

ZUR BESTIMMUNG DER SCHWINGUNGSZEIT VON HORIZONTALPENDELN

Manfred BONATZ

Institut für theoretische Geodäsie der Universität Bonn

Die Schwingungszeit von Pendelschwingungen wird im allgemeinen so bestimmt, dass man die Zeit zwischen zwei (oder mehreren) gleichgerichteten Nulldurchgängen misst. Dies setzt voraus, dass die Pendelachse ihre Lage im Raum vor, während und nach der Schwingung nicht verändert, dass also die vor Beginn des Schwingungsvorganges bestimmte Null-Lage des Pendels praktisch konstant bleibt.

Auf die zur Erdzeitenregistrierung eingesetzten Horizontalpendel übertragen, wäre daraus zu folgern, dass diese Pendel nicht, wie das üblicherweise geschieht, über eine geringfügige seitliche Lageveränderung der Pendelachse zur Schwingung angeregt werden dürfen, sondern auf irgendeine andere (mechanische, elektrische o.ä.) Weise, bei der eine Lageänderung der Achse ausgeschlossen ist. Die Realisierung dieser Bedingung ist zwar technisch kein Problem, in jedem Falle sind jedoch Zusatzeinrichtungen notwendig, die, wenn auch nur in geringem Masse, den einfachen Aufbau der Messwertgeber (Pendel) komplizieren und dadurch weitere Fehlermöglichkeiten schaffen. Es kommt hinzu, dass es ja gerade die Änderungen in der Null-Lage der Pendel sind, über die man die zeitenbedingten Lotschwankungen bestimmen will. Daraus folgt, dass man das meist angewandte Verfahren der Schwingungsanregung mittels der Gangschraube beibehalten sollte.

Wendet man dieses Verfahren der Schwingungsanregung an, so ist die Null-Lage bei der Messung der Schwingungszeit zunächst unbekannt. Steht nun während der Messung ein genügend grosser und bekannter Papiervorschub der Registriereinrichtung (der eine Auflösung auf etwa 0,1 sec ermöglicht) zur Verfügung, so lassen sich die jeweilige Null-Lage und die Nulldurchgänge aus dem Registrierergebnis bestimmen. Meist ist jedoch ein derartiger Zusatz zur Registriereinrichtung nicht vorhanden, d.h. es steht nur eine Vorschubgeschwindigkeit des Registrierpapiers zur Verfügung, nämlich die zur Gezeitenregistrierung benötigte. Hier kann man die Null-Lage aus den Schwingungsamplituden nur näherungsweise bestimmen und zwar immer nur mit grösserer Toleranz, da es sich einmal um einen bewegten Vorgang handelt und zum andern die Bestimmung bei der meist verwendeten photographischen Registrierung im Dunkeln bei fast unbeleuchteter Registrierskala durchgeführt werden muss. Die ermittelte Null-Lage weicht also mehr oder weniger von der tatsächlichen Null-Lage ab. Die Differenz sei im folgenden als Nullpunktabweichung Δx bezeichnet.

Wären die Pendelschwingungen ungedämpft, so würde für sie die Schwingungsgleichung

$$x = x_0 \cdot \cos \omega t = x_0 \cdot \cos 2 \pi \frac{t}{T} \quad (1)$$

gelten, wenn x den Pendelausschlag, x_0 die Amplitude, ω die Kreisfrequenz, T die Schwingungszeit und t den Zeitparameter bezeichnen; bezogen auf die Nullpunktabweichung gilt dann

$$\Delta x = x_0 \cdot \cos 2 \pi \frac{t_0}{T} \quad (2)$$

(t_0 = Zeitpunkt des Durchganges durch Δx). Nach n Schwingungen erhält man

$$\Delta x = x_0 \cdot \cos 2 \pi \frac{t_0 + nT}{T} = x_0 \cdot \cos \left(2\pi \frac{t_0}{T} + n \cdot 2 \pi \right) = \text{const.} \quad (3)$$

Daraus folgt, dass die nach dem oben genannten Verfahren ermittelte Schwingungszeit bei ungedämpfter Schwingung unabhängig von der Nullpunktabweichung ist.

Tatsächlich sind die Pendelschwingungen jedoch mehr oder weniger gedämpft, d.h. die Schwingungsamplitude verringert sich ständig und zwar infolge von Reibungsverlusten. Nimmt man in erster Näherung an, dass die Reibungskraft proportional der Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt}$ ist, so gilt für die gedämpfte Schwingung [1], [3] :

$$x = x_0 \cdot e^{-\delta t} \cdot \cos 2 \pi \frac{t}{T} \quad (4)$$

mit

$$\delta = \frac{k}{2M} \quad (5)$$

wenn k die Proportionalitätskonstante und M die Masse des Pendelkörpers bezeichnen. Bezieht man den Zeitparameter auf den ersten Durchgang durch die wahre Null-Lage, so erhält man

$$x = x_0 \cdot e^{-\delta \left(\frac{T}{4} + t \right)} \cos \left(\frac{2\pi}{T} t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (6)$$

oder für die Nullpunktabweichung

$$\Delta x = x_0 \cdot e^{-\delta \left(\frac{T}{4} + t_0 \right)} \cos \left(\frac{2\pi}{T} t_0 + \frac{\pi}{2} \right) \quad (7)$$

Nach n Schwingungen gilt

$$\Delta x_n = x_0 \cdot e^{-\delta \left(\frac{4n+1}{4} T + t_0 \right)} \cos \left(\frac{2\pi}{T} t_0 + \frac{\pi}{2} + n \cdot 2\pi \right) \quad (8)$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass die Bestimmung der Schwingungszeit nach dem genannten Verfahren theoretisch nur dann zu einem richtigen Ergebnis führt, wenn $x = 0$. Ist $x \neq 0$ und konstant (was ja hier vorausgesetzt werden muss), so weicht die Zeit zwischen zwei gleichgerichteten Durchgängen durch Δx je nach Grösse des Dämpfungsfaktors δ mehr oder weniger stark von der Schwingungszeit T ab, da sich die dem Wert Δx zugeordnete Phase durch die Dämpfung verschiebt.

Die Phasenverschiebung nach n Schwingungen beträgt, bezogen auf den Pendelausschlag,

$$\Delta \bar{x}_n = \Delta x_1 - \Delta x_n = x_0 \cos \left(\frac{2\pi}{T} t_0 + \frac{\pi}{2} \right) \left(e^{-\delta \left(\frac{T}{4} + t_0 \right)} - e^{-\delta \left(\frac{4n+1}{4} T + t_0 \right)} \right) \quad (9)$$

Nimmt man an, dass in einem gewissen Bereich um die wahre Null-Lage, die Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt}$ genügend genau als konstant betrachtet werden kann, so gilt

$$v_n = \left(\frac{dx}{dt} \right)_{t=0} = x_0 \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot e^{-\delta \left(\frac{4n+1}{4} T \right)} \quad (10)$$

Damit ergibt sich für den durch die Nullpunktabweichung Δx verursachten Zeitfehler

$$\Delta t_n = \frac{\Delta \bar{x}_n}{v_n} = \frac{T}{2\pi} \cos \left(\frac{2\pi}{T} t_0 + \frac{\pi}{2} \right) \left(\frac{1}{e^{\delta t_0}} - e^{\delta(nT + t_0)} \right), \quad (11)$$

das bedeutet, dass der Zeitfehler unabhängig von der Amplitude x_0 ist.

Inwieweit sind nun diese theoretischen Zusammenhänge bei der praktischen Messung der Schwingungszeit von Horizontalpendeln zu berücksichtigen? Dies hängt wesentlich ab vom Betrag des Dämpfungsfaktors δ , der ein individueller Wert jedes einzelnen Horizontalpendels ist. Für die Bestimmung des Faktors ist es notwendig, die Schwingungsamplitude als Funktion der Zeit zu ermitteln. Hieraus lässt sich dann der Betrag von δ am einfachsten graphisch bestimmen gemäss

$$x_{0t} = x_0 \cdot e^{-\delta t} \quad (12)$$

$$x_{0t} = \frac{x_0}{e} \quad \text{für } t = \frac{1}{\delta}$$

Für das im Institut für theoretische Geodäsie zunächst für Proberegistrierungen eingesetzte Horizontalpendel Verbaandert-Melchior Nr. 75 wurde die Schwingungsamplitude bei $T \approx 60$ sec in 10 minütigem Abstand gemessen und in Abb. 1 graphisch dargestellt. Ermittelt man nach dem genannten Verfahren den Dämpfungsfaktor δ für mehrere Intervalle, so ergeben sich als Funktion der mittleren Amplitude der Intervalle folgende Werte (Abb. 1):

mittlere Amplitude	Dämpfungsfaktor
45 mm	0,00056 [sec ⁻¹]
30	0,00058
22	0,00060
16	0,00064
10	0,00074

Man erkennt, dass die Dämpfung mit kleiner werdender Amplitude zunimmt, dass also die Reibungskraft nicht streng proportional zur Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt}$ ist (siehe vorne). Der Dämpfungsfaktor δ liegt für das genannte Pendel in dem hier untersuchten Bereich zwischen 0,0005 und 0,0008 [sec⁻¹]; diese Werte dürften grössenordnungsmässig auch für andere Pendel des Typs Verbaandert-Melchior gelten.

Der Einfluss der Dämpfung auf die Schwingungszeit ergibt sich aus

$$\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{T_0}\right)^2 - \delta^2} \quad (13)$$

wenn T_0 die Schwingungszeit der ungedämpften Schwingungen ist [1].

Man erhält

$$\frac{dT}{T} = \frac{\delta \cdot d\delta}{(2\pi)^2 \cdot \delta^2} \approx \frac{T_0^2 \cdot \delta \cdot d\delta}{4\pi^2} \quad (14)$$

Für $\delta = 6 \cdot 10^{-4} [\text{sec}^{-1}]$, $T_0 = 0,6 \cdot 10^2 [\text{sec}]$ ergibt sich

$$\frac{dT}{T} = 0,05 \cdot d\delta \quad (15)$$

Da $d\delta$ für das hier untersuchte Pendel maximal etwa $3 \cdot 10^{-4} [\text{sec}^{-1}]$ beträgt, folgt daraus, dass der Einfluss der Dämpfungsänderung auf die Schwingungszeit im vorliegenden Falle kleiner ist als $0,02 \text{ ‰}$ und damit vernachlässigt werden kann.

Will man nun das Horizontalpendel mittels der Schwingungszeit T eichen, so geschieht dies auf Grund der Beziehung

$$s = \frac{k}{T^2} \quad (16)$$

worin s die zu bestimmende Registrierempfindlichkeit in Winkelsekunden pro Millimeter der Registrierkurve und k die Instrumentenkonstante ist [2]. Für die Verbaandert-Melchior-Pendel beträgt diese Instrumentenkonstante etwa

$$k = 6,0 \quad (17)$$

bei einer Registrierentfernung von 5,0 m. Zur Ausschaltung von Eichfehlern sollte man im Hinblick auf die (innere) Registriergenauigkeit von etwa 1 ‰ die Grösse s auf etwa $0,5 \text{ ‰}$ bestimmen. Daraus folgt für die notwendige Genauigkeit in der Bestimmung der Schwingungszeit T

$$\frac{ds}{s} = 2 \frac{dT}{T} = 0,5 \text{ ‰} \quad (18)$$

$$\frac{dT}{T} = 2,5 \text{ ‰}$$

das bedeutet, dass bei einer Schwingungszeit von 60 sec T auf etwa 0,1 sec genau gemessen werden muss, woraus wiederum die maximal zulässige Nullpunktabweichung abgeleitet werden kann.

