les plus diverses dont l'instabilité du support de l'instrument et des causes purement instrumentales.

Notre station a été construite il y a environ 10 ans et cela nous donne une raison de considérer qu'aussi bien le site de la station que son pilier sont depuis longtemps dans un état de stabilité. En ce qui concerne l'influence instrumentale, on peut la considérer comme peu importante pour les raisons suivantes. Nous avons déjà mentionné plus haut qu'en avril 1963 on a fait des permutations des appareils n° 92 et n° 93 et que l'allure des inclinaisons après la permutation s'est maintenue pour les deux composantes. La même opération a été réalisée en juillet 1965 quand les deux appareils (n°s 7 et 12) ont été placés parallèlement l'un vers l'autre et ont enregistré au cours de quatre mois, de juin à novembre 1965, la composante NS : l'allure des inclinaisons coïncide bien pour les deux appareils même à courte période et ce n'est que l'amplitude qui est un peu plus forte pour l'appareil n° 7 que pour le n° 12 (fig. 3). Pour quatre mois de travail parallèle en commun, les deux appareils ont divergé en tout de 0"2. Tout cela montre que l'influence instrumentale sur les enregistrements est insignifiante et que l'allure enregistrée reflète exactement les variations effectives des inclinaisons de la surface de la Terre au point d'observation.

Pour découvrir et analyser les différentes composantes dans les enregistrements de la dérive des inclinaisons de l'Observatoire astronomique Engelhardt, de toutes les observations de 1961 à 1966 nous n'examinerons que les observations pour la composante NS avec des clinomètres du nouveau modèle (n° 19 de 1963.9 à 1964.6 et n° 7 de 1965.2 à 1967.0). Ce sont des périodes d'observations pratiquement continues avec ces appareils et c'est pourquoi l'analyse doit donner des indications les plus précises.

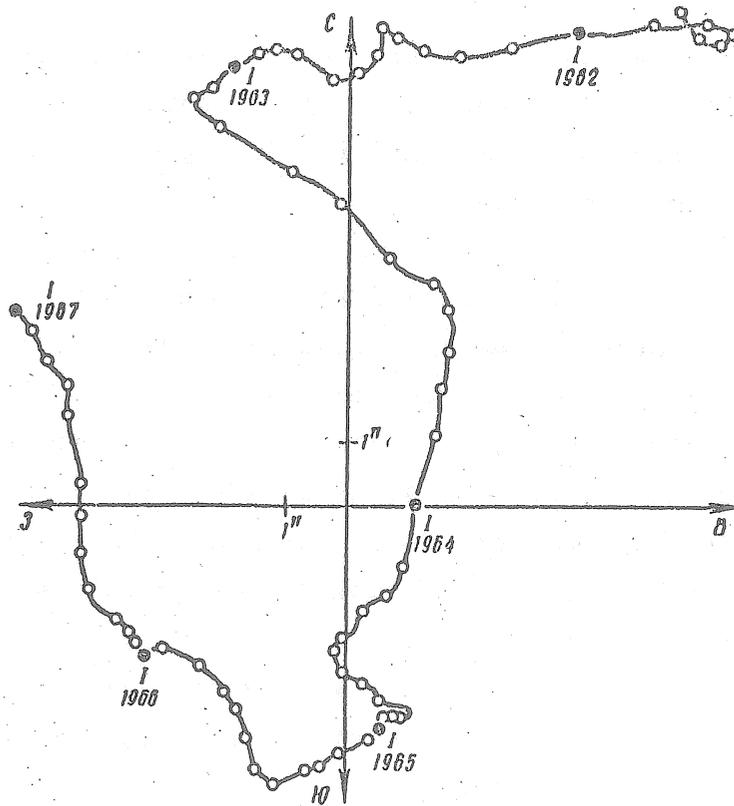


Fig. 2 Diagramme vectoriel des inclinaisons

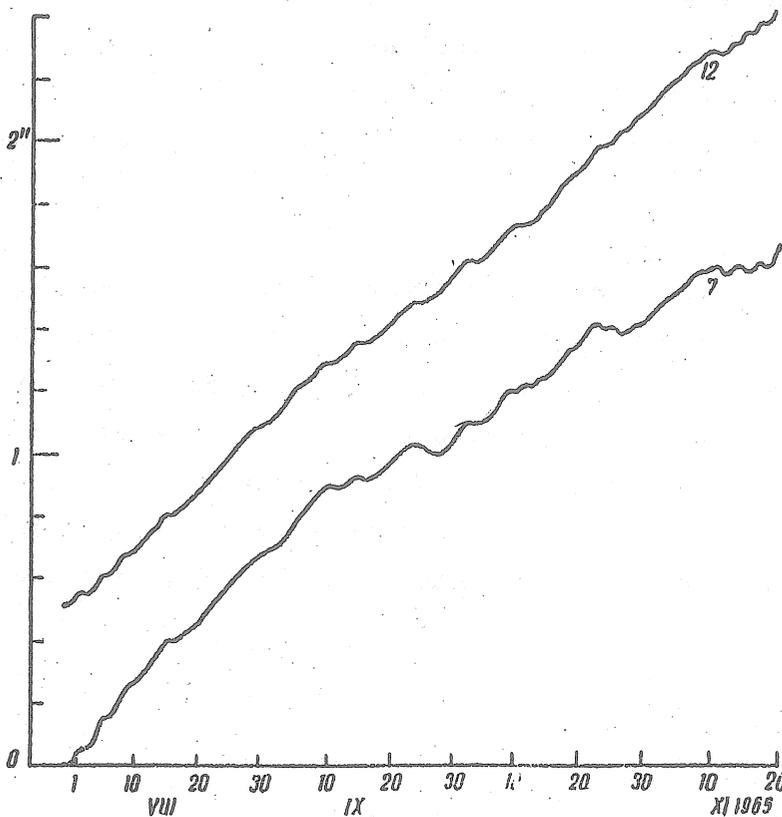


Fig. 3 Composante NS de l'inclinaison d'après les observations de juillet à novembre 1965 effectuées à l'aide des appareils placés parallèlement n° 7 et n° 12.

Nous noterons que l'allure séculaire des inclinaisons pour les appareils n° 19 et 7 a, sur le graphique, depuis le début de 1964 jusqu'à la fin de 1966, l'aspect d'une courbe harmonieuse (voir fig. 4a pointillé). Après avoir éliminé l'allure séculaire du mouvement général des inclinaisons nous avons obtenu la courbe donnée sur la figure 4b (la direction positive en haut correspond à l'inclinaison vers le nord). Nous constatons sur la figure 4b que la courbe a un caractère nettement périodique égal à peu près à un an et à une amplitude d'environ 0''4. Bien qu'on ne sache pas jusqu'à présent si cette composante des inclinaisons se maintient dans la suite, nous l'appelons jusqu'à présent "annuelle". On a obtenu pour le laps de temps examiné deux maximums complets et trois minimums de cette onde. Les maximums de la courbe de la fig. 4b se produisent dans les mois d'automne, les minimums englobent la période de mars à juin; ils ne sont pas profonds et sont érodés.

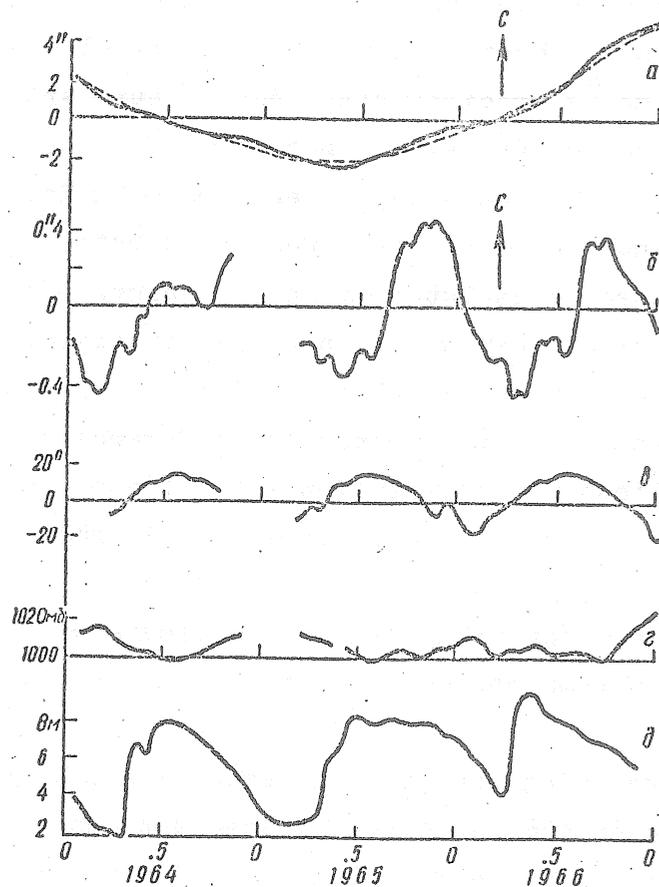


Fig. 4 Comparaison de l'onde annuelle dans la composante NS de l'inclinaison avec des variations annuelles de la température (B) de la pression atmosphérique(Γ) et du niveau de l'eau dans la Volga (Δ).

On observe des oscillations irrégulières avec une période de quelques dixièmes d'année et une amplitude de moins de 0"1. Ce fait lui-même n'est pas étonnant. Ces ondes ont été découvertes à maintes reprises dans les observations des autres stations à différentes profondeurs avec des appareils de construction différente [2, 3, 11 à 14] .

Nous ne nous arrêterons pas sur les différentes interprétations de l'onde annuelle dans les observations des inclinaisons 2, 3, 11 à 15 , nous examinerons le problème de l'existence d'un lien entre cette onde annuelle et les variations annuelles de la pression et de la température de l'air au point d'observation. Les courbes correspondantes des inclinaisons de la température et de la pression de l'air sont données sur les figures 4, b, r, A .

La comparaison des fig. 4, b, et 4 B montre que les extrêmes de l'onde de la température ne correspondent pas avec celles des inclinaisons de la Terre et se produisent à peu près trois mois avant (les extrêmes de la courbe de pression sont moins précises étant donné leur caractère irrégulier). Si on tient compte que les variations météorologiques de courte durée au lieu de l'Observatoire astronomique Engelhardt des perturbations à courte période avec un retard de phase de quelques heures [4] alors cette différence de phases paraît trop grande. Cependant, nous ne connaissons pas toute la complexité du mécanisme de transmission des tensions dues à la température dans l'écorce terrestre. C'est pourquoi la différence de phases indiquée ne témoigne pas de l'absence de relation entre l'onde annuelle des inclinaisons et les variations annuelles des éléments météorologiques.

Le fait que l'onde annuelle dans les inclinaisons a une origine non météorologique se confirme par ce qui suit.

Comme nous l'avons déjà rappelé, il existe un lien étroit entre les perturbations atmosphériques à courte période dans notre pays et les mêmes perturbations à courte période d'inclinaisons. Ainsi une variation de pression en 1 mbar pour une température relativement constante provoque une

inclinaison de la surface de la Terre en composante EW d'à peu près 0''007, pour la composante NS 0''003 (deux fois plus grande que celle donnée dans le travail 4 où on n'a pas séparé l'influence de la température). Les variations subites maximums de la température extérieure de 10 à 15° et de la pression de 25 mbar (ce qui arrive très brusquement) provoquent des perturbations dans les enregistrements des inclinaisons de la Terre en NS ne dépassant pas 0''1.

Quant aux variations annuelles de la température et de la pression au lieu d'observation elles ont une valeur respectivement de l'ordre de 15° et 10 mbar. Cependant l'onde annuelle des inclinaisons a une amplitude d'environ 0''4, c'est-à-dire quelques fois plus grande que celle qui peuvent provoquer ou provoquent les variations météorologiques locales annuelles de la pression et de la température de l'air.

Nous examinerons encore une cause possible de l'onde annuelle des inclinaisons - les variations annuelles du niveau du fleuve Volga qui coule à trois kilomètres au sud de l'observatoire. Les variations de niveau du fleuve sont données sur la fig. 4, d. La comparaison des courbes 4, b et 4, d montre que dans les périodes des plus grandes crues (avril) quand l'eau monte brusquement de 5 à 6 m depuis son niveau le plus bas, de petits sauts apparaissent sur le fond de la courbe annuelle avec un petit retard d'une dizaine de jours; leur amplitude est de moins de 0''05. Outre ces sauts qu'on peut encore relier avec les crues d'eau de printemps, on n'a découvert aucun lien de l'allure des inclinaisons avec la variation du niveau dans la Volga.

Par conséquent, ni la proximité du fleuve, ni les variations météorologiques locales ne peuvent expliquer l'onde annuelle dans les inclinaisons.

Il est intéressant de noter que P. Melchior [16] en analysant la même partie à longue période de la dérive de l'appareil (après élimination de la dérive générale de la partie linéaire) ne lui a pas non plus trouvé d'explication ni dans les phénomènes géophysiques connus (pression atmosphérique, sédiments, magnétisme terrestre) ni dans les variations annuelles du climat local.

Il est impossible d'examiner le lien de l'onde annuelle avec les variations annuelles des eaux souterraines à cause de l'absence de données, or celles-ci peuvent provoquer des déformations importantes et des tensions dans l'écorce terrestre [17] .

Ainsi, la cause de la composante annuelle des inclinaisons dans nos observations reste jusqu'à présent inexpliquée. Il est probable qu'elle ne soit pas locale mais ait un caractère global.

En ce qui concerne les variations irrégulières de période de quelques dixièmes d'année, l'amplitude moyenne est de moins de 0"1. Pour en expliquer les causes, nous avons effectué la comparaison avec la courbe de la variation de la latitude des observations systématiques de la variation de la latitude obtenues à l'aide d'un télescope zénithal ZTL 180 situé à peu près à 150 m de la station clinométrique. C'est une comparaison qui n'est pas privée de sens puisque aussi bien le télescope zénithal que les pendules horizontaux mesurent les variations de la verticale.

Dans le premier cas, le repère est l'axe du monde, dans le second cas c'est l'écorce terrestre elle-même [18] . Cependant cela ne veut pas du tout dire que chaque variation de la verticale changeant la valeur de la latitude du lieu doive se faire sentir dans les observations clinométriques.

D'après l'avis d'une série de savants [18, 19, 11] les situations météorologiques extrêmement complexes près de la station d'observation, l'action du vent sur le relief de l'endroit et les effets météorologiques globaux doivent provoquer des mouvements de blocs séparés. Cela peut être la cause aussi bien des variations à courte période non polaires des variations de la latitude (terme z local [5]) que des perturbations à courte période dans les observations clinométriques. On connaît aussi d'autres formes des mouvements de l'écorce terrestre d'origine locale qui influencent sur les observations de la latitude et des inclinaisons de la Terre. Ainsi K.A. Koulikov [6] considère que les mouvements de glissements et de déplacements en relation avec l'effet de pression sur les argiles dans les vallées des fleuves voisins, les mouvements géologiques qui amènent à la formation de plis et de dépressions influencent également la direction de la verticale locale et doivent se faire sentir dans les deux types d'observations.

Ainsi, si les observations clinométriques et de latitudes s'effectuent au même endroit alors on peut utiliser leur comparaison pour l'analyse approximative de certaines causes des variations non polaires de la latitude.

Il ne faut pas s'attendre à un complet accord entre les variations examinées dans les deux observations puisqu'elles sont obtenues en principe par différents instruments différemment répartis à la surface de la Terre avec une méthode différente d'observations et de réduction. Mais si entre celles-ci il existe une corrélation même petite alors cela plaide déjà en faveur d'une communauté et par conséquent de la réalité des causes que ces phénomènes provoquent. Pour avoir une plus grande précision il est évident qu'il faut doubler dans le même endroit les observations des deux aspects. C'est malheureusement difficile à réaliser dans la pratique. Nous ferons ici la comparaison des observations simples de la latitude et des inclinaisons en nous limitant jusqu'à présent à l'examen de qualité de ce problème.

Pour comparer, il faut éliminer des deux observations les composantes annuelle et chandlérienne non reliées entre elles dans la variation de la latitude et la composante annuelle dans les inclinaisons.

Nous donnons sur la figure 5, en une ligne continue, la courbe de l'allure des inclinaisons pour la composante NS (appareil n° 7) pour la période de 1965.2 à 1967.0. La courbe est construite d'après des points dont chacun correspond à la valeur moyenne de la différence de l'allure observée et séculaire de l'inclinaison à zéro heure de temps universel pour dix jours consécutifs. La composante annuelle de l'allure des inclinaisons est donnée sur la figure 5 en courbe lissée par un pointillé. Nous donnons sur la figure 5b en une ligne continue la courbe de la variation de la latitude pour la même période et dont on a éliminé au préalable la latitude moyenne d'après la formule de A. Ia. Orlov [7]. Nous donnons ici par un pointillé la courbe théorique (internationale) de la variation de la latitude de l'observatoire calculée d'après les coordonnées du pôle x et y (cette courbe renferme les composantes chandlérienne et annuelle de la variation de la latitude). Nous donnons sur la figure 5 c et d respectivement les variations irrégulières à courte période des inclinaisons et les variations analogues de la latitude du lieu. La courbe 5 c a été construite d'après les valeurs des différences

entre les inclinaisons observées (après élimination de l'allure séculaire) et de leur composante annuelle. La courbe 5 d a été construite d'après les écarts des valeurs observées de la variation de la latitude en fonction des valeurs théoriques (les écarts indiqués déterminent aussi les variations locales non polaires de la latitude ou le terme z local).