Trägt man die den Pendelausschlägen Δx zugeordneten Zeitabstände $t_0 = \Delta t$ vom Durchgang durch die wahre Null-Lage als Funktion der Δx für verschiedene Ausgangsamplituden auf (Abb. 2), so ergeben sich für die mittleren Durchgangsgeschwindigkeiten als Funktion der Amplitude die in Abb. 3 dargestellten Werte ; wie Abb. 4 zeigt, sind sie nur ganz geringfügig von den hier gültigen Dämpfungsfaktoren δ abhängig.

Will man bei der Messung der Schwingungszeit T den Einfluss der Dämpfung ausschalten, so müsste man für $\Delta x \neq 0$ den ermittelten Nullpunkt entsprechend dem Dämpfungsfaktor bei jeder vollen Schwingung um einen kleinen Betrag in Richtung auf den wahren Nullpunkt verschieben (Abb. 5), um den Einfluss der bei $\Delta x = \text{const} \neq 0$ auftretenden Phasenverschiebung zu eliminieren. Da das praktisch nicht möglich ist, begeht man einen Zeitfehler $\Delta \bar{t}$, d.h. die aus der Messung der Durchgangszeiten durch den Punkt $\Delta x = \text{const} \neq 0$ ermittelten Schwingungszeiten sind um den Betrag $\Delta \bar{t}$ zu verändern, um auf die "wahre" Schwingungszeit zu kommen.

In Abb. 6 ist der Zeitfehler $\Delta \bar{t}$ (der unabhängig von der Amplitude ist) für eine Schwingung als Funktion der Zeitabstände $t_0 = \Delta t$ vom Durchgang durch den wahren Nullpunkt für verschiedene Dämpfungsfaktoren aufgetragen. Lässt man einen Fehler in der ermittelten Schwingungszeit von $\Delta \bar{t}_{\text{max}} = 0,1$ sec zu (siehe oben), so ergeben sich die in Abb. 7 dargestellten zulässigen Zeitabstände Δt_{max} . Da der Zeitfehler für nicht zu grosse n näherungsweise linear mit der Anzahl der Schwingungen zunimmt (Abb. 8), bleibt der Einfluss auch dann erhalten, wenn man die Schwingungszeit aus mehreren Schwingungen durch Mittelbildung bestimmt.

Nun ist zwar $\Delta \bar{t}$ unabhängig von der Schwingungsamplitude, jedoch sind den Zeitabständen Δt (von denen $\Delta \bar{t}$ abhängt) als Funktion der Amplitude verschiedene Nullpunktabweichungen Δx zugeordnet (Abb. 2). Die dem zulässigen Zeitfehler $\Delta \bar{t}_{\text{max}} = 0,1$ sec entsprechenden zulässigen Nullpunktabweichungen Δx_{max} sind für einen mittleren Dämpfungsfaktor (vgl. Abb. 4) in Abb. 9 dargestellt. Man erkennt, dass sich Δx_{max} mit abnehmender Amplitude verringert.

Geht man von den erschwerten Bedingungen bei der Messung der Schwingungszeit mit unbeleuchteter Registrierskala aus (siehe oben), so sollte man die Genauigkeit mit der der Schwingungsmittelpunkt näherungsweise bestimmt werden kann nicht zu hoch ansetzen. Nach den vom Verfasser gesammelten Erfahrungen kann die Nullpunktabweichung durchaus mehrere Millimeter betragen. Nimmt man einen Maximalwert von 5 mm an, so darf im vorliegenden Fall die Schwingungsamplitude x_0 bei der Messung von T den Betrag von 20 mm nicht unterschreiten. Eine Kontrolle für eine hinreichend kleine Nullpunktabweichung hat man darin, dass man die Zeiten für zwei aufeinander folgende Halbschwingungen vergleicht, deren Differenz nicht grösser als $2 \Delta t_{\text{max}}$ (Abb. 7) betragen darf.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass der Einfluss der Dämpfung auf die gemessenen Schwingungszeiten der Horizontalpendel vom Typ Verbaandert-Melchior (und wahrscheinlich auch für andere Pendeltypen, Metallpendel !) bei zu grosser Abweichung des angenommenen Nullpunktes vom wahren Nullpunkt durchaus Beträge annehmen kann, der über der als zulässig anzusehenden Fehlergrenze von $\pm 0,1$ sec der Schwingungszeit T (für $T \approx 60$ sec) liegt. Aus diesem Grunde sollte die zur Schwingungsmessung benutzte Amplitude den Betrag von 20 mm nicht unterschreiten und die Zeitdifferenz für zwei aufeinanderfolgende Halbschwingungen nicht mehr als etwa 4 sec betragen.

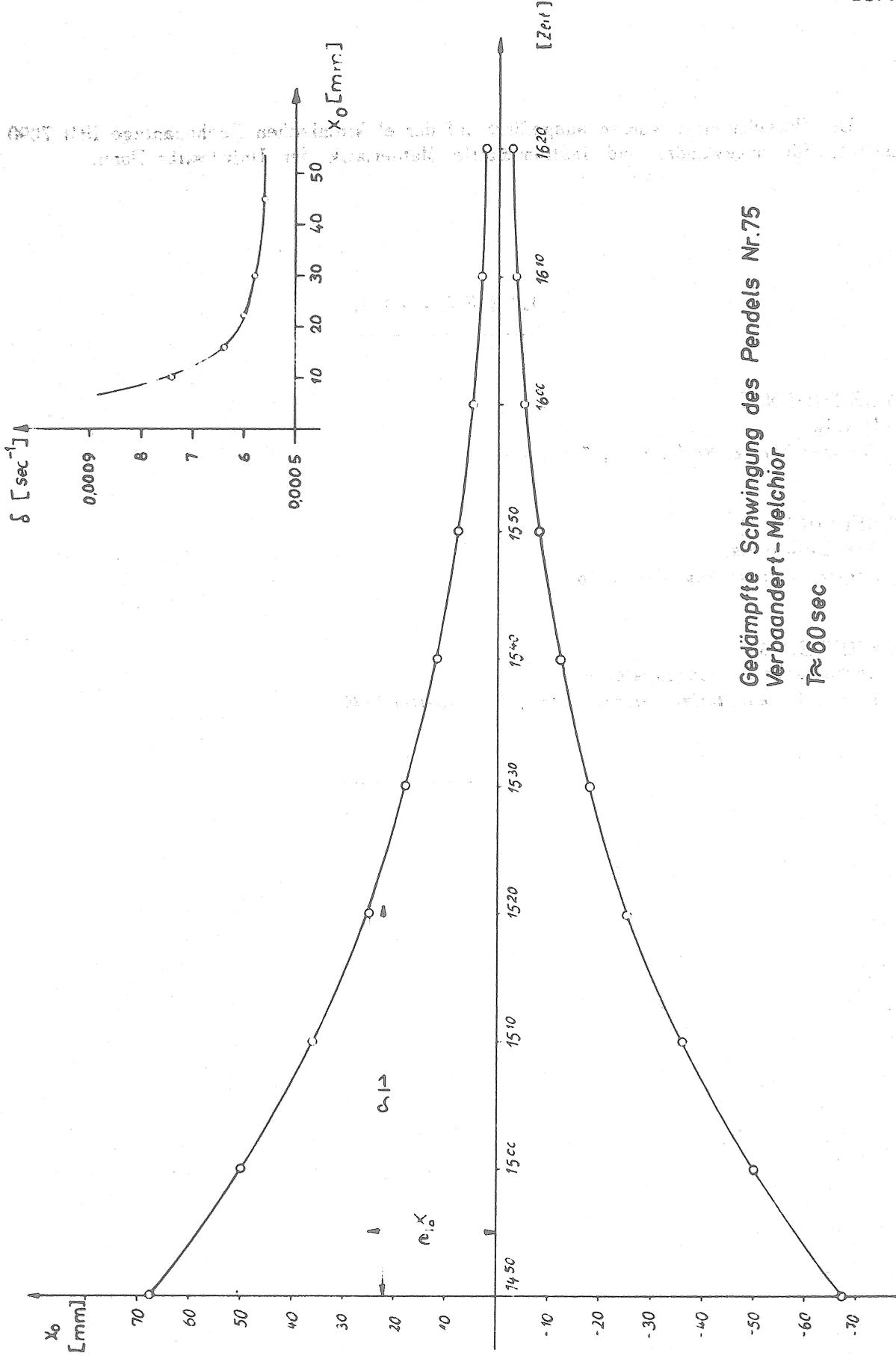
Die Berechnungen wurden ausgeführt auf der elektronischen Rechenanlage IBM 7090 der Institute für angewandte und instrumentelle Mathematik der Universität Bonn.

L I T E R A T U R

- [1] GERTHSEN, C.
Physik
Springer Verlag, Berlin 1958, 5. Auflage.

 - [2] MELCHIOR, P.
The Earth-tides,
Pergamon Press New-York 1966.

 - [3] SCHULER, M.
Mechanische Schwingungslehre
Teil 1, Wolfenbütteler Verlagsanstalt, Wolfenbüttel 1949.
-



Gedämpfte Schwingung des Pendels Nr.75
Verbaandert-Melchior
 $T \approx 60$ sec

Abb. 2

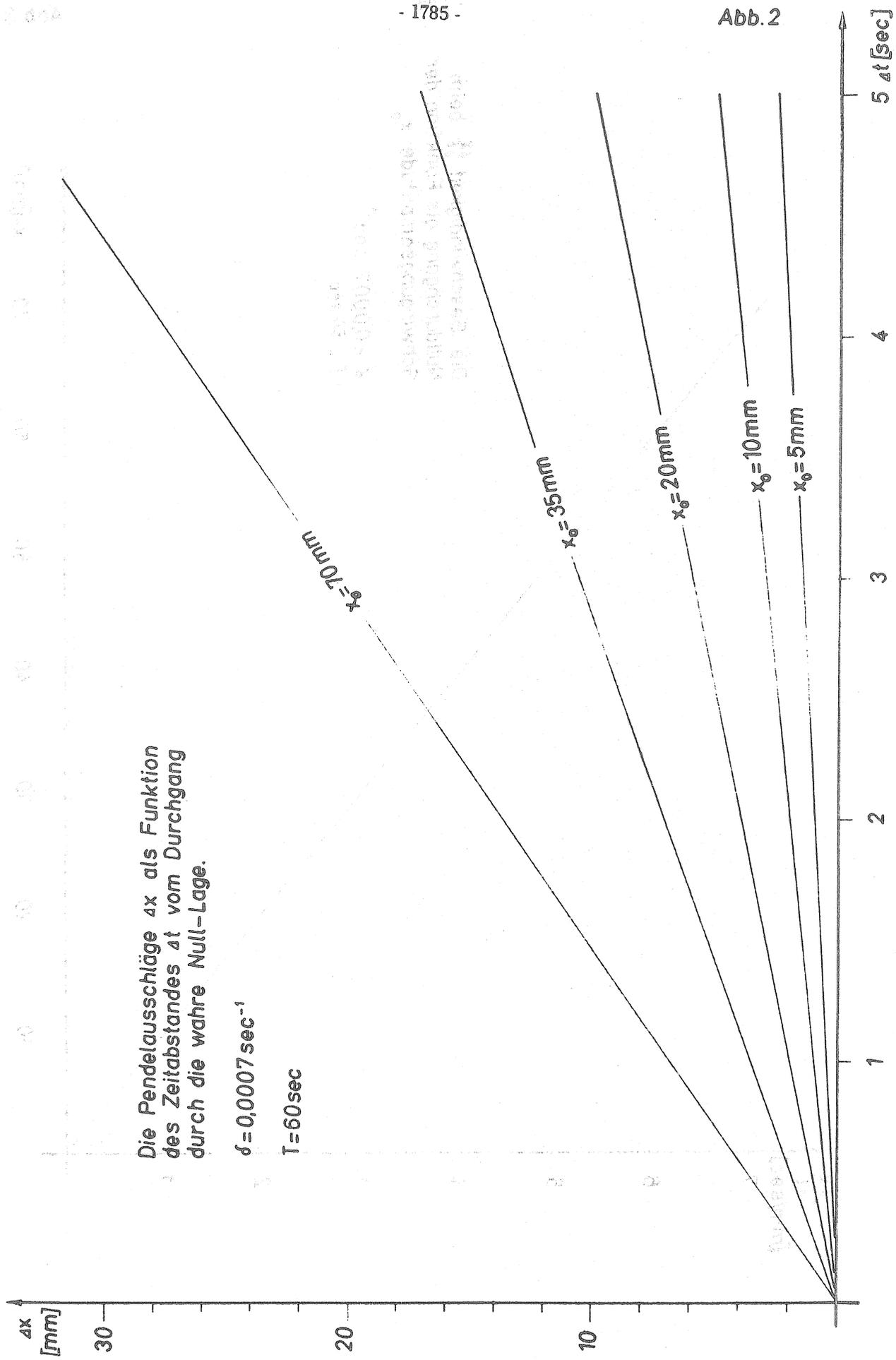
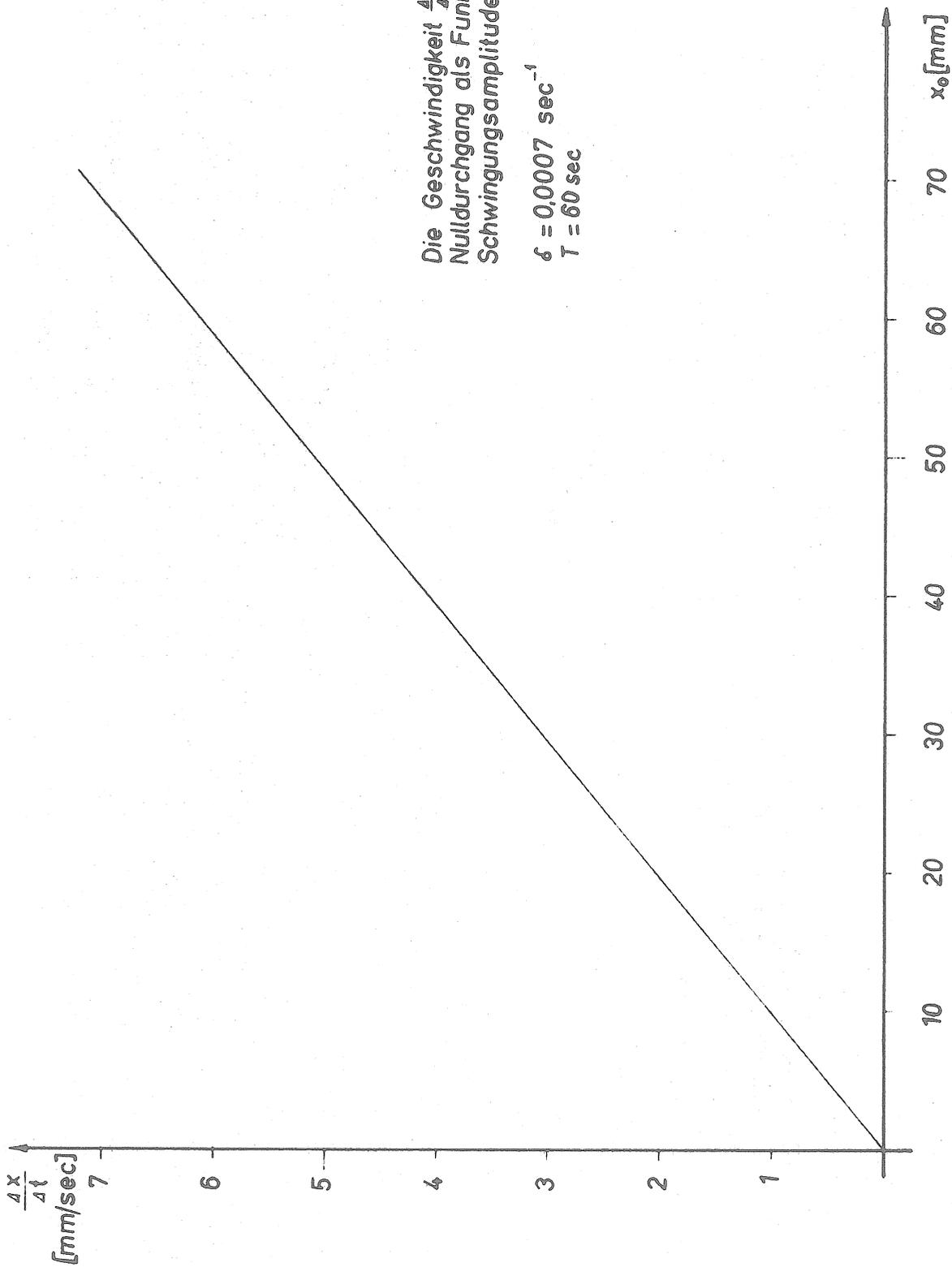


Abb. 3



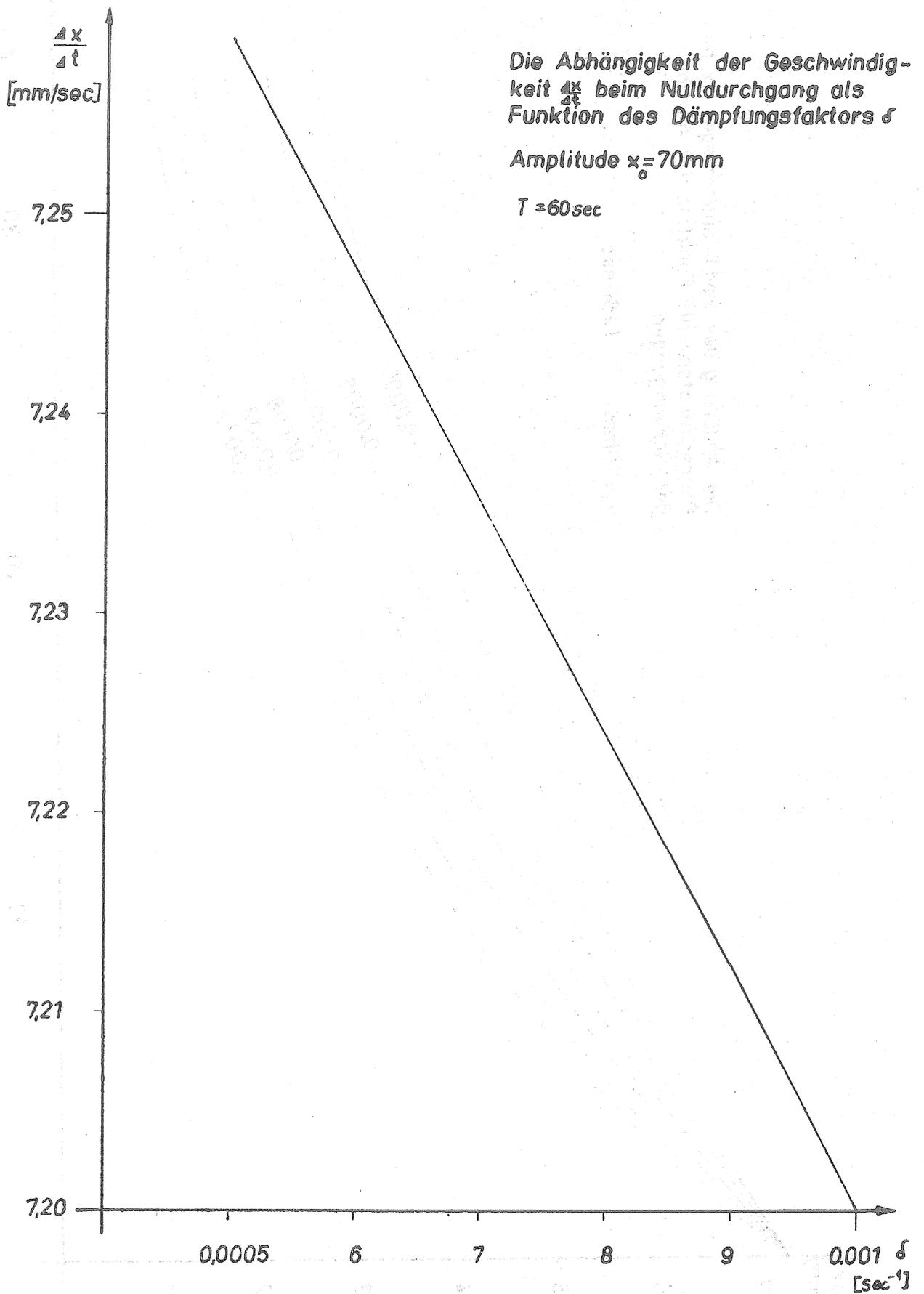
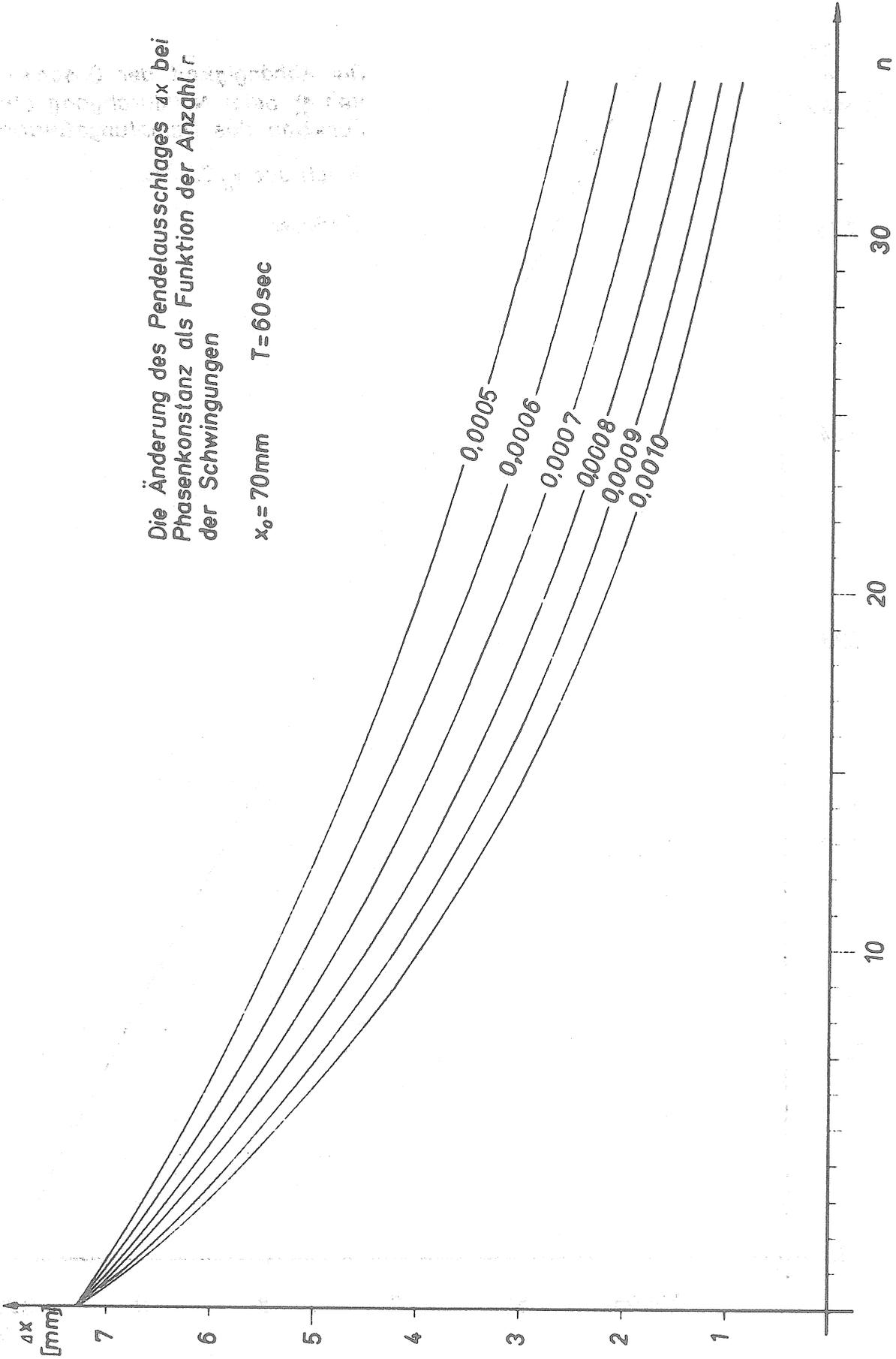