La comparaison des courbes de la figure 5 c et d montre que les variations irrégulières à courte période dans la variation de la latitude dont la période est de l'ordre du dixième d'année sur la durée d'une grande partie de la période examinée sont en corrélation satisfaisante avec les variations analogues dans l'allure des inclinaisons. Ceci témoigne du fait que ces variations ou perturbations dans les observations des deux méthodes sont réelles et liées aux variations effectives de la verticale locale et non pas aux erreurs accidentelles des observations ou aux erreurs instrumentales. C'est pourquoi il ne faut pas les négliger et il faut en tenir compte dans les observations clinométriques lors de l'analyse des résultats de la réduction dans les recherches de latitude, lors de l'interprétation géophysique des données de la variation de la latitude et dans l'astronomie méridienne.

L'un des problèmes fondamentaux des observations clinométriques est l'obtention de la valeur la plus sûre du paramètre γ et de la différence de phase. Pour obtenir les valeurs indiquées, on a utilisé toutes les observations de 1964 à 1966. Les observations ont été réduites en séries mensuelles sur EV. M.20 par les méthodes actuelles d'analyse harmonique des marées [8, 9]. Pour la période indiquée, on a obtenu environ 1000 valeurs séparées de γ et α parmi celles-ci plus de 660 par les deux méthodes.

Nous savons [10] que la méthode de Pertsev, appliquée aux observations des inclinaisons de marées particulièrement troublées par l'influence météorologique donne dans les valeurs γ et α pour les ondes M_2 et N_2 respectivement à peu près des variations de sept et quatre jours. L'amplitude de ces variations est différente à divers moments. Ainsi, l'onde M_2 varie dans nos observations de 1 à 10%. Les mêmes observations mais réduites par la méthode de Matveyev basée sur le principe des moindres carrés donnent γ et α pour les ondes M_2 et N_2 pratiquement affranchies de ces harmoniques fictives.

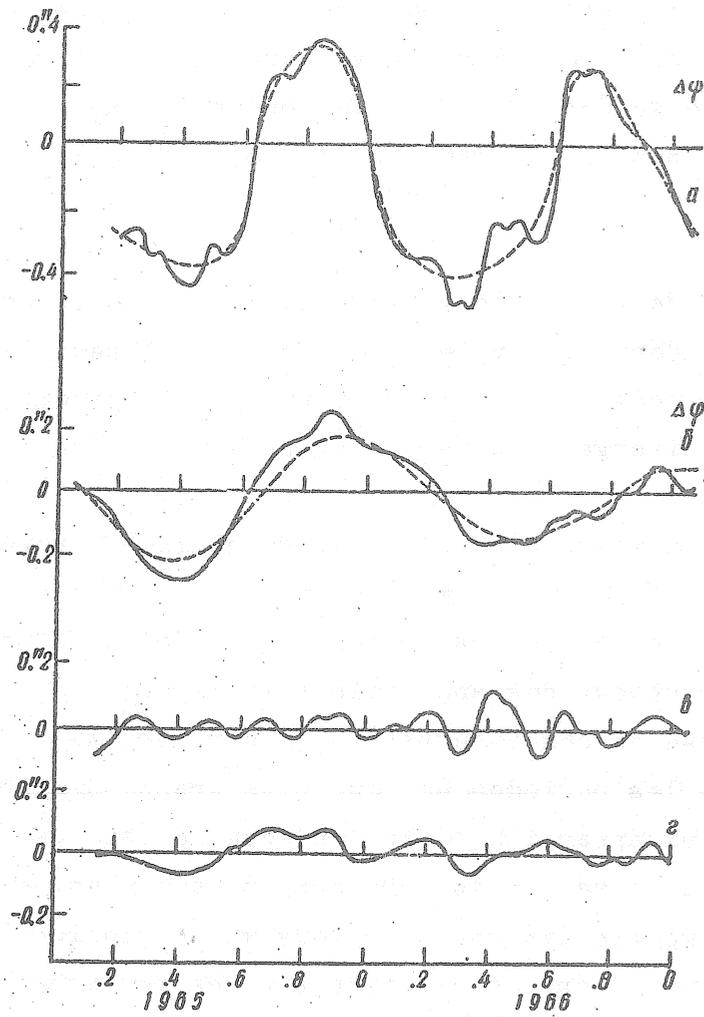


Fig. 5 Comparaison des variations à courte période de l'inclinaison dans la direction NS avec des variations analogues de la latitude à l'observatoire Astronomique Engelhardt.

C'est très visible sur la figure 6 dans laquelle on compare les valeurs. Il est apparu que les valeurs γ pour les ondes M_2 et N_2 obtenues par la méthode de Matveyev sont voisines des valeurs lissées (7 à 8 jours successifs) d'après la méthode de Pertsev. Pour les ondes S_2 , K_1 , O_1 la méthode de Matveyev ne donne pas de changements sensibles dans les variations des valeurs γ et α .

La réduction de toutes les observations de 1966, comme on le constate par la table 1, a donné les valeurs qui diffèrent peu l'une de l'autre d'après les deux méthodes et il n'y a qu'une petite exception c'est l'onde N_2 pour laquelle la divergence dans la valeur γ atteint 2 à 3%.

Nous avons mentionné plus haut que de juillet à novembre 1965 les climomètres n° 7 et 12 étaient au même endroit et azimut et les deux ont enregistré la composante NS. Les variations de la valeur γ pour cette période sont données pour chacun des appareils à la figure 7. α se comporte de façon analogue. L'analyse de ces observations montre que les variations des valeurs γ et α dans les périodes de leur plus grande dispersion ont la même phase pour les deux appareils. Cela confirme le fait que les causes principales qui altèrent la valeur ont une origine qui n'est pas instrumentale. Telles sont par exemple les perturbations météorologiques. On constate également par la figure 7 que la réaction sur ces perturbations est différente pour les divers appareils : l'appareil n° 7 réagit plus fortement que l'appareil n° 12.

On a pris à titre de valeurs les plus sûres de γ et α , pour juin à novembre 1965, leurs valeurs moyennes pour toutes les observations des deux appareils. Les écarts de la valeur γ pour chacun des appareils par rapport à leur valeur moyenne générale pour l'onde M_2 sont égaux à 2,5%.

On a utilisé au cours de 1964 à 1966 dans les observations plusieurs appareils. Les résultats de la réduction des observations pour ces appareils et les valeurs les plus sûres des résultats pour tous les appareils sont donnés dans la table 2.

N désigne le numéro de l'appareil, n est le nombre de valeurs individuelles

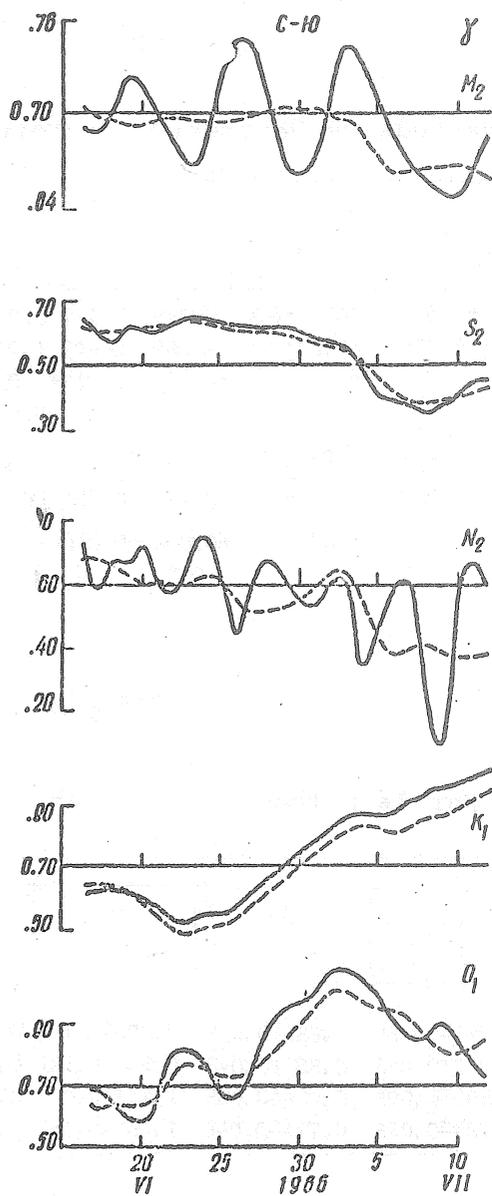


Fig. 6. - Graphiques de la variation des valeurs γ obtenues par les méthodes de Pertsev (lignes continues) et Matveyev (lignes pointillées).

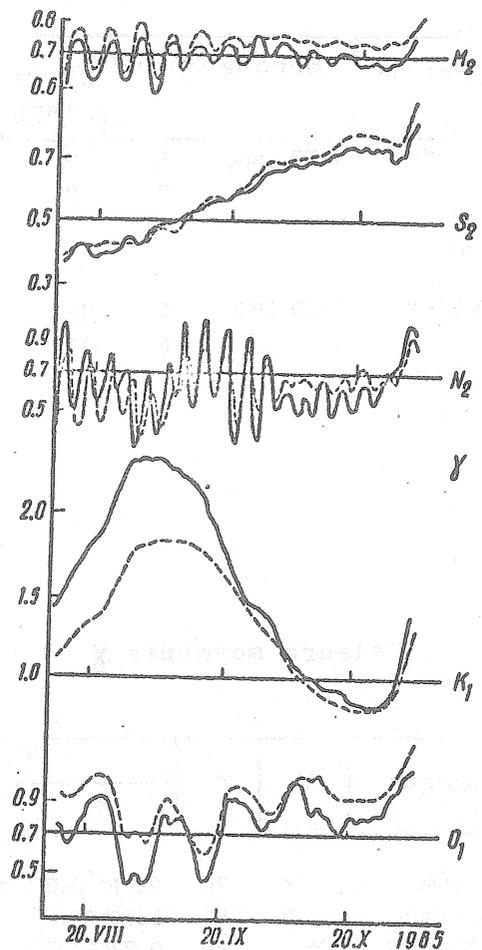


Fig. 7. - Graphiques de la variation γ obtenues par les observations avec les appareils installés parallèlement (n° 7 et 12).

TABLE 1

Comparaison de γ et x obtenues par les méthode de Pertsev(P) et Matveyev(M)

Composante	Epoque	Méthode	N° de l'app	Nombre d'anal	M_2		S_2	N_2	K_1	O_1
					γ	x				
(C-1)N-S	I.XII.1966	Π	7	355	0.701 ± 0.009	+1.9 ± 0.4	0.689	0.711	1.064	0.820
		M	7	355	0.697 ± 0.009	+1.2 ± 0.4	0.688	0.693	1.054	0.809
						+0.004	+0.7	+0.001	+0.018	+0.010
$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_{cp}} \cdot 100\%$					0.6		0.2	2.6	0.9	1.4
(B-3)EW	I.XII.1966	Π	12	303	0.711 ± 0.007	+1.0 ± 0.9	0.926	0.641	1.047	0.638
		M	12	303	0.710 ± 0.007	0.9 ± 0.9	0.920	0.631	1.034	0.739
						+0.001	+0.1	+0.006	+0.010	+0.013
$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_{cp}} \cdot 100\%$					0.4		0.7	1.6	1.2	0.2

TABLE 2

Valeurs moyennes γ et x obtenues par la méthode de Pertsev

Epoque	N	n	M_2		S_2	N_2	K_1	O_1
			γ	x				
C - 10								
I.X 1964	19	76	0.718 ± 0.005	+1.1 ± 0.8	0.741 ± 0.039	0.683 ± 0.027	0.838 ± 0.171	0.840 ± 0.127
III.VII 1965	7	40	0.704 ± 0.009	+2.9 ± 0.6	0.752 ± 0.053	0.839 ± 0.042	0.786 ± 0.109	0.598 ± 0.110
VIII.XI 1965	7+12	85	0.724 ± 0.005	+2.4 ± 0.5	0.593 ± 0.098	0.646 ± 0.065	1.425 ± 0.267	0.829 ± 0.034
I.XII 1966	7	355	0.701 ± 0.009	+1.9 ± 0.5	0.689 ± 0.038	0.711 ± 0.046	1.064 ± 0.153	0.820 ± 0.050
Moyenne arithmétique		556	0.707 ± 0.005	+2.0 ± 0.3	0.686 ± 0.026	0.707 ± 0.023	1.068 ± 0.102	0.808 ± 0.049
B - 3								
I-VI 1964 r.	18	64	0.739 ± 0.002	-3.8 ± 0.2	0.906 ± 0.031	0.792 ± 0.079	0.869 ± 0.079	0.716 ± 0.040
III-VII 1965 r.	12	39	0.714 ± 0.002	-1.6 ± 0.4	0.806 ± 0.072	0.832 ± 0.046	0.906 ± 0.107	0.708 ± 0.055
I-XII 1966 r.	12	303	0.711 ± 0.007	+1.0 ± 0.9	0.926 ± 0.049	0.641 ± 0.034	1.047 ± 0.090	0.638 ± 0.037
Moyenne arithmétique		406	0.716 ± 0.005	+0.3 ± 0.4	0.910 ± 0.032	0.682 ± 0.030	1.004 ± 0.060	0.656 ± 0.025

Puisque les observations de 1964 à 1965 n'ont été réduites que par la méthode de Pertsev, les valeurs les plus probables γ et x pour toute la période de 1964 à 1966 sont également données par cette méthode. Elles ont été obtenues par moyenne arithmétique de tous les résultats pour tous les appareils. Les erreurs probables sont calculées d'après les erreurs des séries individuelles des observations indépendantes conformément à la formule

$$E_{\gamma} = \frac{\pm \sqrt{\sum (P_N \epsilon_N)^2}}{\sum P_N}$$

où N est le numéro de l'appareil, ϵ_N , P_N est l'erreur quadratique moyenne et le poids de la valeur γ d'après les observations avec l'appareil donné (le poids P_N est pris égal au nombre des séries indépendantes des observations avec cet appareil).

Il faut tenir compte que les données de la table 2 ne sont pas définitives puisqu'il reste encore à passer pour chacun des appareils des valeurs arithmétiques moyennes γ aux vectorielles moyennes. Cependant pour l'onde M_2 les résultats varient très peu à cause de la faible dispersion des valeurs x .

Pour l'onde principale M_2 , la valeur probable γ pour la composante NS était égale à 0.707 ± 0.005 , et pour la composante EW 0.716 ± 0.005 . Ainsi on a obtenu pour les deux composantes des valeurs γ assez voisines. Dans les limites des erreurs les ondes M_2 , S_2 , N_2 pour la composante NS et M_2 , N_2 , O_1 pour EW donnent les valeurs γ à peu près de même ordre.

Les valeurs γ pour les ondes K_1 et O_2 de la composante NS et S_2 et K_1 de la composante EW sont exagérées. Il est évident que l'influence de l'onde météorologique se fait sentir ici.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Ostrovskii A.E. Dans la publ. "Etude des marées terrestres", 2, XIII section du programme de l'AGI, M. 1961
- 2 Bontchkovskii V.F. Dans la publ. "Mouvements actuels de l'écorce terrestre", 1, Publ. Ac. des Sc. d'URSS, M. 1963
- 3 Panasenko G.D. Observations clinométriques sur la presqu'île de Kola "Naouka" M.L. 1965
- 4 Ourassina I.A. Izvest. de l'Observat. Astron. Engelhardt, 35, Kozan, 1966
- 5 Filippov A.E. Comparaison des observations de Poulkovo et de Joannesburg de la latitude. Trav. de l'observ. gravim. de Poltava, 6, Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine, 1956
- 6 Koulikov K.A. Variation des latitudes et des longitudes. M. 1962
- 7 Orlov A. Ia. Service de la latitude. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, M.1958
- 8 Pertsev B.P. Izv. Ac. des Sc. URSS, série géophys. 1958, 8
- 9 Matveyev P.S. Dans publ. "Marées terrestres" "Naouka Doumka" Kiev, 1966
- 10 Bakkrouchine A.B., Anokhina K.M. Bull. séismologie, 1964; 16.

TIDAL MODEL OF AN EARTH WITH A LATERAL PETROLOGICAL FACIES CHANGE

Henry L. POLLAK

Department of Earth & Planetary Sciences, University of Pittsburgh Pennsylvania 15213, U.S.A.