Abb. 5

Die Änderung des Pendelausschlages Δx bei
Phasenkonstanz als Funktion der Anzahl n
der Schwingungen

$x_0 = 70 \text{ mm}$ $T = 60 \text{ sec}$



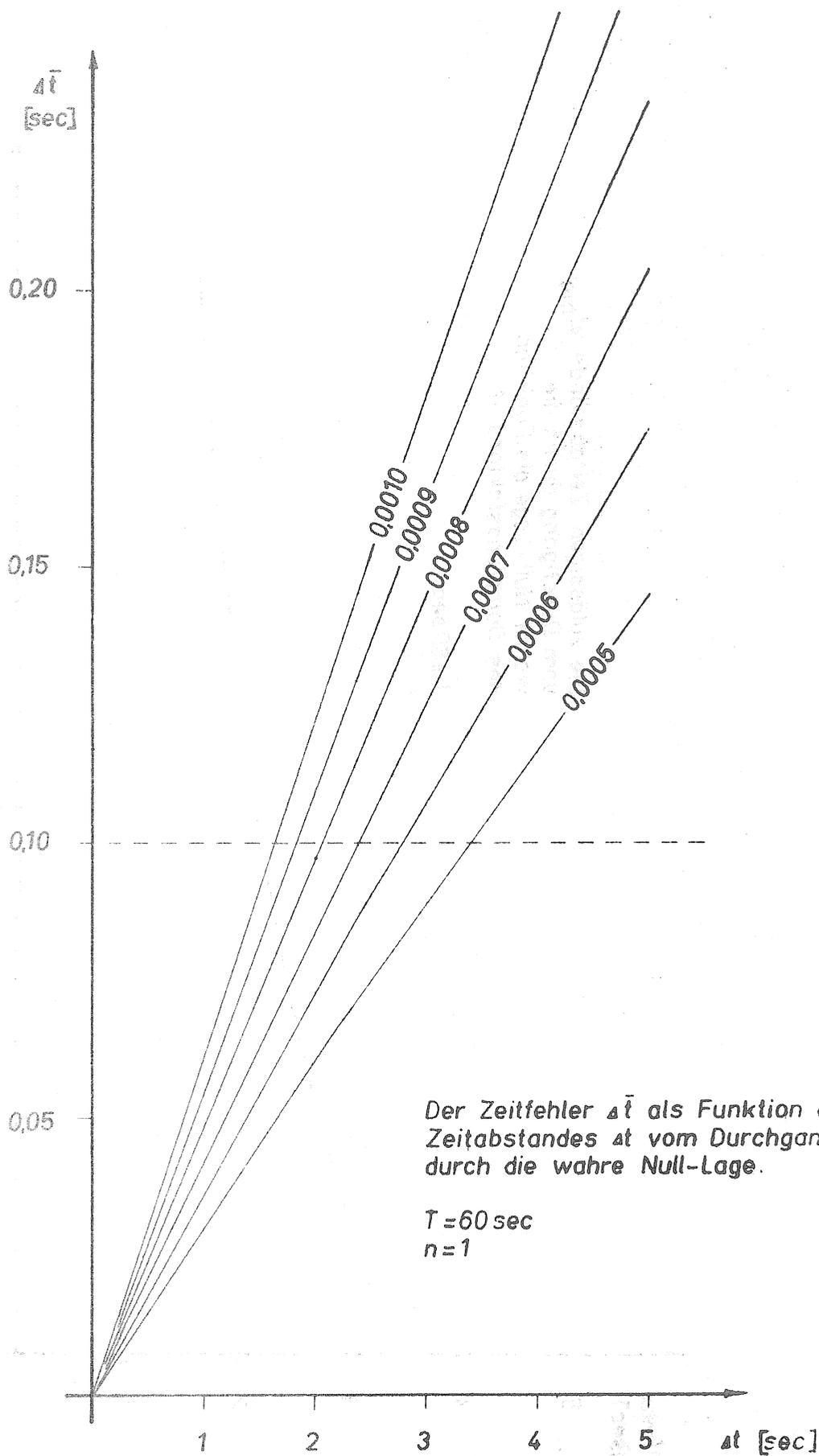
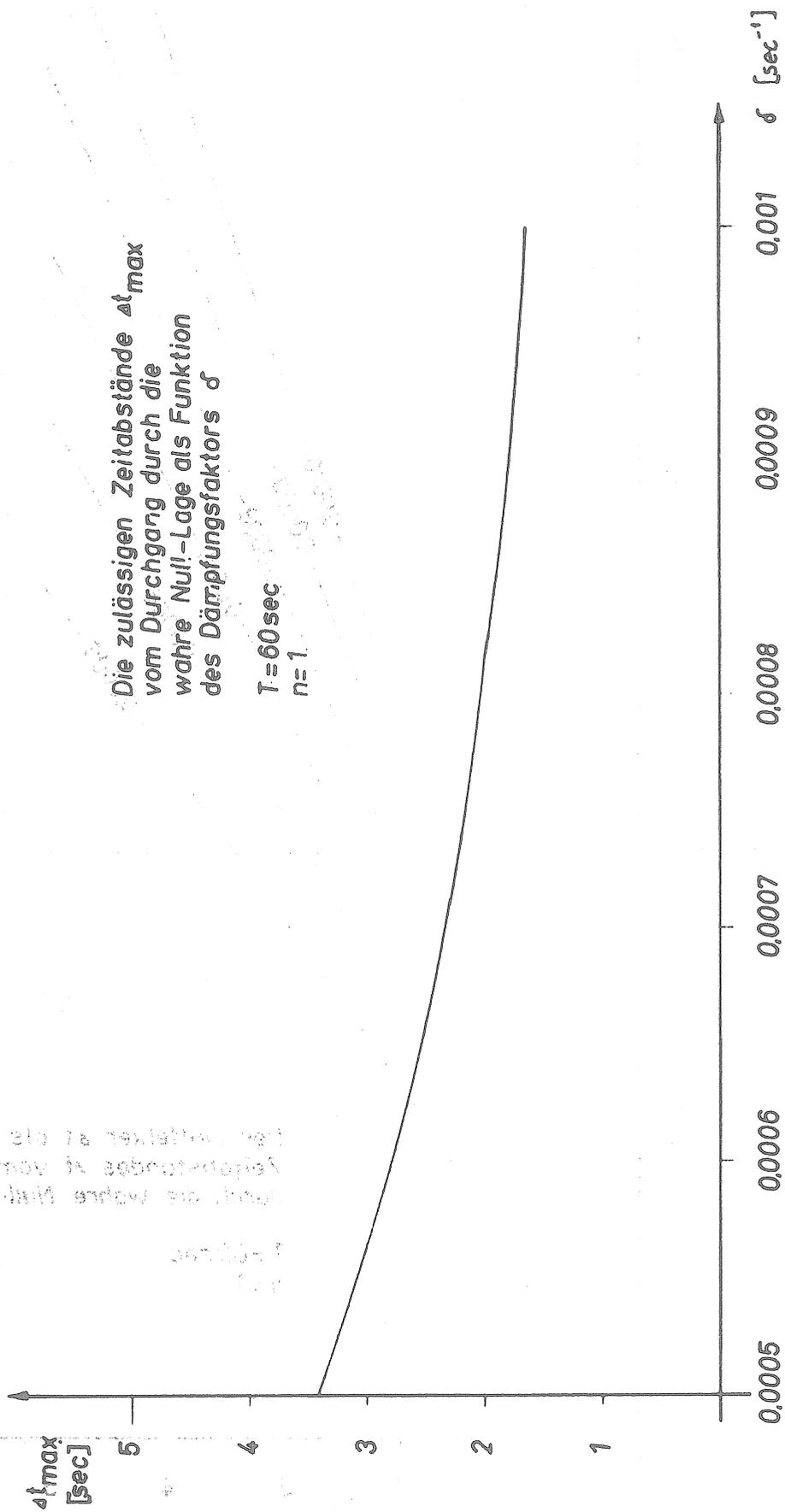