ABSTRACT. A tidal model with a lateral petrological facies change was designed to test the possibility that the normally positive value of the difference in the diurnal and semidiurnal gravitational magnification factors can be made negative by a petrological change in the geological substrate. It was found that such an inversion cannot be produced by a lithological change alone.

1.0. PURPOSE OF THE MODEL.

Analyses of tidal data (obtained by a LaCoste - Romberg gravimeter) from the Pittsburgh, Pennsylvania, area (done by a rather different procedure than the convention adopted by the International Earth Tide Data Center in Brussels) reveal the value of the semidiurnal gravitational magnification factor $\delta_S = 1.20679$ and of the diurnal $\delta_D = 1.19024$. These expressed values of δ_S and δ_D can be conceived as being weighted contributions of the important tidal components within each bandwidth respectively.

The quantity $\Delta\delta = \delta_D - \delta_S$ is always positive in all previously considered Earth tide models, but in our determination $\Delta\delta = -.01655$, which is negative. Similar results have been reported from many continental areas. A tidal Earth model with a lateral petrological facies change was investigated in order to test the relationship between $\Delta\delta$ and the geological substrate.

2.0 METHOD OF ATTACK.

2.1. Density and Lamé constants assumptions. - The Lamé constants can be taken to vary sympathetically with density for naturally occurring rocks. Moreover, Poisson's ratio does not deviate greatly from the value .25 for such materials and that this is equivalent to asserting that $\mu = \lambda$ where μ and λ are the elastic Lamé constants for isotropic materials.

2.2. Appearance of the model. - The lateral facies change was simulated by assuming that the Earth is composed of two identical hemispheres of different materials, which in order to enhance the contrast were taken as granite ($\rho = 2.619$, $\mu = .317 \times 10^{12}$ bars), where ρ = density and μ = Lamé constant. The geography of this composition was fixed in such a manner, with respect to the spherical coordinate ϕ , that the granitic region occurs from $\phi = 0^\circ$ to 180° , whereas the dunite lives at $\phi = 180^\circ$ to 360° . In the mathematical treatment the granitic region is identified by the superscript (1) and the dunite by the superscript (2), the brackets being introduced to prevent possible confusion with power indices.

2.3. Scaling. - The tidal force was assumed to be orbiting in the equatorial plane of the Earth and was due to one celestial body only (the Moon). The whole astronomical system was scaled down in proportion in such a manner that the radius of the Earth (a) was set at 1 cm. The following dimensions will then occur for our "Universe":

Moon radius = .2734 cms; Earth - Moon radius vector = 60.47 cms.

Earth radius = 1.00 cms;

One great problem - if one aims at attainment of exact Love number values - is what value to be assigned to the density of the Earth in the model? The total density of the Earth is 5.5, but averaging the values of granite and dunite the value of 2,993 is obtained, which was used by this author. We simply wish to inform the interested reader

here that, in order to determine the Love numbers absolutely, and particularly the Love number (h), where the density value enters explicitly into the computational formula, one must assume some density law.

2.4. Discussion of approach. - The first and most essential step is to obtain a value for the elastic displacements under the application of a tidal force. These are obtained from Navier's equation of elastic motion which is particularized for the necessary boundary conditions and to which some simplifying assumptions were applied. These assumptions will detract from the absolutely correct values somewhat, but this is not disturbing from our point of view and the resultant equation can be solved analytically.

It is not possible to compare the diurnal and semidiurnal displacements directly - which procedure would greatly simplify the task on hand - because of the following reasons:

(i) the mode of vibration of the two tides is entirely different, the semidiurnal tides having sectorial and the diurnal tides tesseral nodes respectively.

(ii) it will be shown that for the tidal force in a particular location, the geographical distribution of the maximum displacements of each of the two tidal types will be quite different.

There are essentially two ways to tackle the problem on hand:

(1). Obtain the (radial) displacements (henceforth called U_r); from this compute the change in gravity dg ; then obtain the value of Δg which is the change in gravitational acceleration due to the rigid tide.

Note that dg is an effect additional to Δg .

We define the gravitational magnification

$$\delta = \frac{\Delta g + dg}{\Delta g}$$

The u_r 's are being determined separately for semidiurnal and diurnal tides, these different tides being obtained - as will be shown later - by the use

of the appropriate forcing function on the RHS of Navier's equation of motion.

(2). The method adopted in this model is as follows:

The displacements (diurnal and semidiurnal) are determined as above.

The gravitational magnification is then obtained from the Love numbers (h) and (k) by the relation

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

The Love numbers must be computed from the following relations:

$$h = \frac{\xi q}{W_2} \quad (1)$$

where ξ = displacements and whatever the vectorial character of ξ , we shall assert that $\xi = u_r$.

W_2 = tidal potential (evaluated at the Earth's surface only).

Furthermore

$$k = \frac{V}{W_2} \quad (2)$$

where V = potential due to the deformation.

The equation for this has to be derived, which will be done at the appropriate stage.

As will be shown in the proper place, a certain order has to be followed; in particular the solution for u_r has to be done first, since these values will be needed in the determination of (h) as well as V .

3.0 DEVELOPMENT OF THE INDIVIDUAL STAGES.

3.1. Boundary conditions. - In this section we shall pay particular attention to possible boundary conditions which might be used to particularize Navier's equation of motion. Some other boundary conditions, especially those applicable to other equations in this system, will be discussed in other parts of the text as the occasion might arise.

The first essential boundary condition to be established is to insure that only elastic deformation contributes to the resultant displacements. Considering a purely elastic system, the following displacements are possible as being due to

- (i) translation;
- (ii) rotation
- (iii) elastic deformation.

We have to eliminate (i) and (ii).

The basic model we shall call Model A.

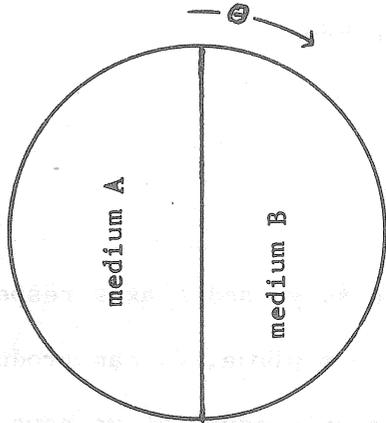


Figure 1. Earth Model A

Take radius = 1 and $x = y = 0$ for the origin, then the surface of separation (in spherical coordinates) is

$$\rho^2 \sin^2 \theta = r^2 = 1$$

There is another related Model B, perhaps geologically more relevant, which will have somewhat different boundary conditions and which will not be solved in this work.

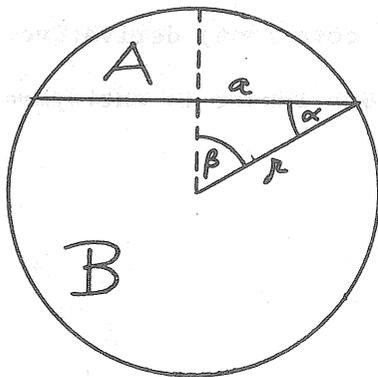


Figure 2. Earth Model B.

Sphere of unit radius, $r = 1$; circle of separation will be here a small circle of radius (a), where

$$a = r \cos \alpha$$

The formula for the small circle of separation with the origin (x,y,z) of the sphere at (0,0,0) in spherical coordinates is

$$\rho^2 \sin^2 \theta = \rho^2 \cos^2 \alpha, \quad \text{i. e.}$$
$$\rho^2 \sin^2 \theta = \cos^2 \alpha$$

Paying attention to Model A only, we shall assert that at the contact of the two media (1) and (2) the contacts are welded, i.e.

$$u_r^{(1)} = u_r^{(2)} \quad (3)$$

To prohibit translation it is sufficient to forbid any displacements in the center of the sphere, thus at the center (0,0,0) we have

$$u_r^{(1)}(0,0,0) = u_r^{(2)}(0,0,0) = 0 \quad (4)$$

To prohibit rotation we must have the condition that the rotation tensor $W_{ij} = 0$. Using Cartesian coordinates, we have

$$W_{zy} = 1/2 \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0 \quad (5a)$$

$$W_{xz} = 1/2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \quad (5b)$$

$$W_{yx} = 1/2 \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = 0 \quad (5c)$$

Where u , v and w are the displacements along the x , y , and z axes respectively.

Since the tidal force orbits in the $x - y$ plane, it can produce only a possible rotation tensor W_{xy} , so that the only equation we have to worry about is

$$W_{yx} = 1/2 \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = 0 \quad (5)$$

Now, using general subscripts i , j , instead of x , y , we have

$$W_{ij} = 1/2 \left(U_{i/j} - U_{j/i} \right)$$

Where u = displacements and the slash denotes the (covariant) derivative.

Remembering that by definition the rotation tensor is antisymmetric, i.e.

$$U_{i/j} = - U_{j/i}$$

we have, moreover, inherent in the condition $W_{ij} = 0$,

$$W_{ij} = 1/2 \left(U_{i/j} - U_{j/i} \right) = 0$$

i.e. u_i/j - a symmetric tensor, but this is the characteristic of the strain tensor (infinitesimal strain theory). It follows, therefore, that the prohibition of rotation equations are unnecessary. It is of interest to note that for a tensor to be symmetrical and at the same time antisymmetrical everywhere in a given plane, we have

$$u_{i/j} = -u_{j/i} = u_{j/i} = 0$$

i.e. for a given plane the displacements will be the same everywhere (this original condition will, of course, be altered by other imposed boundary conditions).

In actual practice, the elimination of the rotation tensors is accomplished when the stress (or strain) tensor satisfies the necessary compatibility equations.

From the general equation of displacement within some region (P_0P) we have

$$u_j(X_1, X_2, X_3) = u_j^0 + \int_{P_0}^P e_{jk} dx_k + \int_{P_0}^P W_{jk} dx_e$$

where u_j^0 represents rigid motion of translation, e_{jk} is deformational (strain tensor) and W_{jk} is rigid body motion of rotation.

The compatibility equations will take care of W_{jk} , but u_j^0 has to be suppressed, as was done in equation (4).

Another necessary boundary condition:

$$\tau_{ij} \nu_j = T_i^x \quad (6)$$

where T_i^x is the surface traction (our tidal force), ν_j is the normal-vector and τ_{ij} are the stress tensors. For work in the interior of the Earth the functions τ_{ij} must obey everywhere the Beltrami-Mitchell compatibility equations

to insure that the τ_{ij} 's are single-valued continuous functions. For the type of forces considered in our system, this will happen whenever the biharmonic equation

$$\nabla^4 \tau_{ij} = 0$$

is satisfied. We shall omit this extremely tedious procedure, since our work is concerned with the surface only, but it is of interest to note that this author has seen this nowhere checked in models applying themselves to the interior regions.

Since the displacements are very small (compared to the size of the Earth) and the time taken to travel from one displacement extreme to the other one is very large (i.e. the velocity will be very small), we can, if this will prove necessary, make the approximation

$$\frac{\partial u_r^{(1)}}{\partial t}(r) = \frac{\partial u_r^{(2)}}{\partial t}(r) \quad (7)$$

to be another boundary condition.

3.2. Reduction of the Navier equation. - In the basic steady state equation, there appears a term

$$\mu \nabla^2 u_i + (1 + \mu) \mathcal{J}/i$$

\mathcal{J} = strain invariant = e_{ii}

In spherical coordinates this is

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{2u_r}{r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \\ + \frac{u_\phi \cot \theta}{r} \end{aligned} \quad (8)$$

We are interested only in the u_r displacements (by nature of the gravity tidal variation) and only on the surface at that - hence we shall consider only the θ and ϕ variation.

Using $\lambda = \mu$ as described before, we get

$$\mu \left(\underbrace{\nabla^2 u_i}_{\text{Part I}} + \underbrace{2 \mathcal{J}(i)}_{\text{Part II}} \right) = 0$$

Part I:

$\nabla^2 u_i = \nabla^2 u_r$, by our considerations, which in spherical coordinates is:
 $\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi^2}$
 discarding the r-dependence and performing the necessary differentiations, we

obtain

$$\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(\cos \theta \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \sin \theta \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi^2} \quad (9)$$

Part II:

$$2 \mathcal{J}(i) = 2 \nabla \mathcal{J} \quad (10)$$

and we are interested only in the θ and ϕ variations of the gradient.

From the point of view of our usefulness (8) reduces to

$$\mathcal{J} = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2 u_r}{r} \quad (11)$$

using equation (11) in (10) we have (in spherical coordinates)

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}$$

hence

$$2 \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2 u_r}{r} \right) + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{2 u_r}{r} \right) \right] + \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{2 u_r}{r} \right) \right] \right\}$$

where the term marked "A" does not concern us and hence the above equation simplifies to

$$2 \left\{ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial \theta} + \frac{2}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right] + \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi \partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} \right] \right\} \quad (12)$$

Using (12) and (9) to recombine into the original equation, and remembering that for our Earth $r = 1$, we obtain

$$\mu \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \left(\cos \theta \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \sin \theta \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi^2} + 2 \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial \theta} + 2 \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right] + \frac{2}{\sin \theta} \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi \partial r} + 2 \frac{\partial u_r}{\partial \phi} \right] \right\} = 0 \quad (13)$$

(13) is a very formidable equation indeed, which has to be solved if correct values for (h), (k) and δ are required everywhere on the surface of the sphere. However, since we are only interested in comparing the diurnal and semidiurnal values at a given parallel on the sphere, we can obtain considerable simplification of the equation by neglecting the θ -variation.

Accordingly, we obtain from (13)

$$\mu \left\{ \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi^2} + \frac{2}{\sin \theta} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \phi \partial r} + \frac{4}{\sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} \right\} = 0$$

← Term B →

We shall now use in Term B the boundary condition (4) and we shall further assert that at the surface, i.e. at $r = a$ $u_r = u_a$ and that radial displacement increases linearly along the whole radius from 0 to u_a , i.e.

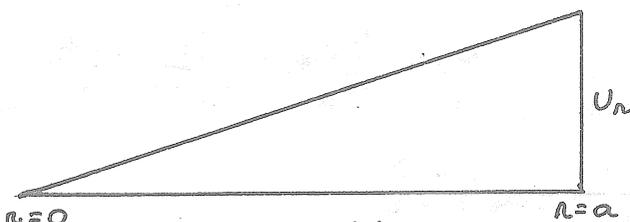


Figure 3: $u_r = u_r(r)$

then, from geometry
 $\frac{\partial u_r}{\partial r} = \text{slope} = \frac{u_a}{a} = u_a$
 since $a = 1$;

hence

$$\mu \left(\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_a}{\partial \phi^2} + \frac{2}{\sin \theta} \frac{\partial u_a}{\partial \phi} + \frac{4}{\sin \theta} \frac{\partial u_a}{\partial \phi} \right) = 0$$

Since a force is acting on our system, we cannot ignore the body forces within the sphere and to which hitherto no attention whatsoever was paid. Without going here into proofs and derivations, the body forces (arrived at by invoking d'Alembert's principle) = $-\rho \frac{\partial^2 u_a}{\partial t^2}$

Hence the complete elastic equation of motion awaiting solution is:

$$\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_a}{\partial \phi^2} + \frac{6}{\sin \theta} \frac{\partial u_a}{\partial \phi} - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 u_a}{\partial t^2} = 0 \quad (14)$$

In the section dealing with the solutions of the developed differential equations, we shall see that we need only the particular integral for a forcing function on the RHS, which will be the tidal force, diurnal or semidiurnal.

3.3. Development of the deformation potential equation. - The total disturbing potential R can be taken as being composed of

$$R = V_0 + W + V$$

Where

V_0 = initial terrestrial potential;

W = external potential;

V = additional potential due to the deformation

(where $V = kW$, k = Love number).

The variation of density at a given point is

$$\rho_0 - \rho = \xi \frac{\partial \rho_0}{\partial r} \quad , \text{ where } \rho_0 = \text{initial density and } \xi = \text{displacements,}$$

which we shall again equate with u_r , the above equation being valid for a model without a lateral density variation. For models with such a variation, the density change will be

$$\rho_0 - \rho = \xi \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho_0}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \rho_0}{\partial \phi} \right) \quad (15)$$

and we shall again assert $\xi = u_r$.

The proposed model has no meridian density variation, since going along a given meridian ρ_0 will always be the same. Furthermore, the r-variation is of no interest to us, since we concentrate on surface displacements only.

Under these conditions equation (15) will reduce to

$$\rho_0 - \rho = \frac{u_a}{\sin \theta} \frac{\partial \rho_0}{\partial \phi}, \quad (\text{letting } r = 1)$$

from which we obtain the altered density ρ

$$\rho = \rho_0 - u_a \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \rho_0}{\partial \phi} \right) \quad (16)$$

Now, the following relations must hold for the potentials:

$$\nabla^2 W = 0 \quad (\text{external - Laplace equation})$$

$$\nabla^2 V_0 = -4\pi f \rho \quad (\text{internal - Poisson's equation})$$

where f = gravitational constant.

Using equation (16) to obtain the total internal potential together with the deformation, and remembering that the operators are linear,

$$\nabla^2 (V_0 + V) = -4\pi f \left[\rho - u_a \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \rho_0}{\partial \phi} \right) \right]$$

so that

$$\nabla^2 V = 4\pi f u_a \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \rho}{\partial \phi} \quad (17)$$

where we have written $\partial \rho$ instead of $\partial \rho_0$, the difference being completely negligible.

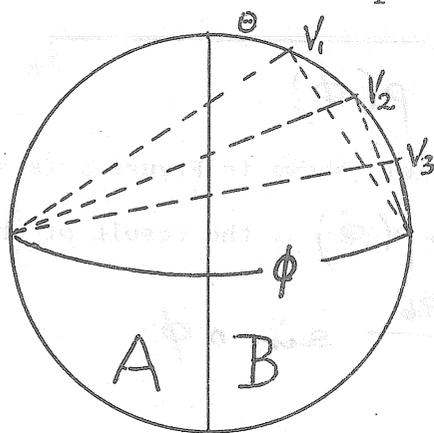
Expanding the left hand side of equation (17) in spherical coordinates we obtain

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = \dots$$

and since $r = 1$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{\sin \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = \dots$$

To simplify this result, we shall again assert that $\partial V / \partial r$ is of no consequence to our problem. Furthermore, by arguments similar to those developed in the Navier equation, we shall likewise ignore $\partial V / \partial \theta$. This is not strictly correct, of course, as Figure 4 will show, where it is obvious that the individual points V_i do not have the same disposition with respect



to the distribution of the mass, but we shall consider this approximation as being good enough, since we are interested in relative, rather than absolute values.

Figure 4: The relation of points V_i to the distribution of mass.

The required equation then becomes

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = 4\pi \int \rho_a \sin \theta \frac{\partial \rho}{\partial \phi} \quad (18)$$

remembering the imposed limitations, especially the lack of functional

θ -dependence. For work at a given parallel we rely solely on the parameter $\sin \theta$ to provide the necessary variety.

Equation (18) in its present form still cannot be used, since it has two dependent variables.

This difficulty is overcome by assigning two ρ and μ values to the hemispheres, viz. $\rho^{(1)}, \mu^{(1)}$ and $\rho^{(2)}, \mu^{(2)}$ representing the two media considered and at the same time thus giving them a definite geographical orientation with respect to all integrations, etc., these values remaining unchanged throughout the life of the model. (See Fig. 5).

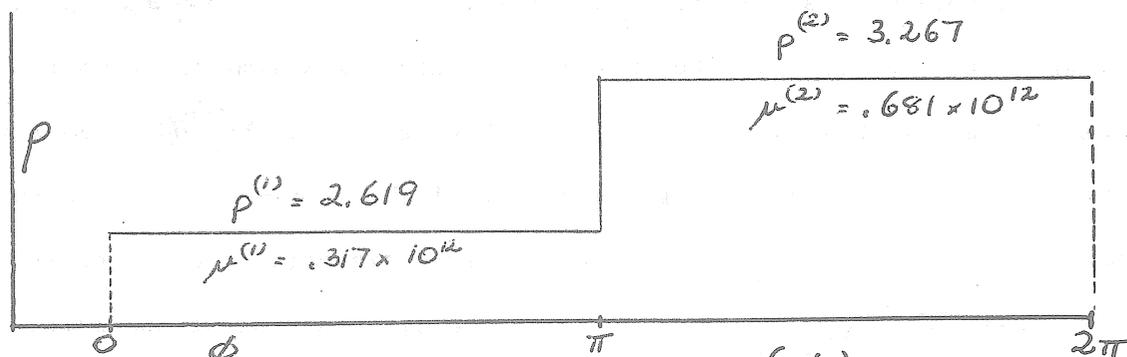


Figure 5: The distribution $\rho = \rho(\phi)$

This distribution, along any parallel, shown in Figure 5 is approximated by a Fourier series expansion for $\rho = \rho(\phi)$, the result of which is

$$\rho(\phi) = 2.943 - \sum_n \frac{1.296}{\pi n} \sin n\phi \quad (19)$$

$n = 1, 3, 5 \dots p$

and

$$\frac{\partial \rho}{\partial \phi} = - \sum_n \frac{1.296}{\pi} \cos n\phi \quad (20)$$

and it was established that taking $p = 11$ or 13 will give sufficient accuracy.

The perusal of (20) in (18) amounts to a particularization of the differential equation to the boundary conditions.

We thus have the resultant equation

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = -3.455 \times 10^{-7} U_a \sin \theta \sum_{n=1,3,5 \dots}^p \cos n\phi \quad (21)$$

As an independent check on the correctness of our development, since the tidal force is the same everywhere (on a given parallel), it follows from the 1st Law of Thermodynamics that V must be the same everywhere on a given parallel, regardless of the values of ρ and μ , since otherwise it would be possible to either create or destroy energy.

3.4. Other equations considered in this system. - In order to define the system completely, we now have to produce the equation which determines the value of W_2 . We shall consider only the sectorial and tesseral contributions to the potential. The zonal contributions (i.e. the long period phenomena) shall be ignored.

Under these conditions

$$W_2 = f m \frac{a^2}{r^3} \left[\cos \theta' \sin \theta' \cos \phi + \sin^2 \theta' \cos 2\phi \right]$$

where f = gravitational constant (6.673×10^{-8} cm² dynes gm⁻²);

m = mass of the Moon (to our scale: .2850 gms);

a = radius of the Earth (= 1 cm);

r = Earth - Moon radius vector (60.47 cms).

Hence

$$W_2 = \frac{f m}{r^3} \left[\underbrace{\cos \theta' \sin \theta' \cos \phi}_A + \underbrace{\sin^2 \theta' \cos 2\phi}_B \right] \quad (21)$$

where A represents the tesseral (diurnal) and B the sectorial (semidiurnal) part.

At this stage it is important to realize that θ' in the above equations is different from the previously encountered θ . The latter is the spherical coordinate whose origin is at the North Pole. The former, on the other hand is the declination, whose zero is at the equator. The relation is $\theta' = 90^\circ - \theta$. We shall again encounter θ' in the forcing function.

The final result therefore is

$$W_2 = \frac{f m}{r^3} \left[\sin \theta \cos \theta \cos \phi + \cos^2 \theta \cos 2\phi \right] \quad (22)$$

4.0. SOLUTION OF THE DIFFERENTIAL EQUATIONS.

4.1. The available choices. - As opposed to all the previously proposed models which were concentrating on the Earth's interior, the present model is concentrating on surface phenomena as a function of lateral facies changes. In order to produce a tidal response in different locations on the surface, it is necessary to employ in our model a relative motion between the Earth and the tidal force. In our model we shall assume that the Earth is stationary and that the tidal force is orbiting around it in an equatorial plane.

(1). To all appearances the simplest way to attain this would be to take the tidal force (represented by the surface traction) for a walk around the Earth by means of a line integral along a path given by the equatorial circle around the Earth. However, by the well-known theorem on closed paths undertaken in a conservative force field, the result will be zero, and we therefore would have to undertake homogeneous solutions for the relevant differential equations. Unfortunately such a solution could not discriminate between diurnal and semidiurnal values and hence another method has to be resorted to.

(2). We shall adopt a method of "instantaneous stretch" to enable us to evaluate diurnal and semidiurnal parameters. Since the tidal force is the same everywhere (on a given latitude), we do not need to worry about any variations on this count and we shall simply assume that the orbiting tidal force completes its orbit instantaneously, together with all the consequent tidal effects. We are thus effectively compressing the whole series of events into time $t = 0$. In doing this, it will only be necessary to take care of the following two conditions:

(i) The equations still have to be integrated properly, but time will cease to be a variable in the (final) evaluation;

(ii) by differentiating the diurnal and semidiurnal force functions with respect to ϕ and setting to zero, it will be seen that the tidal maxima of these two tides are separated by a 45° phase difference. Since the method of "instantaneous stretch" is based on the maximum displacements, this phase difference has to be honored. This will be nowhere evident in the solutions given in this section, but is fully allowed for computationally in the computer program.

4.2. The forcing functions. - We now must evaluate the forcing functions (i.e. the surface tractions) which will come to govern the appropriate equations of motion.

The well known "stress vector - stress tensor" equation (6) is one boundary condition to be imposed on the reduced Navier equation of motion (14). Equation (6) relates the surface tractions to the stress tensor in the interior region. Equations (6) and (14) form a Sturm - Liouville system of self-adjoint differential equations for reasons which will not be discussed here. It is one of the properties of such a system that it is possible to interchange the RHS of the equations belonging to this system. This enables us to move the force function (i.e. the surface traction) onto the RHS of the Navier equation. We note, in passing, although no need will arise for it in this work, that another property of a self-adjoint system is that each RHS function can be used once only. Thus for instance, should we be forced for some reason to use these two equations again, equation (6) must now be used with a zero on the RHS, since the T function is "used up". (Occasion for this would arise if work is done on the interior regions, which would need the evaluation of the τ_{ij} 's).

The forcing functions are descended from the tidal potential W_2 by differentiation with respect to (a). The result is

for the diurnal tides: $8.468 \times 10^{-14} \cos \theta' \sin \theta' \cos \phi$

for the semidiurnal tides: $8.468 \times 10^{-14} \sin^2 \theta' \cos 2\phi$

where θ' = declination. With proper adjustment for the coordinate system in our use, as discussed before, we shall obtain

$$8.468 \times 10^{-14} \sin \theta \cos \theta \cos \phi - \text{diurnal}$$

$$8.468 \times 10^{-14} \cos^2 \theta \cos 2\phi - \text{semidiurnal}$$

and these values will be used on the RHS for the appropriate tides. In the sequel we shall put $D = 4.468 \times 10^{-14}$ for the sake of simplicity of appearance and manipulation.

4.3. The particular integral of the Navier equation.

(1). Diurnal tides:

The reduced Navier equation will now have the appearance

$$\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_a}{\partial \phi^2} + \frac{6}{\sin \theta} \frac{\partial u_a}{\partial \phi} - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 u_a}{\partial t^2} = D \sin \theta \cos \theta \cos \phi \quad (23)$$

which is a linear equation in its coefficients which we shall temporarily set as

$$A = 1/\sin^2$$

$$B = 6/\sin$$

$$C = \rho/\mu$$

We shall first of all separate the variables and assert that a solution exists such that

$$u_a = \Phi(\phi) \cdot T(t)$$

(24)

To solve the $T(t)$ part, we have

$$C \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = D \cos \theta \sin \theta \cos \phi$$

of necessity we also have in this connection $\phi = \phi(t)$, in particular $\phi = \omega t$, where ω = angular velocity of the tide raising celestial body (and not necessarily of the tide).

Hence

$$C \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = D \cos \theta \sin \theta \cos \omega t$$

integrating the 1st time

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\omega} D \cos \theta \sin \theta \sin \omega t + a_1$$

and integrating the 2nd time

$$CT = - \frac{1}{\omega^2} D \cos \theta \sin \theta \cos \omega t + a_1 t + a_2$$

$$\therefore T = \frac{\mu}{\rho} \left(a_2 + a_1 t - \frac{D}{\omega^2} \cos \theta \sin \theta \cos \omega t \right)$$

Now, the boundary condition demands that T at $t = 0$ have the same value as at $t = T''$, where $T'' = \text{period}$, when $\phi = 360^\circ$.

Therefore $a_1 = 0$

and the time function is

$$T = \frac{\mu}{\rho} \left(a_2 - \frac{D \cos \theta \sin \theta \cos \omega t}{\omega^2} \right)$$

that is

$$T = \frac{\mu}{\rho} \left(a_2 - \frac{D \cos \theta \sin \theta \cos \phi}{\omega^2} \right) \quad (25)$$

The ϕ -dependence is to be handled as follows:

We have

$$A \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \phi^2} + B \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \phi} = D \cos \theta \sin \theta \cos \phi$$

where A and B have values as stated before.

We are interested in the particular integral only and we shall assert that such an integral, using the method of undetermined coefficients

$$\bar{\phi} = P D \cos \theta \sin \theta \cos \phi + Q D \cos \theta \sin \theta \sin \phi$$

where P and Q have to be determined;

then

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} = - P D \cos \theta \sin \theta \sin \phi + Q D \cos \theta \sin \theta \cos \phi$$

$$\frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial \phi^2} = - P D \cos \theta \sin \theta \cos \phi - Q D \cos \theta \sin \theta \sin \phi$$

and using the above relations in the original equation, we obtain

$$\begin{aligned} & -PA D \cos \theta \sin \theta \cos \phi - QA D \cos \theta \sin \theta \sin \phi - \\ & - PBD \cos \theta \sin \theta \sin \phi + QBD \cos \theta \sin \theta \cos \phi = \\ & = D \cos \theta \sin \theta \cos \phi \end{aligned}$$

Collecting coefficients and comparing, we get

$$P = - \frac{A}{A^2 + B^2}, \quad Q = \frac{B}{A^2 + B^2}$$

i.e.

$$P = - \frac{\sin^2 \theta}{1 + 36 \sin^2 \theta}, \quad Q = \frac{6 \sin^3 \theta}{1 + 36 \sin^2 \theta}$$

using these values in the particular integral

$$\begin{aligned} \bar{\Phi} &= - \frac{\sin^2 \theta}{1 + 36 \sin^2 \theta} D \cos \theta \sin \theta \cos \phi + \frac{6 \sin^3 \theta}{1 + 36 \sin^2 \theta} D \cos \theta \sin \theta \sin \phi \\ &= \frac{1}{1 + 36 \sin^2 \theta} (6 D \cos \theta \sin^4 \theta \sin \phi - D \cos \theta \sin^3 \theta \cos \phi) \end{aligned}$$

Referring to equation (24), i.e.

$$U_a = \bar{\Phi}(\phi) \cdot T(t)$$

we obtain

$$\frac{\mu \left(a_2 - \frac{1}{\omega^2} D \cos \theta \sin \theta \cos \phi \right)}{\rho (36 \sin^2 \theta + 1)}$$

$$\cdot (6 D \cos \theta \sin^4 \theta \sin \phi - D \cos \theta \sin^3 \theta \cos \phi)$$

from which the integration constant a_2 must be eliminated.

We shall do this by using the boundary condition $u_r^{(1)} = u_r^{(2)}$ at $\phi = 180^\circ$ (which can, of course also be stated at 360°).

Remembering the geography, i.e.

Medium (1) at $\phi = 0^\circ$ to 180°

Medium (2) at $\phi = 180^\circ$ to 360° , we have

$$\frac{\mu^{(1)}}{\rho^{(1)}} \left(a_2 - \frac{1}{\omega^2} D \cos \theta \sin \theta \cos \phi \right) \frac{1}{36 \sin^2 \theta + 1} \cdot$$

$$\cdot (6 D \cos \theta \sin^4 \theta \sin \phi - D \cos \theta \sin^3 \theta \cos \phi) =$$

$$= \frac{\mu^{(2)}}{\rho^{(2)}} \left(a_2 - \frac{1}{\omega^2} D \cos \theta \sin \theta \cos \phi \right) \frac{1}{36 \sin^2 \theta + 1} \cdot$$

$$\cdot (6 D \cos \theta \sin^4 \theta \sin \phi - D \cos \theta \sin^3 \theta \cos \phi)$$

which simplifies to

$$\frac{\mu^{(1)}}{\rho^{(1)}} \left(a_2 + \frac{1}{\omega^2} D \cos \theta \sin \theta \right) =$$

$$= \frac{\mu^{(2)}}{\rho^{(2)}} \left(a_2 + \frac{1}{\omega^2} D \cos \theta \sin \theta \right)$$

so that

$$\frac{\mu^{(1)}}{\rho^{(1)}} a_2 - \frac{\mu^{(2)}}{\rho^{(2)}} a_2 = \frac{D \cos \theta \sin \theta}{\omega^2} \left(\frac{\mu^{(2)}}{\rho^{(2)}} - \frac{\mu^{(1)}}{\rho^{(1)}} \right),$$

$$a_2 = - \frac{\mu^{(1)} \rho^{(2)} - \mu^{(2)} \rho^{(1)}}{\mu^{(1)} \rho^{(2)} - \mu^{(2)} \rho^{(1)}} \frac{D \cos \theta \sin \theta}{\omega^2}$$

$$\therefore a_2 = - \frac{D \cos \theta \sin \theta}{\omega^2}$$

reinserting the value of a_2 into the solution for u_a , we obtain

$$\phi = 0^\circ - 180^\circ:$$

$$u_a^{(1)} = \frac{\mu^{(1)} D \cos \theta \sin \theta}{\rho^{(1)} (36 \sin^2 \theta + 1)} \left(\frac{-1 - \cos \theta}{\omega^2} \right) (6 \sin^3 \theta \sin \phi - \sin^2 \theta \cos \phi)$$

(26.)

$$\frac{\phi = 180^\circ - 360^\circ}{U_a = \frac{\mu^{(2)} \cos \theta \sin \theta}{\rho^{(2)} (36 \sin^2 \theta + 1)} \left(\frac{-1 - \cos \theta}{\omega^2} \right) (6 \sin^3 \theta \sin \phi - \sin^2 \theta \cos \phi)} \quad (26)$$

Equations (26) thus give the diurnal tidal displacements in both media.