Abb.7



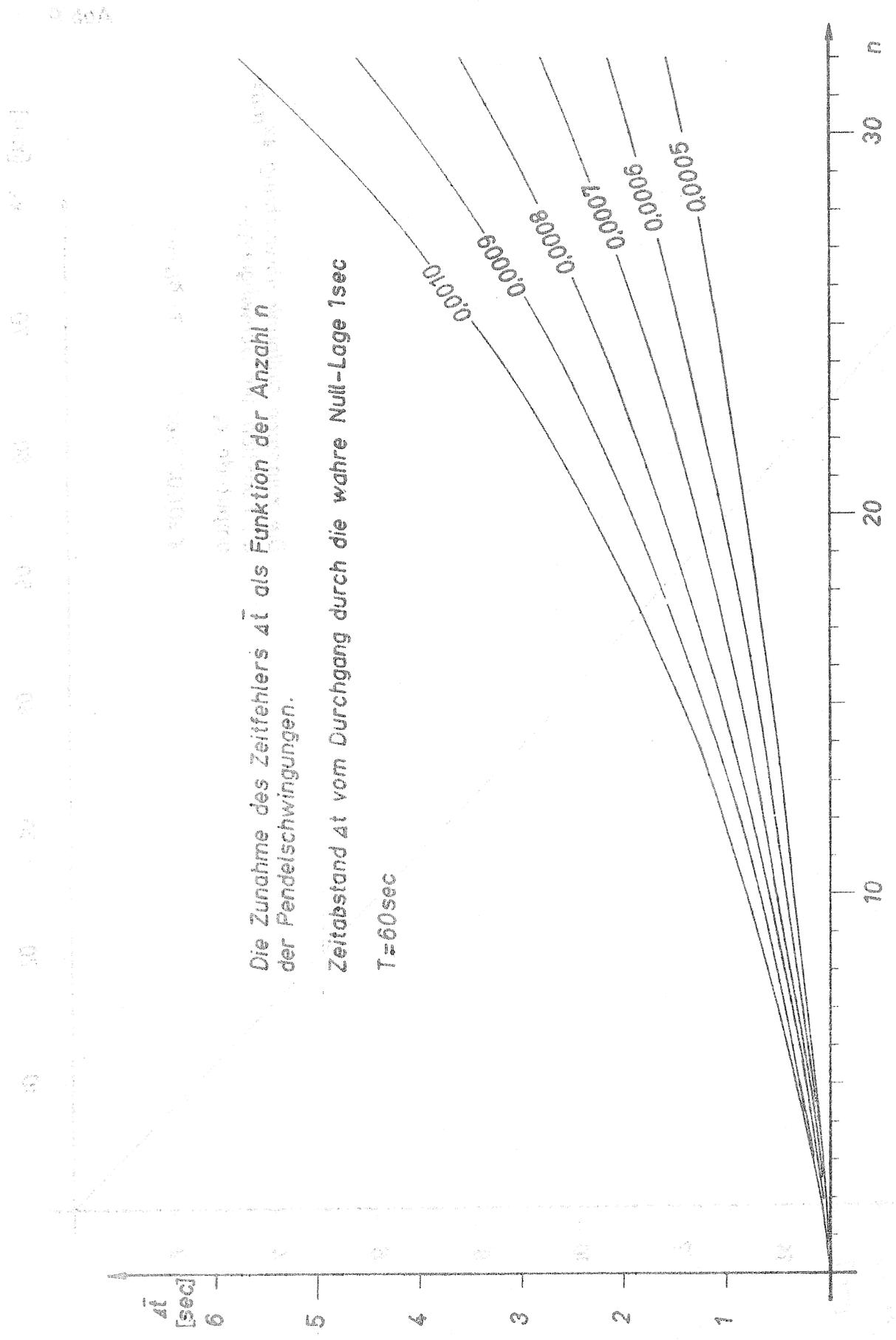
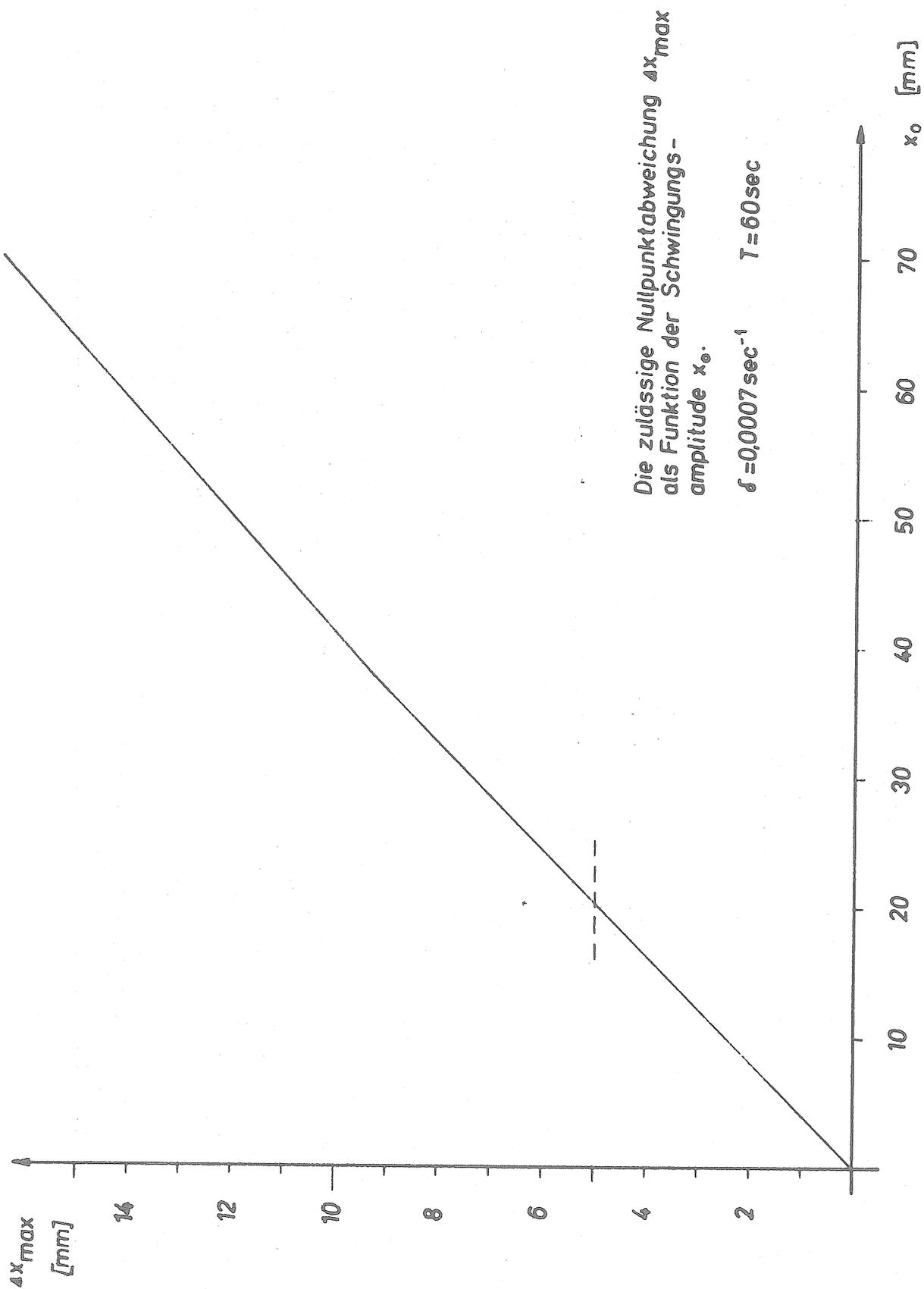


Abb.9

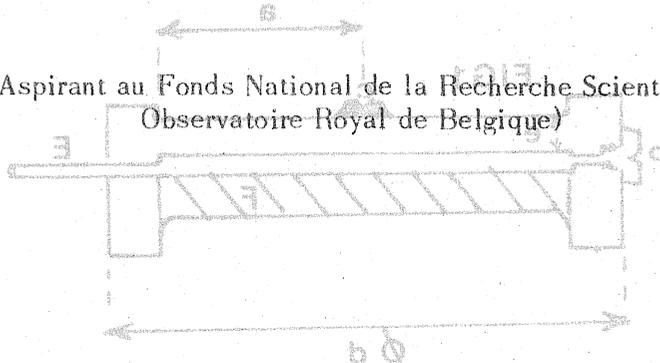


ETUDE DU COMPORTEMENT DES CRAPAUDINES DILATABLES

par

B. Ducarme

(Aspirant au Fonds National de la Recherche Scientifique,
Observatoire Royal de Belgique)



Nous présentons ici les résultats d'une étude détaillée d'une série de crapaudines dilatables utilisées pour l'étalonnage des pendules horizontaux [1].

1. LA METHODE DE LA CRAPAUDINE DILATABLE.

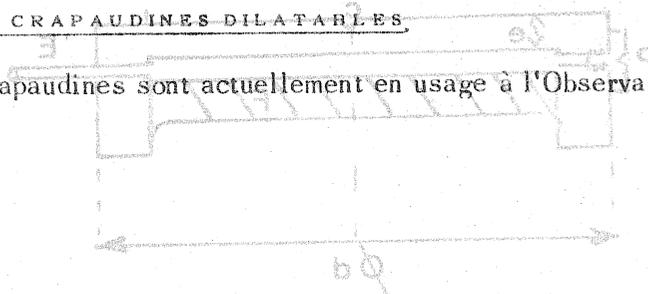
Tout le problème, dans l'étalonnage d'un pendule se ramène à communiquer à la base de celui-ci des microinclinaiions connues avec précision et à déterminer la réponse de l'appareil en mesurant le déplacement correspondant sur l'enregistrement.

Pour ce faire J. VERBAANDERT a mis au point la méthode de la crapaudine dilatable. Celle-ci ayant fait l'objet de diverses communications [2], [3]; nous nous contenterons d'en rappeler le principe.

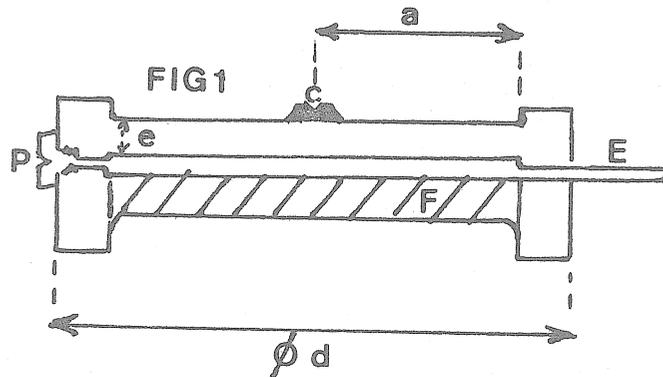
On utilise une crapaudine en acier ayant la forme d'une capsule manométrique à parois épaisses. Celle-ci ayant été remplie de mercure et soigneusement purgée d'air est placée sous la vis de dérive du pendule. Si l'on fait varier la pression de mercure, la paroi supérieure de la crapaudine est soumise à une déformation élastique et soulève l'extrémité de la vis de dérive. Le pendule s'incline comme sous l'effet d'une marée terrestre artificielle et, comme les déformations élastiques de la crapaudine ont été au préalable étalonnées, il est facile de calculer le microdéplacement angulaire produit. Un avantage de la méthode est d'assurer une démultiplication importante. A une variation de pression de 1 cm de mercure correspond un bombement de l'ordre de 0.01μ au centre de la crapaudine.

2. DESCRIPTION DES CRAPAUDINES DILATABLES

Deux types de crapaudines sont actuellement en usage à l'Observatoire Royal de Belgique.