(2). Semidiurnal tides:

Starting with

$$\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U_a}{\partial \phi^2} + \frac{6}{\sin \theta} \frac{\partial U_a}{\partial \phi} - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 U_a}{\partial t^2} = D \cos^2 \theta \cos 2\phi$$

and by the employment of analogous procedures we arrive at the result

$$\frac{\rho D \cos^2 \theta}{\rho (36 \sin^2 \theta + 2)} \left(\frac{1 - \cos 2\phi}{4 \omega^2} \right) (\sin^2 \theta \cos 2\phi + 3 \sin^3 \theta \sin 2\phi) \quad (27)$$

remembering the proper superscripts for the two different regions.

4.4. Integration of the deformation potential equation. - The

equation derived in 3.3 was

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = B U_a \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \cos n\phi$$

where we have written $B = -3.458 \times 10^{-7} \sin \theta$.

Substituting $p = \frac{\partial V}{\partial \phi}$

$$\frac{dp}{d\phi} = B U_a \sum_n \cos n\phi$$

$$p = \frac{1}{n} B U_a \sum_n \sin n\phi + c_1$$

$$V = - \frac{1}{n^2} B U_a \sum_n \cos n\phi + c_1 \phi + c_2$$

To eliminate the constants, we first use the boundary condition that

V must be identical at $\phi = 0^\circ$ and at $\phi = 360^\circ$;

therefore, automatically $c_1 = 0$ and hence

$$V = - \frac{1}{n^2} B U_a \sum_n \cos n\phi + c_2 \quad (28)$$

We shall now digress somewhat from orthodoxy in order to evaluate the constant c_2 . We note from (28) that at $\phi = 90^\circ$, the value will be

$$V_{90} = c_2 \quad (29)$$

We have seen that by definition $V = kW^2$ and therefore at $\phi = 90^\circ$ we have, by using the astronomical value $k = 4/15$

$$V_{90} = C_2 = \frac{4}{15} A (\cos \Theta \sin \Theta \cos 90^\circ + \cos^2 \Theta \cos 180^\circ)$$

therefore $c_2 = -(4/15) A \cos^2 \Theta$ (30)

where as before we are using

$$A = f_m / r^3 \quad (r = \text{Earth-Moon radius vector}).$$

Substituting equation (30) into (28) the result is

$$V = - \frac{1}{n^2} B u_a \sum_{n=1,3,\dots}^p \cos n\phi - \frac{4}{15} A \cos^2 \Theta \quad (31)$$

and we shall consider, as already mentioned, $p = 11$ or 13 as providing sufficient accuracy.

4.5. Tabulation of the results. - Tables 1 & 2 show results for an overall Earth density of $(\rho^{(1)} + \rho^{(2)})/2$ and of 5.5 respectively. In model calculations, the density considerations enter explicitly in the evaluation of the u_a 's. A density term, moreover, enters in the evaluation of the gravitational acceleration (g) in the determination of the Love number (h); in this latter case two "density laws" were assumed in the calculation of our model, one being the average value $\rho^{(1)}$ and $\rho^{(2)}$ and the other and average Earth density of 5.5 corresponding to the true case. The results given in the two tables will show with extreme severity the importance of obtaining a reasonable density law, should an attempt once be made to make as accurate an estimation of the tidal parameters as possible. In the case of $\rho = 5.5$, the values literally went berserk. Yet, the Earth's density is not an average of the densities of its crustal components.

4.6. Discussion of results. - It is necessary to state emphatically here that the model was not designed to provide accurate theoretical Love number predictions and indeed does not do so. It has, however, served its purpose of establishing some relationships of tidal parameters under conditions of differing crustal compositions:

Table: / Resultant parameters of the lateral facies change Earth model.

θ	ϕ	Displacement $\times 10^{-4}$ cms	h	k	delta	$\delta D - \delta S$ difference	S-semi D-dium
80° N	180°	.000739242	.06823	.22670	.72818	.56819	D
	0°	.000184565	.04430	.58954	.15999		S
50° N	180°	.001273096	.11750	.22670	.77745	.58547	D
	0°	.000317851	.07629	.58954	.19198		S
20° N	180°	.003832925	.37392	.14502	1.15640	.44298	D
	0°	.001035769	.24860	.35679	.71342		S
80° N	180°	.006600920	.64396	.14502	1.42643	.53347	D
	0°	.001783762	.42814	.35679	.89296		S
50° N	180°	.002590108	.62167	.07120	1.51488	.54427	D
	0°	.000322510	.07741	.07120	.97061		S
20° N	180°	.004460588	1.07062	.07120	1.96383	.93731	D
	0°	.000555415	.13331	.07120	1.02652		S

$$\rho = \frac{\rho^{(1)} + \rho^{(2)}}{2}$$

"DENSITY LAW":

Table: 2 Resultant parameters of the lateral facies change Earth model.

θ	ϕ	Displacement $\times 10^{-4}$ cms	h	k	delta	$\delta D - \delta S$ difference	S-semi D-dium
80° N	10°	.000739242	1.15822	.22670	1.81816	.95048	D
	180°	.000184565	.75199	.58954	.86768		S
80° S	10°	.001273096	1.99464	.22670	2.65458	1.41074	D
	180°	.000317851	1.29505	.58954	1.41074		S
50° N	10°	.003832925	6.34746	.14502	7.12994	2.44500	D
	180°	.001035769	4.22012	.55679	4.68494		S
50° S	10°	.006600920	10.95136	.14502	11.71384	3.98129	D
	180°	.001783762	7.26773	.55679	7.73255		S
20° N	10°	.002590108	10.55310	.07120	11.44630	9.23906	D
	180°	.000322510	1.31403	.07120	2.20724		S
20° S	10°	.004460588	18.17415	.07120	19.06736	15.91118	D
	180°	.000555415	2.26297	.07120	3.15618		S

$\rho = 5.5$

"DENSITY LAW":

(1). The results conform to all known models inasmuch as δ is always greater for the diurnal tides.

(2). The difference $\delta_D - \delta_S$ is greater in the region of denser rocks and smaller in those of lighter ones, but a crossover and indeed, a close approach, is never attained.

(3). It is of interest to note that the crossovers reported always occur in continental regions, i.e. in areas where the crust is less dense. This is in conformity with our model, or at least not in conflict with it. It is this author's hunch that under conditions actually occurring in nature some additional factors might be present, which reduce the difference in δ_D and δ_S or even produce the crossover. Such additional factors might be the occurrence of strongly anisotropic rocks such as dynamometamorphosed rocks or a thick pile of sediments (especially shales), which frequently occur in continental areas. The elastic response of anisotropic material necessitates more than two Lamé constants to define its equations of motion. Results of a model worked on this basis would be very interesting, but the differential equations extremely difficult to solve.

(4). In conclusion we note that all parameters determined are always higher in the denser rocks; the deformational potential remains constant, as it was hoped it would and therefore the principle of conservation of energy is honored. And finally, the model appears to give the best values in the mid-latitudes, as was also expected.

ACKNOWLEDGEMENTS.

This work forms part of a thesis submitted to the University of Pittsburgh in partial fulfillment of the requirements for a Ph.D. degree. The work was carried out under the academic advisement of Ralph D. Wyckoff, Research Professor of Geophysics in the University of Pittsburgh, assisted by the author's Ph.D. Committee consisting of Drs. B. Hapke, M.D. Fuller, E. Strick, and M. Kanefsky. The writer feels indebted to all. Computational work was carried out in the computing center of the University of Pittsburgh. The Department of Earth & Planetary Sciences of the University of Pittsburgh supported the writer throughout by the award of a teaching fellowship and also provided a pleasant atmosphere. The help of the Departmental secretaries who typed this manuscript is likewise gratefully recognized.

ERDGEZEITENREGISTRIERUNG MIT LA COSTE-ROMBERG GRAVIMETERN MODELL G

H.G. WENZEL

Institut für Theoretische Geodäsie der Technischen Universität Hannover.

Summary

Tidal gravity observation with a La Coste-Romberg gravity meter Model G permits high accuracy. Simultaneous tidal recordings with two LCR Model G proved, that a recording of one month length results in mean square errors of amplitude factors and phase lags of main waves less one per cent respectively less 0.5.

Einleitung

Seit Mitte 1972 wird in der Erdzeitenstation Hannover Nr. 709 /1/ ein astasiertes Metallfedergravimeter vom Typ La Coste-Romberg Modell G zur Erdzeitenregistrierung eingesetzt. Es werden im Folgenden einige Untersuchungsergebnisse und erste Analysenergebnisse einer Simultanregistrierung mit zwei La Coste-Romberg Gravimetern Modell G mitgeteilt.

1. Beschreibung der Ausrüstung

Das Meßsystem des LCR Modell G ist mit einem kapazitiven Abgriff ausgerüstet, der Positionsänderungen des Waagebalkens in ein elektrisches Signal umsetzt. Dieses wird intern verstärkt und ist an einer Buchse des Gravimeters als Gleichspannungssignal verfügbar. Der Meßbereich des Abgriffs beträgt etwa 1.7 mGal bei einer entsprechenden Ausgangsspannungsänderung von etwa 2.7 V. Das Gravimeter wird mit einem geregelten Netzteil über eine Ni-Cd-Pufferbatterie mit 12 V Gleichspannung versorgt. Das Ausgangssignal des Gravimeters wird über ein

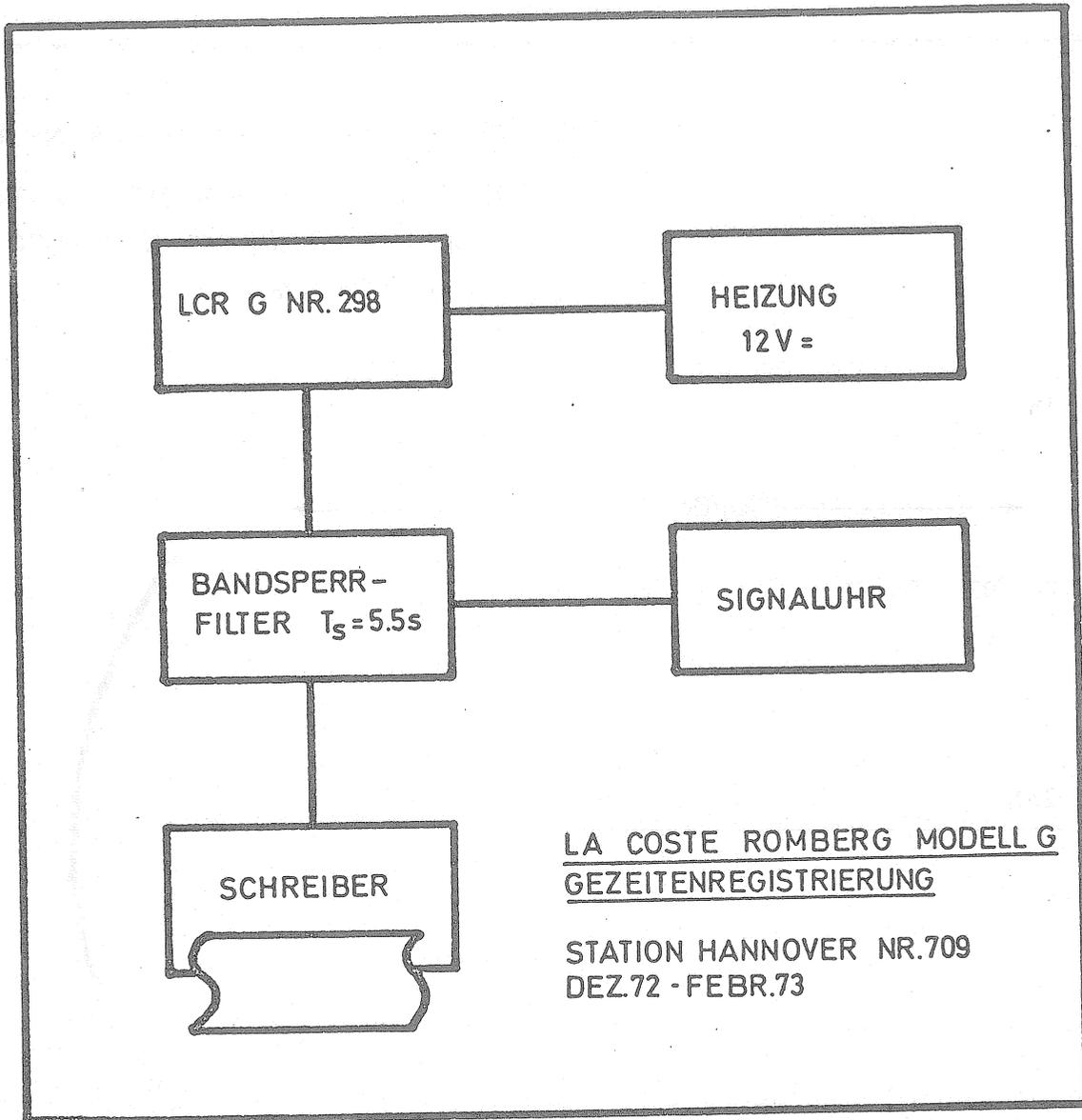


Abb. 1

selbstgebautes Bandsperrfilter mit der Sperrperiode $T_s = 5.5$ Sec /2/ von einem Hewlett-Packard Schreiber mit einem elektrosta- tischen Registrierverfahren auf metallbeschichtetem Papier auf- gezeichnet (Abb. 1, 2), stündliche Zeitmarken im Kurvenzug werden von einer Pendeluhr erzeugt.

ERDGEZEITENSTATION HANNOVER NR709

GRAVIMETER LA COSTE-ROMBERG G 298

BANDSPERRFILTER $T_s = 5.5 \text{ SEC}$

$k = 1.3 \mu\text{Gal/mm}$

1h

18.1.1973 0h UT

23h

22h

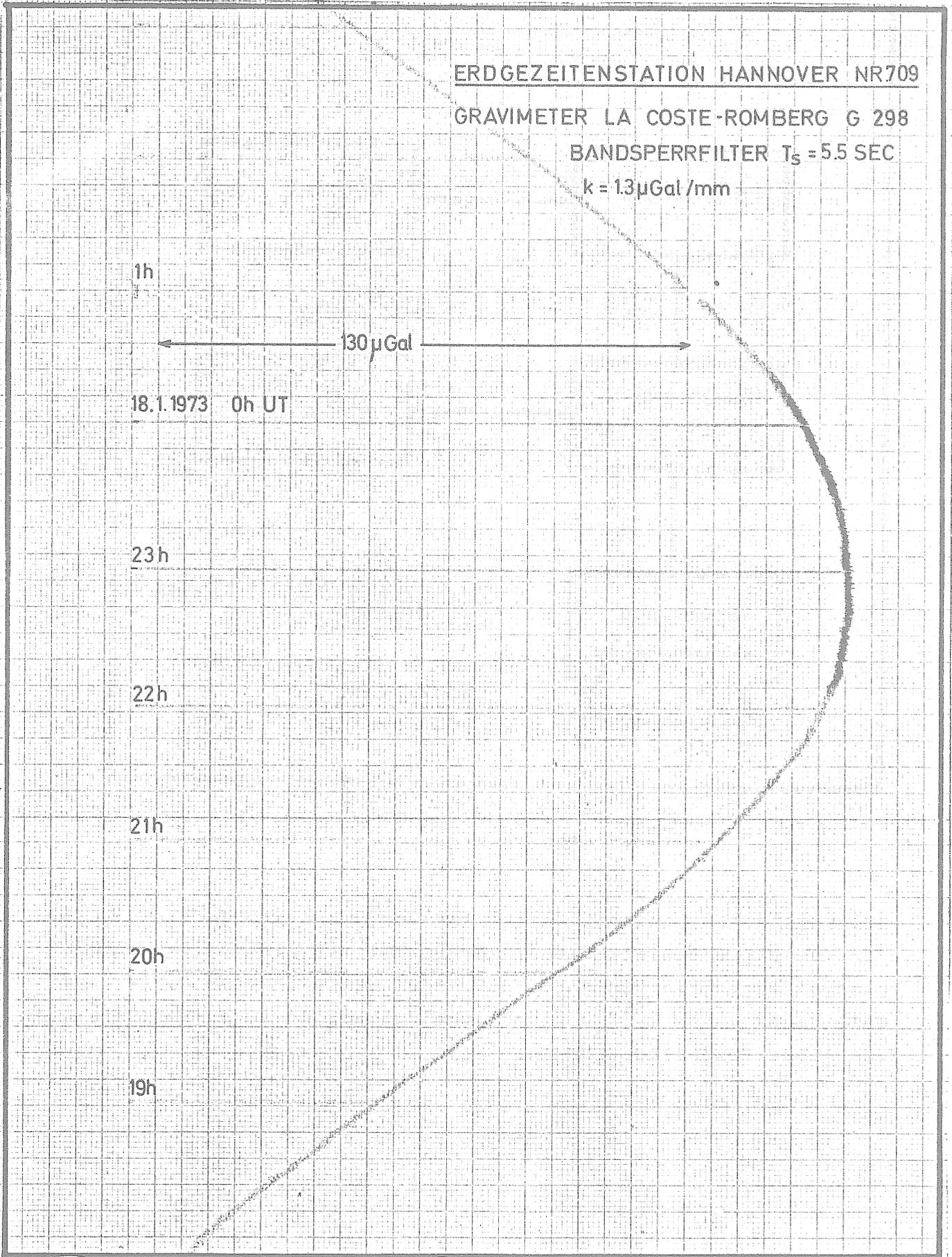
21h

20h

19h

130 μGal

Abb. 2



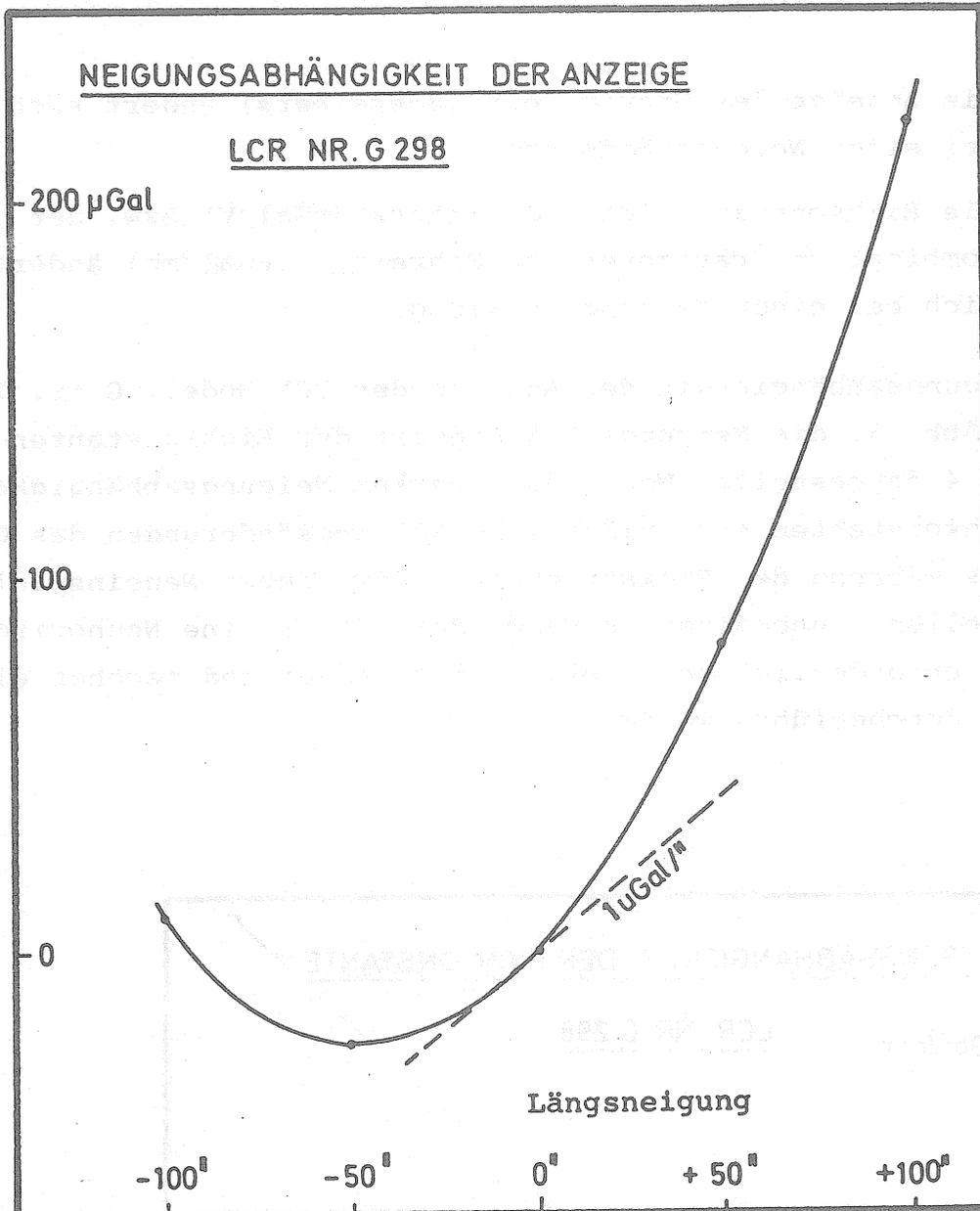


Abb. 3

2. Neigungsabhängigkeit des Gravimeters

Der Einfluß von Neigungsänderungen ist bei astasierten Gravimetern bekanntlich größer als bei nichtastasierten Gravimetern. Er kann durch Aufstellung des Gravimeters auf einem Libellenprüfer bestimmt werden. Beim LCR Modell G ergab sich für die Gezeitenregistrierung ein zweifacher Neigungseinfluß:

1. die Anzeige des Gravimeters (Schreibers) ändert sich bei einer Neigungsänderung
2. die Eichkonstante des Gravimeters (mGal/V) bzw. der Kombination Gravimeter und Schreiber ($\mu\text{Gal}/\text{mm}$) ändert sich bei einer Neigungsänderung.

Die Neigungsabhängigkeit der Anzeige des LCR Modell G Nr. 298 ist in Abb. 3, die Neigungsabhängigkeit der Eichkonstanten ist in Abb. 4 dargestellt. Wegen der starken Neigungsabhängigkeit der Eichkonstanten sind plötzliche Neigungsänderungen des Gravimeters während der Registrierung - etwa durch Neueinspielen der Libellen - unbedingt zu vermeiden. Falls eine Neuhorizontierung erforderlich sein sollte, muß vorher und nachher eine Eichung durchgeführt werden.

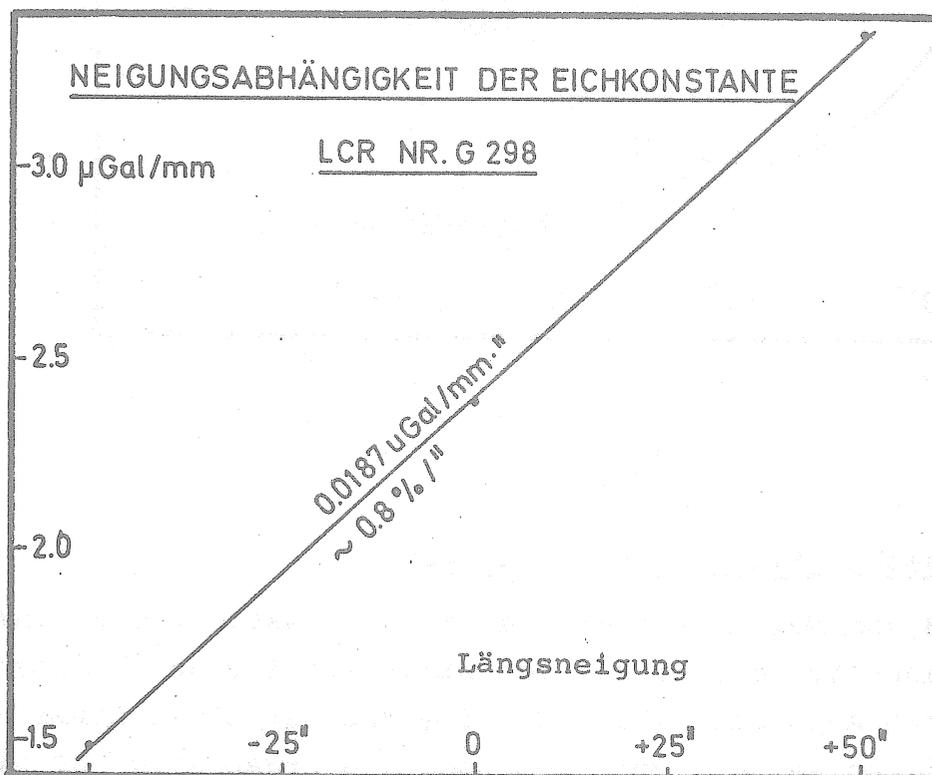


Abb. 4

3. Luftdruckeinfluß

In einer Druckkammer wurde eine lineare Druckabhängigkeit der Anzeige des Gravimeters LCR Modell G Nr. 298 von $0.050 \mu\text{Gal}/\text{mBar}$ festgestellt. Damit ist auch bei starken täglichen und halbtägigen Druckwellen von einigen mBar Amplitude der direkte instrumentelle Einfluß für die Gezeitenregistrierung unterhalb der Meßgenauigkeit.

4. Temperatureinfluß

Kurzperiodische Temperaturänderungen mit Perioden von ca. 30 Min. beeinflussen die Gravimeteranzeige beträchtlich. Beim LCR Modell G Nr. 298 wurde für kurzperiodische Temperaturänderungen ein Temperatureinfluß von $1.75 \mu\text{Gal}/^\circ\text{C}$ ermittelt. Ob sich langperiodische Temperaturänderungen in gleicher Art und Weise auswirken, konnte bisher nicht untersucht werden. Wie Modellrechnungen zeigen, verursachen Temperaturunterschiede in den Fußschrauben des Gravimeters eine Neigungsänderung, deren Einfluß in der Größenordnung von $1 \mu\text{Gal}/^\circ\text{C}$ liegt. Da das Gravimeter auch in Zukunft in klimatisch nicht stabilisierten Räumen betrieben werden soll, wurde eine Plexiglashaube mit 5 cm Styropurisolierung konstruiert, die das Gravimeter vor plötzlichen Temperaturänderungen abschirmt.

5. Eichung

Der Skalenwert der Gravimeterspindel wird vom Hersteller mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-5}$ angegeben. Wie die Erfahrungen bei der Maßstabsbestimmung der La Coste-Romberg Gravimeter zeigen /3/, liegen die Maßstabsfehler der von Hersteller angegebenen Skalenwerte maximal bei $5 \cdot 10^{-4}$. Man kann deshalb für die Erdgezeitenregistrierung den vom Hersteller angegebenen Skalenwert der Spindel für die Eichung benutzen. Linearitätsprüfungen des LCR Modell G Nr. 298 ergaben, daß der Abgriff über einen Bereich von etwa 1.5 mGal linear arbeitet. Mit einer Spindelverstellung von etwa

1 mGal kann bei einer Skaleneinstellgenauigkeit von etwa 1 μ Gal ein relativer Eichfehler von 1⁰/100 erreicht werden. Da in verschiedenen Schreibermeßbereichen geeicht und registriert wird, muß zur Erzielung einer hohen Eichgenauigkeit eine Kalibrierung der Meßbereichsumschaltung des Schreibers - etwa mit einem empfindlichen Digitalvoltmeter - durchgeführt werden. Die erreichbare Eichgenauigkeit wird außerdem von der Einfahrgenauigkeit des Schreibers (bei dem benutzten Hewlett-Packard Schreiber etwa 0,5 mm) beeinflusst, so daß in der Praxis für eine Spindelverstellung eine relative Genauigkeit von etwa 3⁰/100 erreicht werden kann. Zur Ausschaltung des toten Ganges der Spindel sollte man eine hierfür geeignete Meßanordnung benutzen (Drehrichtung der Spindel innerhalb einer Eichverstellung konstant, bei mehreren Verstellungen abwechselnd links - und rechtsläufig).

6. Registrierung

Nach dem Abschluß instrumenteller Untersuchungen des LCR Modell G Nr. 298 wird seit Dezember 1972 mit dem Gravimeter in der Station Hannover Nr. 709 registriert. Es gab bisher Registrierfälle nur bei größeren Erdbeben und einigen Störungen des benutzten Schreibers. Etwa jede Woche wurde eine Eichung mittels Spindelverstellung durchgeführt (Tabelle 1, Abb. 5), die Registrierungen wurden erst etwa 6 h nach einer Eichung wieder ausgewertet. Die zeitlichen Änderungen der Eichkonstanten sind wahrscheinlich auf Neigungsänderungen des Gravimeters zurückzuführen, sie wurden für die Analysen linear interpoliert.

Mit dem freundlicherweise vom Institut für die Physik des Erdkörpers in Hamburg, Prof. Menzel, zur Verfügung gestellten LCR Modell G Nr. 260 konnte mit zwei Gravimetern des gleichen Typs in der Station Hannover simultan registriert werden. Wesentliche Teile der Ausrüstung und das Registrier- und Eichverfahren waren bei beiden Gravimetern gleich. Über weitere Einzelheiten der

Eichung LCR Modell G Nr. 298

Eichmethode: Spindelverstellung

Datum	n	k μGal/mm	mk μGal/mm	mk ‰
721222.08	4	1.2953	0.0017	1.3
721228.15	2	1.3122	0.0008	0.6
730102.08	4	1.3061	0.0012	0.9
730110.13	3	1.3351	0.0020	1.5
730117.14	4	1.3542	0.0014	1.0
730125.12	4	1.3843	0.0035	2.5
730130.07	4	1.4036	0.0010	0.7

n = Anzahl der Spindelverstellungen
k = Eichkonstante
mk = mittlerer Fehler der Eichkonstanten

Tabelle 1

Simultanregistrierung wird zu einem späteren Zeitpunkt berichtet werden, hier sollen nur die Analyseergebnisse beider Gravimeter über denselben Registrierzeitraum betrachtet werden.

Zur Digitalisierung der Registrierungen wurde ein Digitizer verwendet; die stündlichen Ordinaten wurden nach dem Verfahren von Venedikov analysiert. Analyseergebnisse über 32 Registrier-tage der beiden Gravimeter zeigen Tabelle 2 und 3. Wegen des geringen Registrierzeitraumes ist eine Trennung der Wellen P1S1K1 und S2K2 nicht sinnvoll. Die überraschend kleinen mittleren Fehler der Analyseergebnisse beider Gravimeter zeugen für eine gute Homogenität der Eichungen und der Registrierungen. Die Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen beider Analysen sind nicht signifikant unterschiedlich. Die nach dem Verfahren von Volkov /2/ bestimmten instrumentellen Phasenverschiebungen betragen bei beiden Gravimetern nur maximal 0.1 bei den halbtägigen Wellen, sie sind an den Analyseergebnissen noch nicht angebracht.