1° crapaudines "standard" (fig. 1)

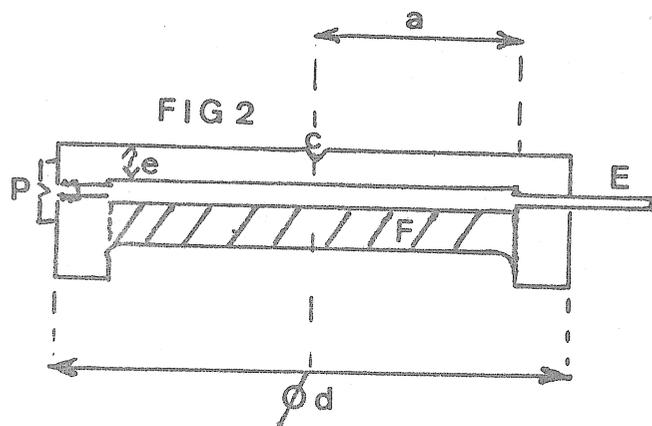


Ces crapaudines en acier doux sont forées dans un bloc cylindrique. Par après, on soude une plaque de fermeture (F) qui ne laisse qu'une cavité de 0.2 mm d'épaisseur. Un embout (E) communique avec la cavité et permet d'y injecter le mercure au moyen d'une canalisation de plastique. La face supérieure porte en son centre un petit cratère externe (C) destiné à recevoir la pointe de la vis de dérive du pendule. Ce sont les déplacements de cette face qu'il s'agit de mesurer avec la plus grande précision possible. Une vis de purge (P) permet de laisser échapper l'air pendant le remplissage.

Les dimensions standard sont les suivantes :

épaisseur de la paroi supérieure	$e = 4.5 \text{ mm}$
épaisseur de la plaque de fermeture (F)	: 4.5 mm
diamètre externe	$d = 67 \text{ mm}$
diamètre interne	$2a = 53 \text{ mm}$

2° crapaudines spéciales (fig. 2)



Les caractéristiques générales sont les mêmes que celles des crapaudines standard. Toutefois le cratère est foré dans l'épaisseur de la paroi supérieure et le rebord est supprimé. Ces modifications ont été apportées en vue de se rapprocher du cas théorique d'une plaque circulaire fixée sur les bords et soumise à une pression normale à sa surface. On a construit huit crapaudines spéciales dont les parois supérieures ont respectivement pour épaisseur e

- 3.0 mm pour A m 30
- 4.5 mm pour A m 45
- 7.0 mm pour A 07
- 9.0 mm pour A 09, B1, B2, B3
- 13.0 mm pour A 0 13

On s'est proposé d'étudier expérimentalement l'influence de l'épaisseur sur le bombement.

3. PRINCIPE DE L'ETALONNAGE DES CRAPAUDINES

L'étalonnage d'une crapaudine consiste à déterminer son coefficient de réduction d'amplitude α défini comme étant le rapport entre la variation de la flèche au centre Δf et la différence de pression ΔH qui la provoque, soit :

$$\Delta f = \alpha \Delta H$$

Pour la commodité des calculs on exprimera :

$$\begin{aligned} \Delta f & \text{ en microns,} \\ \Delta H & \text{ en cm de mercure.} \end{aligned}$$

L'étalonnage est réalisé au moyen d'un interféromètre à lames parallèles semi-argentées.

La lame supérieure est fixe tandis que la lame inférieure est supportée par une plaque rigide reposant elle-même sur le cratère central de la crapaudine par l'intermédiaire d'une appendice conique. Au repos, on observe au moyen d'une lunette, les anneaux d'interférence formés entre les lames.

Lorsque, sous l'effet d'une augmentation de la pression de mercure, la crapaudine se bombe, la distance entre les lames diminue et les anneaux se contractent et s'évanouissent successivement au centre. On sait que pour passer d'un anneau au suivant il faut que la distance entre les lames ait varié d'une quantité égale à la moitié de la longueur d'onde du rayonnement utilisé, en l'occurrence la raie verte du mercure ($\lambda = 0.546075 \mu$) L'étalonnage interférométrique des crapaudines consistera à déterminer avec précision la différence de niveau de mercure ΔH_0 provoquant le passage d'un anneau d'interférences au suivant. Le coefficient de réduction de la crapaudine sera donné par la formule :

$$\alpha = \frac{\lambda}{2 \Delta H_0} = \frac{0.273037}{\Delta H_0} \mu/\text{cm de mercure}$$

Nous avons fait un très grand nombre de mesures dans des conditions variables de pression interne, de charge au centre de la crapaudine et de température.

4. DISPOSITIF PRATIQUE D'ETALONNAGE

On vérifie d'abord le parallélisme des lames semi-réfléchissantes. Celui-ci est réalisé quand les anneaux d'interférence sont parfaitement circulaires et centrés dans le champ de la lunette de visée. A cet effet le réticule de la lunette comporte trois fils horizontaux et trois fils verticaux qui définissent dans le champ de vision un carré de 1 cm de côté, au centre duquel se croisent les deux fils milieu. Le réglage est automatiquement obtenu lorsqu'un anneau est rendu tangent au carré ainsi défini. Il suffit dès lors de mesurer la dénivellation mercurielle ΔH_0 nécessaire pour rendre tangent l'anneau suivant et ainsi de suite, en faisant défiler tous les anneaux possibles. Toutefois, il n'est pas possible de maintenir les anneaux successifs parfaitement centrés par rapport au carré réticulaire. C'est pourquoi chaque anneau est rendu tangent successivement aux quatre fils. Chaque fois la hauteur correspondante du godet de mercure est enregistrée en photographiant un ruban gradué qui lui est solidaire. C'est la moyenne de ces quatre mesures qui fixe ce que nous appellerons un "niveau". On répète au moins deux fois la mesure d'un niveau avant de passer au suivant. Cela permet d'en vérifier la stabilité tout en diminuant la dispersion.

Un étalonnage complet comprend une montée du godet suivie de la descente. Le niveau correspondant à chaque anneau est ainsi déterminé quatre fois (deux fois à la montée et deux fois à la descente). La moyenne des quatre mesures définit un niveau moyen. La valeur de ΔH_0 est obtenue par différence des niveaux moyens de deux anneaux consécutifs.

5. LINEARITE.

Lorsqu'on porte en ordonnée la valeur de ΔH_0 et en abscisse la moyenne des niveaux entre lesquels elle a été calculée, le graphique obtenu permet d'établir la courbe de sensibilité de la crapaudine en fonction de la pression de mercure. Cette courbe est convenablement représentée par une droite de la forme

$$\Delta H_0 = a + bP$$

où P est donné en centimètres de mercure. C'est cette équation qui est donnée dans le procès-verbal d'étalonnage. Les mesures faites à ce jour sont résumées dans le tableau 1. On voit que la pente est généralement très faible, de l'ordre du millième. Elle ne semble pas liée à une propriété physique simple.

L'utilisateur de la crapaudine, disposant du procès-verbal, doit interpoler la valeur de ΔH_0 correspondant à la pression à laquelle il travaille. Il en tirera la sensibilité de la crapaudine en microns par centimètre de mercure :

$$a = \frac{0.273037}{\Delta H_0}$$

et l'amplitude de l'inclinaison communiquée au pendule par une dénivellation de un centimètre de mercure :

(8.5)

$$\alpha_2 = \alpha \cdot \frac{1}{l} \cdot 206265 \text{ secondes d'arc}$$

où l est l'écartement des vis calantes du pendule.

J. VERBAANDERT et P. MELCHIOR ont choisi précisément $l = 273$ millimètres ce qui donne à 10^{-4} près :

$$\alpha_2 = \frac{206265 \alpha}{273000} = \frac{0.206265}{\Delta H_0} \approx 0''005$$

pour une crapaudine ayant une valeur de $\Delta H_0 \approx 40$ cm.

Lors de l'étalonnage automatisé d'un pendule [7], le bras rotatif provoque une variation du niveau de mercure ΔP de l'ordre de 50 cm. Si on prend pour α la valeur α_m au niveau moyen, l'erreur commise aux niveaux extrêmes sera de l'ordre du millième. En effet :

$$\alpha \approx \alpha_m \left(1 - \frac{b}{a} \frac{\Delta P}{2} \right)$$

On voit dans le tableau 1 que $\frac{b}{a} \leq 10^{-4}$

$$\text{si bien que } \alpha \approx \alpha_m (1 \pm 2.5 \cdot 10^{-3})$$

(8.6)

6. ETUDE THEORIQUE DE LA FLEXION DES PLAQUES [4]

Le bombement au centre de la crapaudine est assimilable à la flèche d'une plaque circulaire homogène de rayon a soumise à une pression normale.

Remarquons que dans le cas qui nous occupe les déflexions seront toujours petites par rapport à l'épaisseur e de la plaque.

Dans ce cas, l'équation du déplacement vertical W du plan moyen d'une plaque circulaire mince d'épaisseur e soumise à une pression normale p , peut s'écrire

$$\nabla^4 W = p/D \quad (6.1)$$

où

$$D = \frac{E e^3}{12(1 - \sigma^2)}$$

E : module de Young; σ : coefficient de Poisson.

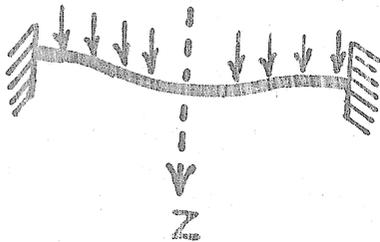
Une solution générale pourra s'écrire :

$$W = \frac{1}{64} p \frac{r^4}{D} + A \frac{r^2}{4} + B r^2 \log r + C \log r + F \quad (6.2)$$

Dans le cas d'une plaque percée, la déflexion et la pente au centre doivent être finies, par conséquent :

$$\begin{aligned} C &= 0 \\ B &= 0 \end{aligned}$$

1° plaque encastree.



Si le pourtour de la plaque est encastree, on aura les conditions aux limites suivantes

$$\begin{aligned} (w)_{r=a} &= 0 \\ (w')_{r=a} &= 0 \end{aligned}$$

qui expriment que la déflexion et l'inclinaison sont nulles sur le bord de la plaque.

Dès lors

$$\begin{cases} \frac{1}{64} p \frac{a^4}{D} + A \frac{a^2}{4} + F = 0 \\ \frac{1}{16} p \frac{a^3}{D} + A \frac{a}{2} = 0 \end{cases} \quad (6.3)$$

d'où

$$\begin{cases} A = -\frac{1}{8} p \frac{a^2}{D} \\ F = p \frac{a^4}{64 D} \end{cases}$$

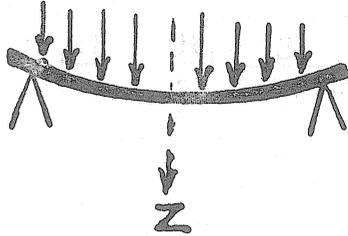
et

$$w = p \frac{(a^2 - r^2)^2}{64 D} \quad (6.4)$$

la flèche au centre de la plaque sera donc

$$f_1 = p \frac{a^4}{64 D} = \frac{3}{16} p \frac{a^4}{e^3} \frac{(1 - \sigma^2)}{E} \quad (6.5)$$

2^o plaque posée.



aux limites $(M_r)_{r=a} = 0$.

En exprimant que la déflexion est nulle sur le bord on a pour première condition aux limites : $(w)_{r=a} = 0$

En remarquant que le bord de la plaque n'est soumis à aucun couple, on a pour seconde condition

Dès lors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{64} p \frac{a^4}{D} + A \frac{a^2}{4} + F = 0 \\ \frac{3}{16} p \frac{a^2}{D} + \frac{A}{2} + \frac{\sigma}{a} \left(\frac{1}{16} p \frac{a^3}{D} + A \frac{a}{2} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (6.6)$$

d'où

$$A = -\frac{1}{8} \frac{(3 + \sigma)}{(1 + \sigma)} p \frac{a^2}{D}, \quad F = \frac{1}{64} p \frac{a^4}{D} \frac{(5 + \sigma)}{(1 + \sigma)}$$

et

$$w = \frac{1}{64} p \frac{(a^2 - r^2)}{D} \frac{(5 + \sigma)}{(1 + \sigma)} (a^2 - r^2) \quad (6.7)$$

La flèche au centre sera donc :

$$f_2 = \frac{1}{64} p \frac{a^4}{D} \frac{5 + \sigma}{1 + \sigma} = f_1 \left(\frac{5 + \sigma}{1 + \sigma} \right) \quad (6.8)$$

3^o cas intermédiaire (flexion simple).

L'effort tranchant ζ_{rz} peut provoquer une déflexion supplémentaire du plan moyen.

La valeur de ζ_{rz} sur le plan moyen est donnée par

$$\zeta_{rz} = \frac{3}{4} p \frac{r}{e} \quad (6.9)$$

D'autre part ζ_{rz} est lié au déplacement par l'équation :

$$\zeta_{rz} = -\frac{E}{2(1+\sigma)} \left(\frac{dU}{dz} + \frac{dw}{dr} \right) \quad (6.10)$$

où U est le déplacement radial.

On a donc la relation
$$\frac{dw}{dr} + \frac{dU}{dz} = -\frac{3}{2} \frac{(1+\sigma)}{E} p \frac{r}{e} \quad (6.11)$$

On voit que tout mode de fixation de la plaque différent de l'encastrement ($w_{r=a} = 0, \frac{dw_{r=a}}{dr} = 0$) entraîne une déflexion supplémentaire w_1 résultant de l'équation (6.11).

Parmi toutes les conditions aux limites possibles la plus naturelle est :

$$\left. \begin{aligned} (w)_{r=a} &= 0 \\ \left(\frac{dU}{dz} \right)_{r=a} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

c'est celle qui se rapproche le plus des hypothèses classiques de flexion simple.

On obtient alors les équations :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{64} p \frac{a^4}{D} + A \frac{a^2}{4} + F &= 0 \\ \frac{1}{16} p \frac{a^3}{D} + A \frac{a}{2} + \frac{3}{2} \frac{(1+\sigma)}{E} p \frac{a}{e} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (6.12)$$

d'où

$$\left\{ \begin{aligned} A &= -\frac{1}{8} p \frac{a^2}{D} - 3 \frac{(1+\sigma)}{E} p \frac{1}{e} \\ F &= p \frac{a^4}{64D} + \frac{3}{4} p \frac{a^2}{e} \frac{(1+\sigma)}{E} \end{aligned} \right.$$

et

$$w = p \frac{(a^2 - r^2)}{64 D} (x^2 - r^2) + \frac{4}{1 - \sigma} e^2 \quad (6.13)$$

La flèche au centre est alors :

$$f_3 = p \frac{a^2}{64 D} \left(a^2 + \frac{4 e^2}{(1 - \sigma)} \right) = f_1 \left(1 + \frac{4}{1 - \sigma} \left(\frac{e}{a} \right)^2 \right) \quad (6.14)$$

On voit que la déflexion supplémentaire f' est négligeable vis-à-vis du terme principal pour des plaques minces, en effet :

$$\frac{f'}{f_1} \sim \left(\frac{e}{a} \right)^2$$

Dans notre cas toutefois ce terme est loin d'être négligeable car l'épaisseur des crapaudines est du même ordre de grandeur que leur rayon.

7. RÉSULTATS EXPERIMENTAUX

Les mesures expérimentales fournissent la différence de hauteur de mercure ΔH nécessaire pour faire varier la flèche d'une quantité $\delta = 0.273037 \mu$ correspondant au passage d'un anneau d'interférence au suivant.

Si ρ est le poids spécifique du mercure, $\rho \Delta H$ représente l'accroissement de pression Δp correspondant.

Dans chacun des modèles théoriques traités ci-dessus la valeur de ΔH se déduit aisément des formules suivantes :

1° plaque encastree

$$\delta = \frac{3}{16} \rho \Delta H_1 \frac{a^4 (1 - \sigma^2)}{e^3 E} \quad (7.1)$$

2° plaque posée

$$\delta = \frac{3}{16} \rho \Delta H_2 \frac{a^4 (5 + \sigma) (1 - \sigma)}{e^3 E} \quad (7.2)$$

3° flexion simple

$$\delta = \frac{3}{16} \rho \Delta H_3 \frac{a^4 (1 - \sigma^2)}{e^3 E} \left(1 + \frac{4}{(1 - \sigma)} \left(\frac{e}{a} \right)^2 \right) \quad (7.3)$$

où l'on introduira les constantes

$$\begin{aligned} a &= 2.65 \text{ cm rayon interne} \\ \sigma &= 0.3 \quad \text{pour l'acier} \\ E &= (2.04 \pm 0.015) 10^2 \text{ g/cm}^2 \text{ valeur expérimentale} \\ \rho &= 13.56 \text{ à } 15^\circ \end{aligned}$$

a) Crapaudines standard $e = 0.45 \text{ cm}$

$$\text{plaque encastrée : } \Delta H_1 = 44.06 \text{ cm}$$

$$\text{plaque posée : } \Delta H_2 = 10.80 \text{ cm}$$

$$\text{flexion simple : } \Delta H_3 = 37.83 \text{ cm}$$

Les mesures expérimentales effectuées à la salle interférométrique de l'Observatoire Royal de Belgique sont résumées dans la fig. 3. On voit que le cas de la flexion simple est le plus proche des résultats obtenus. Nous avons estimé que les dimensions requises pour les crapaudines étaient respectées au dixième de millimètre par le constructeur. On pouvait donc s'attendre à une dispersion de l'ordre de 10 %. En effet, en tenant compte des seules erreurs sur les constantes on a en considérant le terme principal dans 7.3 :

$$\frac{\delta \Delta}{\Delta} = \frac{\delta(\Delta p)}{\Delta p} + 4 \frac{\delta a}{a} - 3 \frac{\delta e}{e} - \frac{\delta E}{E}$$

d'où

$$\left| \frac{\delta(\Delta p)}{\Delta p} \right| = 4 \left| \frac{\delta a}{a} \right| + 3 \left| \frac{\delta e}{e} \right| + \left| \frac{\delta E}{E} \right|$$

avec

$$\frac{\delta a}{a} = 4 \cdot 10^{-3}, \quad \frac{\delta e}{e} = 2.2 \cdot 10^{-2}, \quad \frac{\delta E}{E} = 1.3 \cdot 10^{-2}$$

Dès lors

$$\frac{\delta(\Delta p)}{p} \sim 10 \%$$

On peut donc s'attendre à avoir $\Delta H = 37.8 \pm 3.8$ cm

On s'aperçoit qu'effectivement les séries I et III sont caractérisées par des valeurs de ΔH_0 comprises entre 34 et 42 cm.

Pour les séries II, IV et V on devrait supposer qu'il y a eu une erreur systématique sur les dimensions. En effet, ayant vérifié à 0.1 mm près l'épaisseur e de la paroi supérieure d'une crapaudine de la série II et d'une crapaudine de la série III on a trouvé une erreur importante pour celle-là.

		e	ΔH_3 théor.	ΔH obs.	T°
C 18	série II	4.1	28.6 ± 2.9	30.8	4°
C 22	série III	4.5	37.8 ± 3.8	38.2	7°

On voit que l'accord est excellent dans les deux cas.

b) Crapaudines spéciales.

Ces crapaudines permettent d'étudier dans quelles limites la formule (7.3) reste valable quand l'épaisseur de la plaque varie.

Cr	T°	$e(\text{cm})$	ΔH_1	ΔH_2	ΔH_3	ΔH_0
A m 30	6°	0.30	13.01	3.19	12.16	8.96 ± 0.05
A m 45	5°	0.45	44.06	10.81	37.83	39.83 ± 0.10
A o 7	5°	0.70	165.9	38.47	118.6	119.2 ± 2.0
A o 9	20°					165.9 ± 1.0
B 2	15°	0.90	352.5	78.96	212.5	225.2 ± 1.0
B 3	16°					217.7 ± 0.4
A 0 13	4°	1.30	1602.5	217.51	447.5	306.4 ± 1.5

Cr : numero de la crapaudine

T° : température à laquelle l'étalonnage a été réalisé

Ces résultats sont reproduits dans la figure 4 où ont été tracées, en outre, les courbes ΔH_1 , ΔH_2 , ΔH_3 en fonction de e .

On constate de nouveau une forte dispersion pour des crapaudines ayant théoriquement la même épaisseur, mais appartenant à deux séries de construction différentes, A 0 9 d'une part B₂ et B₃ d'autre part.

8. EFFETS THERMIQUES

L'expérience montre que la sensibilité de la crapaudine dépend de la température et ceci est naturel car les différents paramètres intervenant dans les formules sont fonctions de la température.

Aux températures T_0 et T on a la relation :

$$\delta = \frac{3 P_0 a_0^4 (1 - \sigma^2)}{16 E_0 e_0^3} = \frac{3 P a^4 (1 - \sigma^2)}{16 E e^3}$$

$$\text{avec } P_0 = \rho_0 \Delta H_0$$

$$P = \rho \Delta H$$

soit $T - T_0 = t > 0$.

$$\begin{aligned} \text{On sait que} \quad a &= a_0 (1 + \alpha t) \\ e &= e_0 (1 + \alpha t) \end{aligned}$$

$$\text{Pour le mercure} \quad v = v_0 (1 + \beta t) \quad \text{avec } \rho \sim \frac{1}{v}$$

$$\text{De même} \quad E = E_0 (1 + \gamma t)$$

$$\text{On en tire} \quad \Delta H = \Delta H_0 [1 + (\beta + \gamma - \alpha) t]$$

$$\begin{aligned} \text{On sait que} \quad \alpha &= 1.1 \cdot 10^{-5} \\ \beta &= 18.2 \cdot 10^{-5} \end{aligned}$$

La valeur de γ est moins bien connue.

En effet, la variation du module de Young avec la température est variable d'un acier à l'autre et n'est pas uniforme. Si E présente une tendance générale à la décroissance, certains auteurs [5] font mention d'une remontée brusque entre 0° et 25° centigrades.

Si l'on adopte pour γ la valeur $-20 \cdot 10^{-5}$ donnée dans la "Metal Handbook" de l'"American Society for metals" on obtient :

$$\Delta H = \Delta H_0 (1 - 2,9 \cdot 10^{-5} t)$$

ce qui donnerait un effet absolument négligeable en pratique.

Deux crapaudines ont été étudiées du point de vue variation de la sensibilité en fonction de la température. Les résultats sont rapportés dans la figure 5 où sont portées les valeurs de ΔH_0 pour $H = 2$ m en fonction de la température.

Aucune conclusion générale ne peut en être tirée.