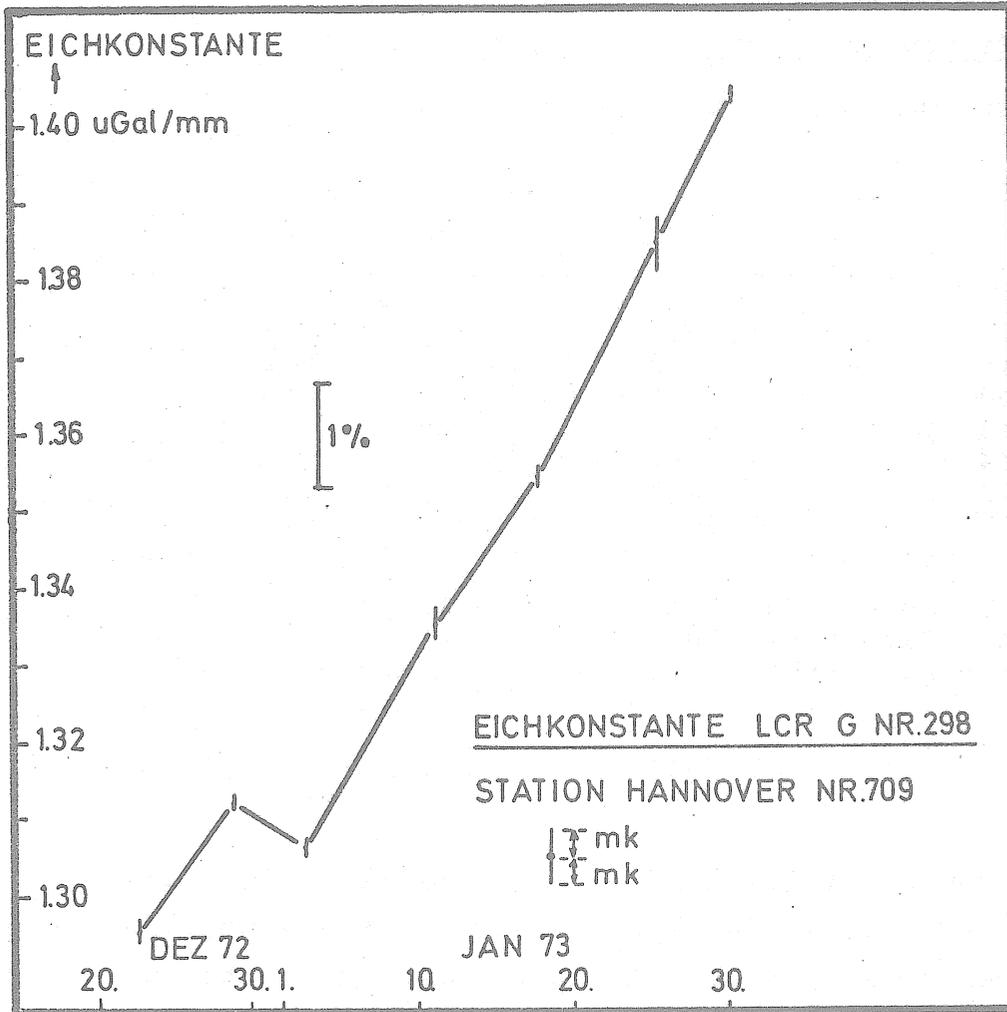


Abb. 5

Vergleicht man die Analysenergebnisse der LCR Modell G Gravimeter mit den Analysenergebnissen der früher in derselben Station durchgeführten Registrierung mit dem Askania Gs 12 Nr. 130 /1/, Tabelle 4, so zeigen sich ebenfalls keine signifikanten Unterschiede in den Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen. Die Gewichtseinheitsfehler EQMD und EQMSD der LCR Modell G Gravimeter sind jedoch im Mittel 4.5 mal kleiner als die Gewichtseinheitsfehler des Askania Gs 12 Nr. 130. Dies führt dazu, daß die mittleren Fehler der Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen der LCR Analysen in den Hauptwellen nach 32 Registriertagen im Mittel 1.6 mal kleiner sind als die des Askania Gs 12 Nr. 130 nach 206 Registriertagen.

Für gleiche Genauigkeiten in den Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen der Hauptwellen müßte man mit dem Askania Gs 12 etwa die 20-fache Zeit registrieren. Unbeeinträchtigt von dem Genauigkeitsgewinn der LCR Modell G Gravimeter muß man über einen Zeitraum von etwa einem halben Jahr bzw. einem Jahr registrieren, um die Wellen S2K2 bzw. P1S1K1 mit optimaler Genauigkeit zu trennen.

Für verschiedene Vorhaben - etwa Untersuchung lokaler und regionaler Unterschiede in den Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen, Untersuchung des indirekten Meeresgezeiten-effektes - für die flächenhafte Gezeitennetze oder linienhafte Gezeitenprofile gemessen werden müssen, interessieren in der Regel jedoch nur einige Hauptwellen, so daß sich mit La Coste-Romberg Gravimetern Modell G die Messung von Gezeitenprofilen bzw. Gezeitennetzen mit Registrierzeiträumen von 1 - 2 Monaten pro Punkt mit guter Genauigkeit durchführen läßt. Daneben sind mit LCR Gravimetern Modell G auf permanenten Stationen Untersuchungen von jahreszeitlichen Änderungen der Amplitudenfaktoren und Phasenverschiebungen mit hoher Genauigkeit möglich.

Literatur

- /1/ H.C. Bachem, Ergebnisse der Erdgezeitenregistrierung
H.-G. Wenzel: mit einem Askania Gravimeter Gs 12 in der Station Hannover, BIM Nr. 63, Seite 3321 ff
- /2/ H.-G. Wenzel: Filterprobleme bei der Erdgezeitenregistrierung mit La Coste-Romberg Gravimetern Modell G, BIM Nr. 64,
- /3/ W. Torge: Determination of the calibration factors of La Coste-Romberg gravity meters and time variations in the calibration, Bolletino di geofisica teorica ed applicata, Vol. XIII, N. 51-52 Sept.-Dez. 1971

HARMONISCHE ANALYSE NACH VENEDIKOV

STATION 709 KOMPONENTE 0
 LAENGE -9.712 DEG BREITE 52.387 DEG HOEHE .055 KM
 SCHWERE 981.278 GAL AZIMUT .000 DEG SCAL.FAC .100

LCR 298 721223-721227 721230-73 1 1 73 1 3-73 1 3
 LCR 298 73 1 7-73 1 9 73 112-73 116 73 119-73 119
 LCR 298 73 122-73 124 73 127-73 129

NOMBRE TOTAL DE JOURS 32

ONDES DIURNES		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 11	Q1	1.155850	-0.610	32GRAV298
12 - 21	Q1	1.152379	-1.502	32GRAV298
22 - 29	M1	1.007292	22.882	32GRAV298
30 - 40	P1S1K1	1.138595	-0.988	32GRAV298
41 - 45	J1	1.141005	1.041	32GRAV298
46 - 52	001	1.004567	5.377	32GRAV298

ERREURS Q.M.		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 11	Q1	.038895	1.932	32GRAV298
12 - 21	Q1	.007820	.393	32GRAV298
22 - 29	M1	.280114	16.000	32GRAV298
30 - 40	P1S1K1	.004506	.231	32GRAV298
41 - 45	J1	.088517	4.445	32GRAV298
46 - 52	001	.179651	10.233	32GRAV298

ERREUR G.M. D 4.142717 32GRAV298

ONDES SEMIDIURNES		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 5	2N2	1.046912	-7.463	32GRAV298
6 - 9	N2	1.164938	1.131	32GRAV298
10 - 14	M2	1.177404	.291	32GRAV298
15 - 19	L2	1.536309	-6.719	32GRAV298
20 - 27	S2K2	1.198858	-0.770	32GRAV298

ERREURS G.M.		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 5	2N2	.099941	5.561	32GRAV298
6 - 9	N2	.020640	1.023	32GRAV298
10 - 14	M2	.004507	.217	32GRAV298
15 - 19	L2	.208911	7.782	32GRAV298
20 - 27	S2K2	.009589	.465	32GRAV298

ERREUR G.M. SD 2.001647 32GRAV298

Tabelle 2

HARMONISCHE ANALYSE NACH VENEDIKOV

STATION 709 KOMPONENTE 0
 LAENGE -9.712 DEG BREITE 52.387 DEG HOEHE .055 KM
 SCHWERE 981.278 GAL AZIMUT .000 DEG SCAL.FAC .100

ASK 130 71 124-71 124 71 129-71 210 71 214-71 222
 ASK 130 71 324-71 328 71 4 4-71 4 6 71 4 9-71 4 13
 ASK 130 71 416-71 420 71 425-71 425 71 428-71 510
 ASK 130 71 519-71 523 71 530-71 625 71 630-71 712
 ASK 130 71 716-71 8 3 71 8 7-71 910 71 925-7110 9
 ASK 130 711016-711020 711023-711023 7112 3-7112 5
 ASK 130 7112 8-711216

NOMBRE TOTAL DE JOURS 206

ONDES DIURNES		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 11	Q1	1.170503	2.199	206GRAV130
12 - 21	O1	1.148387	-.987	206GRAV130
22 - 29	M1	1.238727	9.173	206GRAV130
30 - 34	P1	1.161553	2.167	206GRAV130
35 - 40	S1K1	1.122439	-.566	206GRAV130
41 - 45	J1	.870994	-3.398	206GRAV130
46 - 52	001	1.100693	2.737	206GRAV130

ERREURS Q.M.		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 11	Q1	.050789	2.492	206GRAV130
12 - 21	O1	.010019	.500	206GRAV130
22 - 29	M1	.091784	4.247	206GRAV130
30 - 34	P1	.024998	1.233	206GRAV130
35 - 40	S1K1	.007348	.375	206GRAV130
41 - 45	J1	.123396	8.112	206GRAV130
46 - 52	001	.151908	7.921	206GRAV130

ERREUR Q.M. C 15.030160 206GRAV130

ONDES SEMIDIURNES		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 5	2N2	1.204183	6.031	206GRAV130
6 - 9	N2	1.160071	4.576	206GRAV130
10 - 14	M2	1.180157	-.081	206GRAV130
15 - 19	L2	1.117595	9.756	206GRAV130
20 - 21	S2	1.197195	-1.660	206GRAV130
22 - 27	K2	1.086430	3.561	206GRAV130

ERREURS Q.M.		FACT.AMPL.	PHASES	
1 - 5	2N2	.189120	9.048	206GRAV130
6 - 9	N2	.038932	1.928	206GRAV130
10 - 14	M2	.007543	.366	206GRAV130
15 - 19	L2	.282662	14.477	206GRAV130
20 - 21	S2	.015596	.761	206GRAV130
22 - 27	K2	.046352	2.441	206GRAV130

ERREUR Q.M. SC 9.052237 206GRAV130

REGISTRIERPERIODE I K= 1.6 μ Gal /mm + REGISTRIERPERIODE II K= 2.2 μ Gal /mm

NOUVELLES CARTES COTIDALES DES ONDES DE MAREES DIURNES K_1 et O_1 DES MERS AUSTRALO-ASIATIQUES

K.T. BOGDANOV et V.P. NEFEDIEV

Rapports Acad. Sc. URSS Tome 144, N° 5 pp. 1034-1037 1962

НОВЫЕ КОТИДАЛЬНЫЕ КАРТЫ СУТОЧНЫХ ПРИЛИВНЫХ ВОЛН
(K_1 и O_1) АВСТРАЛО-АЗИАТСКИХ МОРЕЙ

К. Т. БОГДАНОВ и В. П. НЕФЕДЬЕВ

Доклады Академии наук СССР
1962, Том 144, № 5

Les marées dans la région des mers Australo-Asiatiques (Andaman, Chine du Sud, Soulou, Célèbes, Java, Banda, Timor et Arafour et le golfe de Karpentar) sont peu étudiées. Cependant on sait que les marées dans cette région ont un grand intérêt car la hauteur des marées y atteint de grandes valeurs (de 1 à 8 m) mais leur caractère varie sensiblement d'un point à l'autre pour toute la surface étudiée.

Jusqu'à présent il y a très peu de travaux sur les marées de ces mers. Au nombre de ceux-ci il y a le travail de Van der Stok ⁴ dans lequel on ne donne les lignes cotidales que pour certaines côtes, le travail de Ogura ⁵ qui donne les cartes cotidales des ondes M_2 et K_1 pour la partie Est de ces mers en excluant les mers de Timor et Arafour. Le travail de Dietrich ⁶ est le dernier et le plus complet, il donne les cartes cotidales de l'onde M_2 et K_1 pour toute la surface de ces mers et les caractéristiques des marées. Avec ces travaux apparemment on a épuisé toutes les indications sur la propagation des marées dans les mers Australo-Asiatiques.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities.

2. It then outlines the various methods used to collect and analyze data, including surveys, interviews, and focus groups.

3. The next section describes the results of the data collection process, highlighting key findings and trends.

4. Finally, the document concludes with a summary of the overall findings and recommendations for future research.

5. The following table provides a detailed breakdown of the data collected during the study.

6. This table shows the distribution of responses across different categories and sub-categories.

7. The data indicates that a significant portion of respondents are concerned about the impact of climate change.

8. Furthermore, the study found that there is a strong correlation between income level and environmental awareness.

9. These findings suggest that targeted interventions may be needed to address the needs of different demographic groups.

10. The results also highlight the need for continued research in this area to better understand the complex relationships between various factors.

11. In conclusion, the study provides valuable insights into the current state of environmental awareness and concern.

12. The findings have important implications for policy-making and the development of effective environmental programs.

13. The study also identifies several areas for further research, including the role of education and media in shaping environmental attitudes.

14. Overall, the research contributes to the growing body of knowledge on environmental issues and offers practical suggestions for action.

15. The authors would like to thank the participants and staff who made this study possible.

16. This document is a preliminary report and is subject to change as more data is analyzed.

17. For more information, please contact the research team at [contact information].

18. The full report will be available for download on the project website.

Un important inconvénient de ces travaux est la méthode surannée pour l'établissement des cartes cotidales basées sur les heures cotidales aux points côtiers sans étudier ni tenir compte de la propagation des ondes de marées dans la mer ouverte.

Avec l'augmentation de la quantité de données d'observations sur les côtes et des nombreuses îles de ces mers et la mise au point d'une méthode plus moderne d'établissement des cartes cotidales, la possibilité est apparue d'établir des cartes cotidales plus précises et d'essayer de combler les lacunes sur les cartes plus anciennes.

Pour établir les cartes cotidales des ondes diurnes dans le travail donné, on a appliqué la méthode des isohypses 3 qui a été appliquée à maintes reprises précédemment pour l'établissement des cartes cotidales des différentes mers. Cette méthode appliquée aux mers jouit d'une précision suffisamment élevée 1. On a établi de la même manière les cartes cotidales des ondes semi-diurnes pour cette région 2. Un grand avantage de la méthode des isohypses est la possibilité d'obtenir la carte instantanée de l'état de la surface de niveau de la région étudiée et de suivre sa variation dans le temps. Un autre avantage est aussi sa grande simplicité.

Les mers Australo-Asiatiques constituent la région idéale pour l'application de la méthode des isohypses. La surface relativement petite des mers, la grande étendue de la ligne côtière, les nombreuses îles créent des conditions idéales pour son application.

Les constantes harmoniques des marées K_1 et O_1 pour 650 points situés sur la côte et dans les nombreuses îles de la zone étudiée ont servi de données de départ pour ce travail. Ces indications ont été prises dans différentes sources étrangères 7, 8 et sont rapportées à un système unique de calcul des angles de position. Pour faciliter la comparaison avec d'autres cartes et d'autres régions de l'océan, tous les calculs et l'établissement des cartes cotidales ont été effectués en fonction du temps solaire pour le méridien origine. Le calcul préliminaire des hauteurs de niveau pour chaque onde a été effectué en particulier pour la valeur suivante des corrections : $B = 1$, $b = 0$, $C = 1$ et $c = 0$.

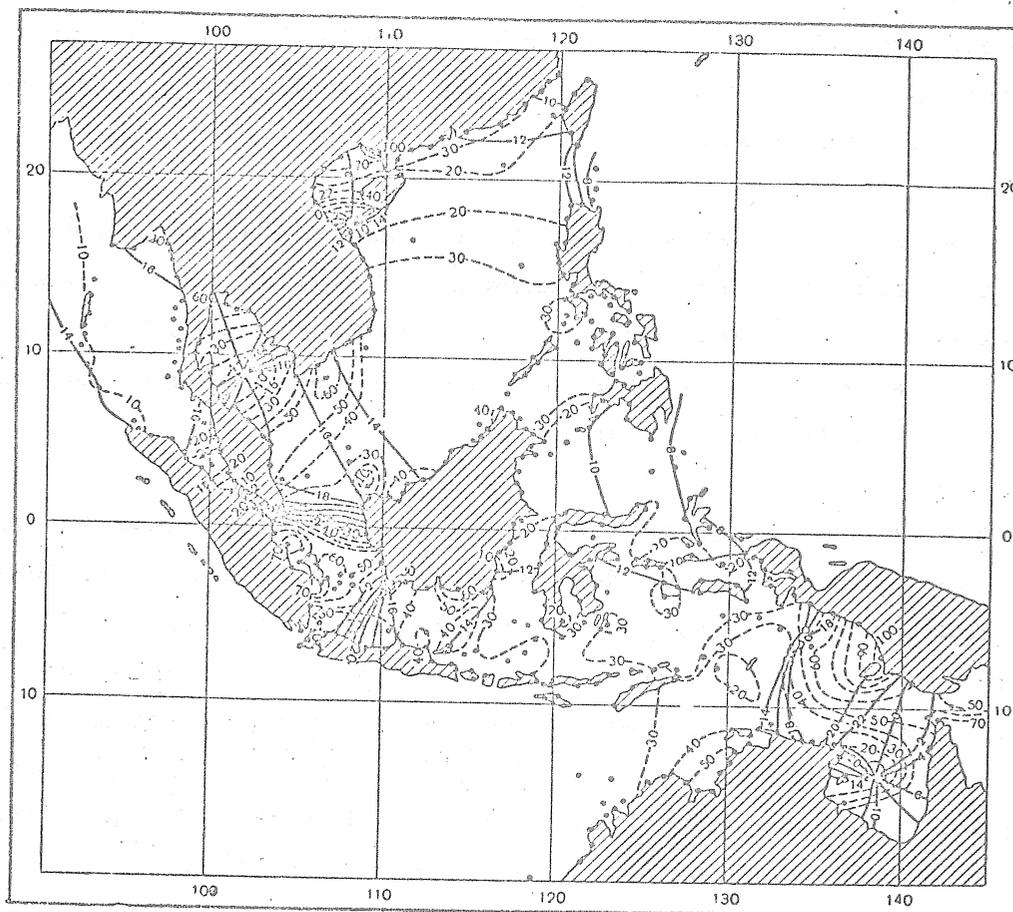


Fig. 1 Carte cotidiale K_1

Les hauteurs calculées préalablement du niveau à chaque heure pour tous les points ont servi de base pour l'établissement des cartes des isohypses de la surface instantanée du niveau des mers. Les cartes des isohypses des ondes K_1 et O_1 constituent la base pour l'établissement des nouvelles cartes cotidiales K_1 et O_1 .

Les isolignes des amplitudes des ondes sur les nouvelles cartes cotidiales sont reportées par des lignes pointillées. Les valeurs des constantes harmoniques H (demi amplitude de l'onde) choisies pour les points répartis sur la côte et dans les îles ont servi de données pour l'établissement des cartes d'amplitudes. Celles-ci ont été établies par interpolation linéaire des

valeurs H suivant la surface d'eau en tenant compte des valeurs nulles des amplitudes aux points amphidromiques. Les cartes établies ainsi ont été réunies avec les cartes cotidales correspondantes.

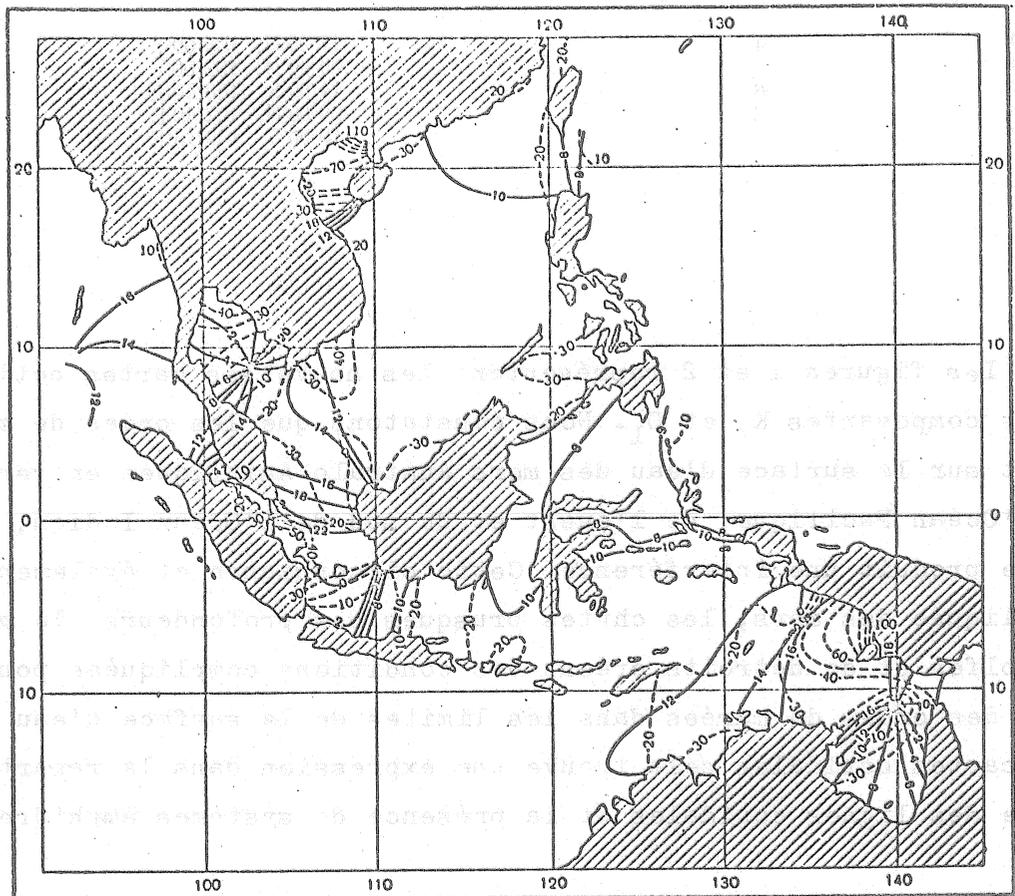


Fig. 2 Carte cotidale O_1

Dans le processus d'établissement des cartes cotidales, nous avons rencontré de grandes difficultés dans l'interprétation de la propagation des ondes de marées provenant de la grande complexité du phénomène étudié.

TABLE 1

Coordonnées des centres des systèmes amphidromiques

Onde	Indice du système amphidromique	Coordonnées du centre
K_1	A	17°30'N, 108°00'E
K_1	B	09°00'N, 102°00'E
K_1	B	14°00'S, 138°40'E
O_1	A	09°00'N, 102°40'E
O_1	B	10°50'S, 139°45'E

Les figures 1 et 2 représentent les nouvelles cartes cotidales des ondes composantes K_1 et O_1 . Nous constatons que les ondes de marées pénètrent sur la surface d'eau des mers Australo-Asiatiques en venant de l'est de l'Océan Pacifique, de l'ouest et du sud de l'Océan Indien, grâce à quoi il se produit une interférence. Cette circonstance et également la forme compliquée des mers, les chutes brusques des profondeurs, la grande quantité de golfes et de détroits créent des conditions compliquées pour la propagation des ondes de marées dans les limites de la surface d'eau étudiée. Sur les cartes cotidales cela trouve une expression dans la répartition irrégulière des lignes cotidales et la présence de systèmes amphidromiques.

Nous donnons dans la table 1 les coordonnées des centres des systèmes amphidromiques relevées sur les cartes cotidales correspondantes.

Les nouvelles cartes cotidales diffèrent sensiblement des cartes plus anciennes. Nous y trouvons de nouveaux systèmes amphidromiques qui n'y ont jamais été notés précédemment. La présence de ces systèmes est confirmée par une série d'observations effectives et il n'y a aucun doute sur leur authenticité.

La vérification de l'exactitude de l'établissement et de la précision des nouvelles cartes cotidales est effectuée à l'aide du calcul préliminaire des hauteurs de la marée diurne pour certains points dans les îles où sont connues les constantes harmoniques de la marée et qui n'entrent pas dans la réduction pour l'établissement des cartes cotidales. Les courbes de l'allure du niveau, calculées préalablement à une date déterminée d'après les constantes harmoniques effectives et d'après les valeurs des constantes harmoniques relevées sur les nouvelles cartes cotidales correspondent presque l'une avec l'autre. Il s'ensuit que la précision des nouvelles cartes cotidales peut être considérée comme suffisamment élevée.

Institut d'Océanologie
Ac. des Sc. d'URSS

Edité le
28 I 1962

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Bogdanov K.T. Trav. de l'Inst. d'Océanologie 57 (1961)
- 2 Bogdanov K.T., Nefediev V.P. Dan. 14.1, n° 5 (1961)
- 3 Timonov V.V. Trav. de l'Inst. d'Océanologie 37 (1959)
- 4 Van der Stok De Zeen van Nederlandsch Oost-Indie, Leiden, 1922
- 5 S. Ogura Bull. Hydrogr. Dep. Imp. Japan. Nary, 7 (1933)
- 6 G. Dietrich Veröffentl. Inst. Meeresk. Univ. Berlin, A-41, 1 (1944)
- 7 Admiralty Tide Tables, Part II, 1938
- 8 International Hydrographic Bureau, Tides, Harmonic Constant, Special Publication, Monaco, 1940.

MAREE LUNI-SOLAIRE A LONGUE PERIODE DANS L'OCEAN MONDIAL

I. V. MAXIMOV

Rapports Acad. Sc. URSS Tome 118 N° 5 pp. 888-890 1958

ДОЛГОПЕРИОДНЫЙ ЛУННО-СОЛНЕЧНЫЙ ПРИЛИВ
В МИРОВОМ ОКЕАНЕ

И. В. МАКСИМОВ

Доклады Академии наук СССР
1958. Том 118, № 5

La décomposition du potentiel de marée donne une série de termes à longue période. Les plus importants sont les termes mensuel et semi-annuel. Dans la décomposition de A. Doodson, ces termes sont 075.555, variation lunaire semi-mensuelle, 073.555, variation luni-solaire semi-mensuelle synodale, 065.455, variation mensuelle lunaire et enfin 057.555, variation semi-annuelle solaire. Ces termes sont les ondes à longue période M_f , M_{sf} , M_m et S_{sa} .

Dans le cas général, la hauteur de la marée statique est donnée par l'équation

$$H = (1 + k - h) \frac{W}{g}$$

Le calcul théorique du facteur $1 + k - h$ est très difficile, c'est pourquoi on utilise habituellement les valeurs trouvées par les observations sur les variations de la direction de la verticale. En prenant $h = 0,60$ et $k = 0,27$ nous obtiendrons $1 + k - h = 0,67$. Les valeurs utilisées ici sont trouvées de façon empirique et sont très voisines des valeurs calculées par M.S. Molodenskii pour le cas du noyau liquide de la Terre.

Alors la hauteur de la marée statique peut être donnée par l'équation :

$$H = 0,67 \frac{W}{g}$$

En utilisant la décomposition de Doodson (1)

$$M_f = 075\ 555 = 0,07821 G_0 (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos 2s;$$

$$M_{sf} = 073\ 555 = 0,00685 G_0 (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos (2s - 2h);$$

$$M_m = 065\ 455 = 0,04127 G_0 (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos (s - p);$$

$$S_{sa} = 057\ 555 = 0,3644 G_0 (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos 2h.$$

"Le coefficient géodésique" G_0 est :

$$G_0 = \frac{3}{4} \frac{M}{E} \frac{ga^2 \rho^2}{c^3}$$

où M est la masse de la Lune; E est la masse de la Terre, g est la valeur moyenne de l'accélération de la force de pesanteur; a est la valeur moyenne du rayon de la Terre; ρ est le rayon de la Terre au point donné et c est la distance moyenne entre les centres de la Terre et de la Lune.

La valeur numérique du coefficient géodésique pour $a = \rho = 6371,2$ km est pour le potentiel lunaire

$$G_0 = 26\ 160 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$$

TABLE 1

Hauteurs des ondes à longue période de la marée (en mm)

Onde	Latitude									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
M_f	13,9	12,7	9,1	3,5	-3,4	-10,6	-17,5	-23,0	-26,7	-27,9
M_{sf}	1,2	1,1	0,8	0,3	-0,3	-0,9	-1,5	-2,0	-2,3	-2,5
M_m	7,6	6,7	4,8	1,8	-1,8	-5,6	-9,2	-12,2	-14,1	-14,7
$M_f + M_{sf} + M_m$	22,7	20,5	14,7	5,6	-5,5	-17,1	-28,2	-37,2	-43,1	-45,1
S_{sa}	6,5	5,9	4,2	1,6	-1,6	-5,0	-8,1	-10,7	-12,4	-13,0

Nous examinerons maintenant comment se manifeste effectivement la marée à longue période dans les océans. Nous utiliserons pour cela les données de l'analyse harmonique de cycles annuels d'observations sur les variations du niveau de la mer (2).

Pour les ondes semi-mensuelles et mensuelles de la marée on a utilisé les données de 151 cycles annuels d'observations effectuées en différents points des côtes de l'océan mondial et pour la marée semi-annuelle, les données de 251 cycles annuels. Les demi-amplitudes et les phases des ondes à longue période ont été réparties suivant la latitude et moyennées (voir table 2)

TABLE 2

Caractéristique moyenne harmonique des ondes de marée à longue période*

Широта	M_f			M_{sf}			M_m			S_{sa}		
	a	φ	φ_{cp}	a	φ	φ_{cp}	a	φ	φ_{cp}	a	φ	φ_{cp}
60-70° c.ш.	34,3	6,2		24,4	10,1		28,1	17,0		52,8	3,5	
50-60°	37,7	9,9	8,5	28,4	11,1	9,4	43,1	17,0	16,5	41,3	3,1	3,1
40-50°	15,2	8,2		21,5	9,4		21,9	15,3		37,3	2,5	
30-40°	14,0	6,5		4,3	5,4		17,1	17,3		44,1	3,5	
20-30°	17,0	1,9		28,9	1,6		22,4	1,3		49,1	0,8	
10-20°	22,1	0,5		22,2	1,5		22,3	0,2		60,1	1,1	
0-10° c.ш.	13,4	0,1	0,8	9,7	-2,6	1,1	10,0	1,6	0,6	56,0	1,2	1,4
0-10° ю.ш.	—	—		—	—		—	—		—	—	
10-20° ю.ш.	30,6	-1,0		—	—		—	—		31,7	1,4	
20-30° ю.ш.	14,3	-1,8		4,6	5,3		20,8	-2,4		18,4	0,9	
30-40° ю.ш.	14,4	5,7	6,7	25,9	10,6	11,2	27,7	15,1	13,5	42,1	2,5	2,7
40-50° ю.ш.	22,3	7,6		27,7	11,8		22,7	11,8		29,1	2,9	

* a est la valeur moyenne de l'amplitude de l'onde en mm; moyenne de la valeur de la phase de l'onde en jours; moy est la valeur moyenne pondérée de la phase de l'onde en jours. Pour l'onde S_{sa} les valeurs de la phase de l'onde sont données en mois.

Ces données permettent de tirer quelques nouvelles conclusions sur le caractère de la marée réelle à longue période dans l'océan mondial :

1) la marée à longue période est représentée dans l'océan mondial par une onde à deux noeuds méridiens. Les noeuds de cette onde sont situés près de 30° de latitude nord et sud et les ventres sont à l'équateur et dans les régions polaires de l'océan.

Dans la partie équatoriale, le plus haut niveau de la mer correspond aux anomalies positives dans les valeurs de la force agissante.

Dans les régions polaires de la Terre, par contre, les anomalies positives de la force agissante correspondent en temps à des anomalies négatives dans le niveau. Les données des observations confirment ainsi les conclusions de la théorie de la marée à longue période dans la mer.

2) l'onde de la marée à longue période est une onde forcée et cependant les phases ne correspondent pas aux valeurs de la phase théorique. Pour toutes les composantes des ondes à longue période, le retard de phase de l'onde par rapport à la phase théorique a été enregistré par les observations. La valeur moyenne de la différence de phase du niveau moins la phase théorique était égale : pour l'onde lunaire semi-mensuelle M_{sf} à + 1,1 jour, pour l'onde synodale luni-solaire semi-mensuelle M_{sf} à + 1,9 jour, pour l'onde lunaire mensuelle M_m à + 1,6 jour et enfin pour l'onde solaire semi-annuelle S_{sa} à + 0,3 mois. La valeur moyenne de ce déphasage pour les ondes semi-mensuelles et mensuelles de la marée à longue période était égale ainsi à 1,5 jour.

Cette conclusion n'est pas imprévue puisque déjà G. Lamb [3] a montré dans la théorie dynamique de la marée à longue période que l'écart correspondant à ce type de variations ne dépend pas seulement de la force perturbatrice. Il apparaît des déphasages entre les variations et la force qui dépendent de la fréquence de la variation elle-même.

3) On a trouvé que les amplitudes des ondes à longue période dépassent sensiblement dans tous les cas les amplitudes prévues par la théorie statique.

Dans l'hémisphère nord, dans la zone la plus fournie en observations entre 40° et 60° de latitude nord, les valeurs moyennes (en moyenne pour 53 cas pour les ondes semi-mensuelles et mensuelles et en moyenne pour 86 cas pour l'onde solaire semi-annuelle) des amplitudes ont été trouvées égales à : pour l'onde M_f 26,4 mm, pour l'onde M_{sf} 25,0 mm, pour l'onde M_m 32,5 mm et pour l'onde S_{sa} 39,3 mm. C'est-à-dire que les ondes semi-mensuelle et mensuelle peuvent modifier le niveau moyen de la mer de 168 mm à ces latitudes.

Dans les mers de hautes latitudes, cette amplitude atteint des valeurs nettement plus grandes.

La théorie statique donne pour la hauteur des marées semi-mensuelle réunie et mensuelle une valeur égale à 34 mm seulement. Ainsi, la valeur de la marée réelle à longue période dans les latitudes moyennes de la Terre est d'après les données des observations d'au moins 5 fois plus grande que la valeur déterminée théoriquement.

Ce que nous avons dit signifie que la marée à longue période se manifeste dans l'océan mondial comme un phénomène assez puissant, capable, en créant des courants astronomiques importants en vitesse d'agir sensiblement sur la circulation des eaux et la dérive des glaces dans les mers des hautes latitudes de la Terre.

Publié
2.VIII.1957

BIBLIOGRAPHIE

- 1 A.T. Doodson, Proc. Roy. Soc., A, 100, N° A-704 (1921)
- 2 P. Schureman, A manual of the Harmonic Analysis and Prediction of Tide, Washington, 1924
- 3 G. Lamb, Hydrodynamique. M.L. 1947.