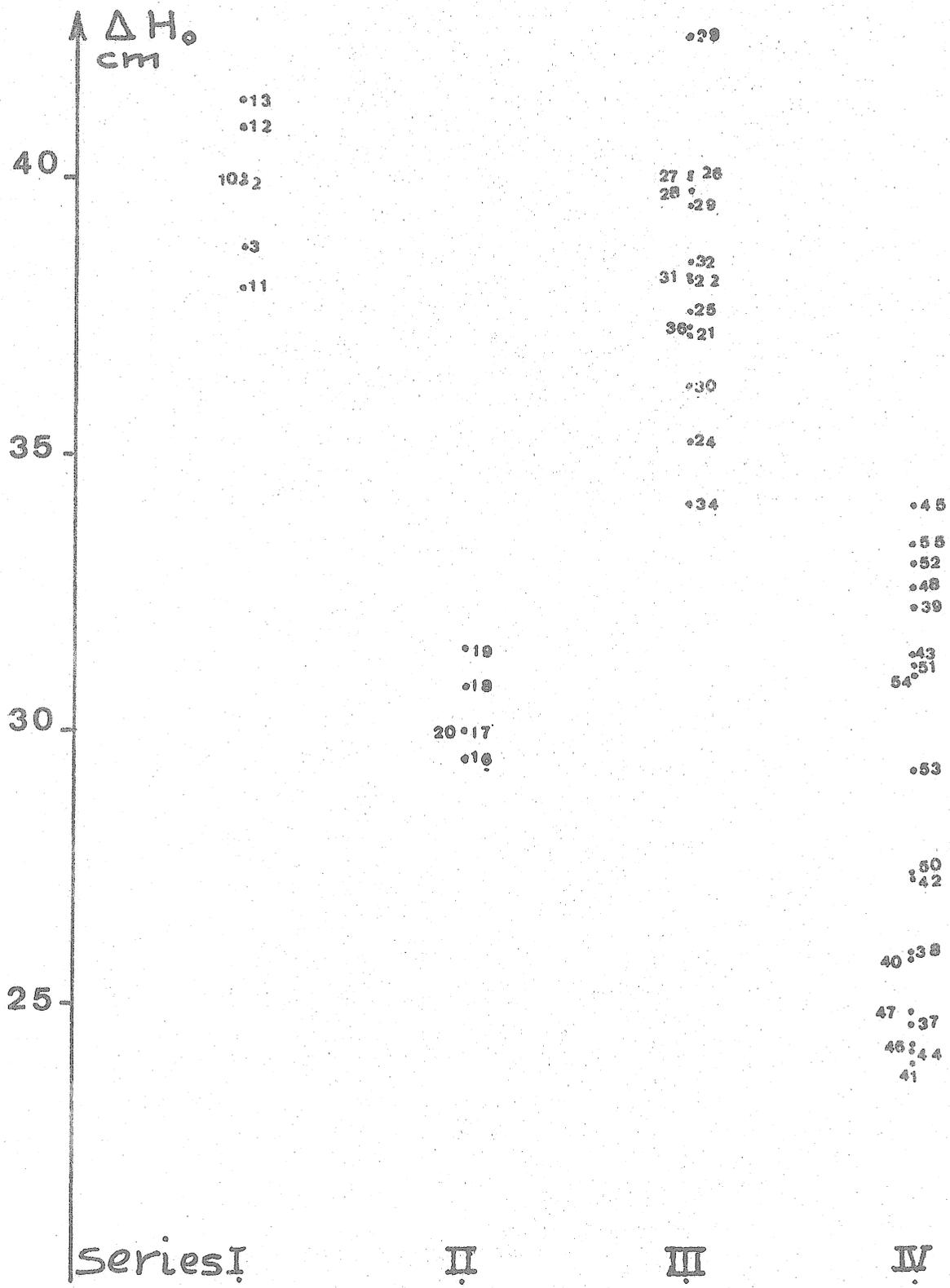
Cr n°	T°	Date	Nombre de points K	a (cm)	b $\times 10^3$	ecart type		ΔH_{2m}	e. q. m. H = 2m %
						mm	%		
12	5°	21.12.64	5	40.72 \pm 0.50	2.02	2.51	0.61	41.12	0.37
18	17°	8. 9.66	8	30.68 \pm 0.15	-1.16	1.50	0.49	30.45	0.18
	4°	26. 2.66	8	31.03 \pm 0.18	-1.12	2.15	0.69	30.81	0.22
22	7°	19.12.64	7	38.44 \pm 0.11	-1.34	1.02	0.22	38.17	0.11
24	7°	18.12.64	8	35.01 \pm 0.35	1.05	3.30	0.90	35.22	0.36
37	4°	22.11.65	13	24.70 \pm 0.08	-0.38	1.13	0.47	24.62	0.13
	13°	27.10.65	14	24.69 \pm 0.06	-0.09	0.98	0.40	24.67	0.11
	17°	17. 5.65	13	24.59 \pm 0.05	-0.10	0.66	0.27	24.57	0.08
	18°	16. 8.66	10	24.64 \pm 0.10	-0.40	1.10	0.45	24.56	0.14
38	1°	29.12.64	8	26.64 \pm 0.27	-1.62	2.38	0.90	26.32	0.33
	2°	5. 3.65	9	26.26 \pm 0.12	-0.79	1.26	0.48	26.10	0.16
	5°5	9. 2.65	12	25.99 \pm 0.08	-1.16	1.05	0.41	25.76	0.12
		12. 2.65	10	26.07 \pm 0.09	-1.45	0.88	0.34	25.78	0.11
	11°	23.11.64	12	26.10 \pm 0.10	-0.63	1.38	0.52	25.97	0.15
	16°	2.10.64	8	26.59 \pm 0.17	-1.40	1.30	0.49	26.31	0.22
39	17°5	7. 9.66	8	32.49 \pm 0.18	-1.73	1.70	0.53	32.24	0.19
40	12°	25.10.65	11	26.13 \pm 0.07	-1.44	1.07	0.41	25.84	0.12
		26.10.65	13	26.12 \pm 1.25	-1.42	1.50	0.58	25.84	0.18
41	12°	3.11.65	13	24.33 \pm 0.08	-1.92	1.08	0.45	23.95	0.14
42	14°	17. 5.65	11	27.37 \pm 0.05	-0.05	0.63	0.23	27.36	0.07
43	5°	5. 1.65	9	30.90 \pm 0.11	0.32	1.10	0.37	30.96	0.28
	11°	10.12.64	9	31.10 \pm 0.24	1.47	2.40	0.75	31.39	0.13
44	11°	23.10.64	10	24.27 \pm 0.16	-0.48	1.74	0.72	24.18	0.23
45	10°	4.11.65	9	34.33 \pm 0.09	-0.51	1.11	0.32	34.13	0.11
46	14°	10. 5.65	11	24.35 \pm 0.08	-0.39	0.95	0.32	24.27	0.12
47	7°	18. 1.65	11	24.92 \pm 0.08	0.19	0.86	0.35	24.96	0.12
48	10°	24.10.64	10	32.68 \pm 0.09	-0.35	0.87	0.27	32.61	0.11
50	5°	27. 1.66	12	27.66 \pm 0.14	-1.31	1.90	0.70	27.40	0.21
51	8°	2. 2.66	10	31.35 \pm 0.08	-0.95	0.96	0.31	31.16	0.10
52	8°5	6. 3.66	8	33.55 \pm 0.07	-0.25	0.70	0.21	33.05	0.08
53	16°5	5. 8.66	9	29.51 \pm 0.17	-1.21	1.90	0.65	29.27	0.22
54	16°5	16. 9.66	9	31.11 \pm 0.07	0.04	0.84	0.24	31.12	0.09
	14°5	29. 9.66	8	30.87 \pm 0.10	0.21	0.94	0.30	30.91	0.11
55	15°	19. 9.66	8	33.62 \pm 0.12	-0.24	1.23	0.37	33.37	0.13

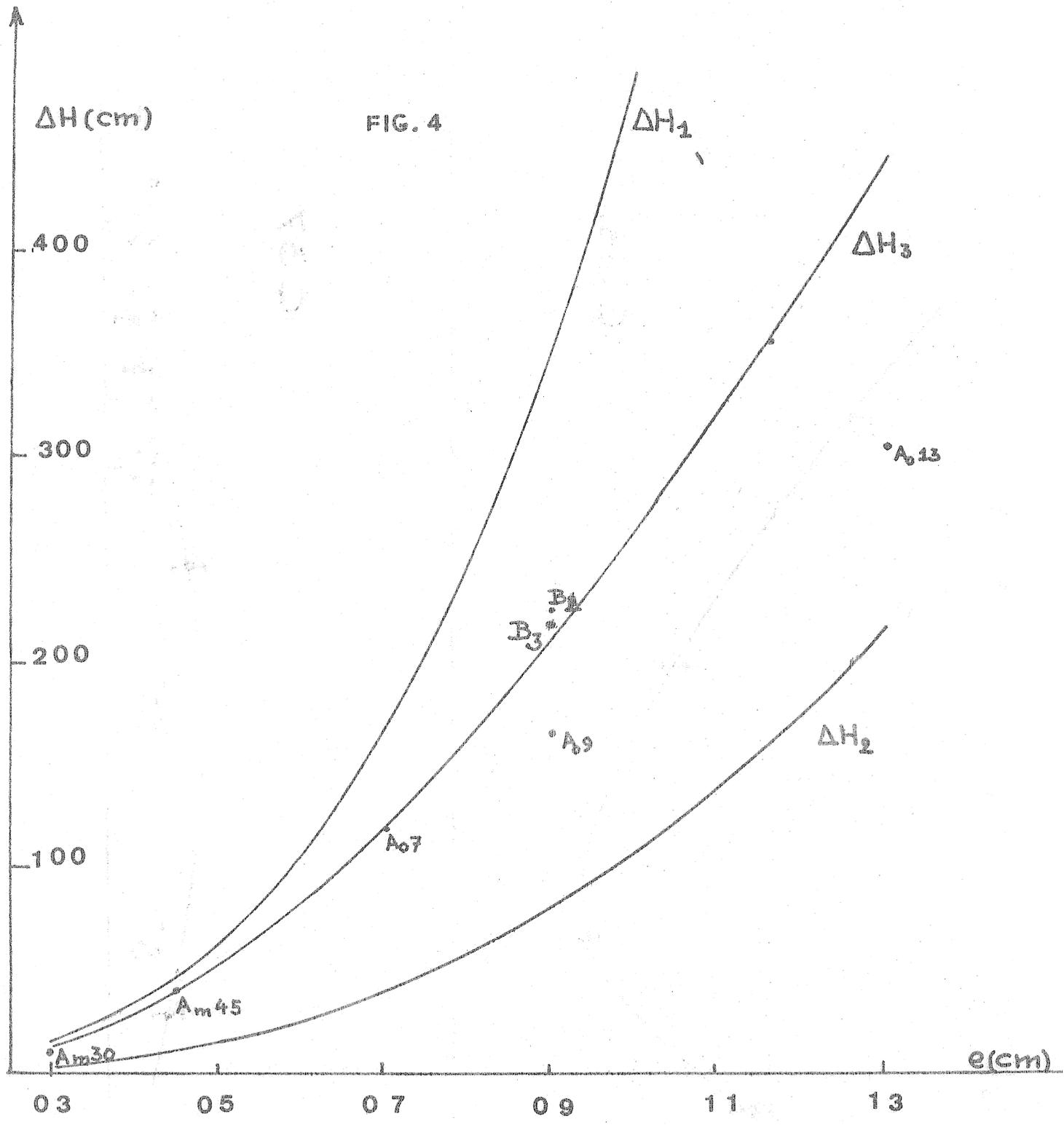
Ce tableau résume les étalonnages effectués en 1964, 65, 66. Il donne les coefficients a et b de la droite de sensibilité, calculés par moindres carrés.

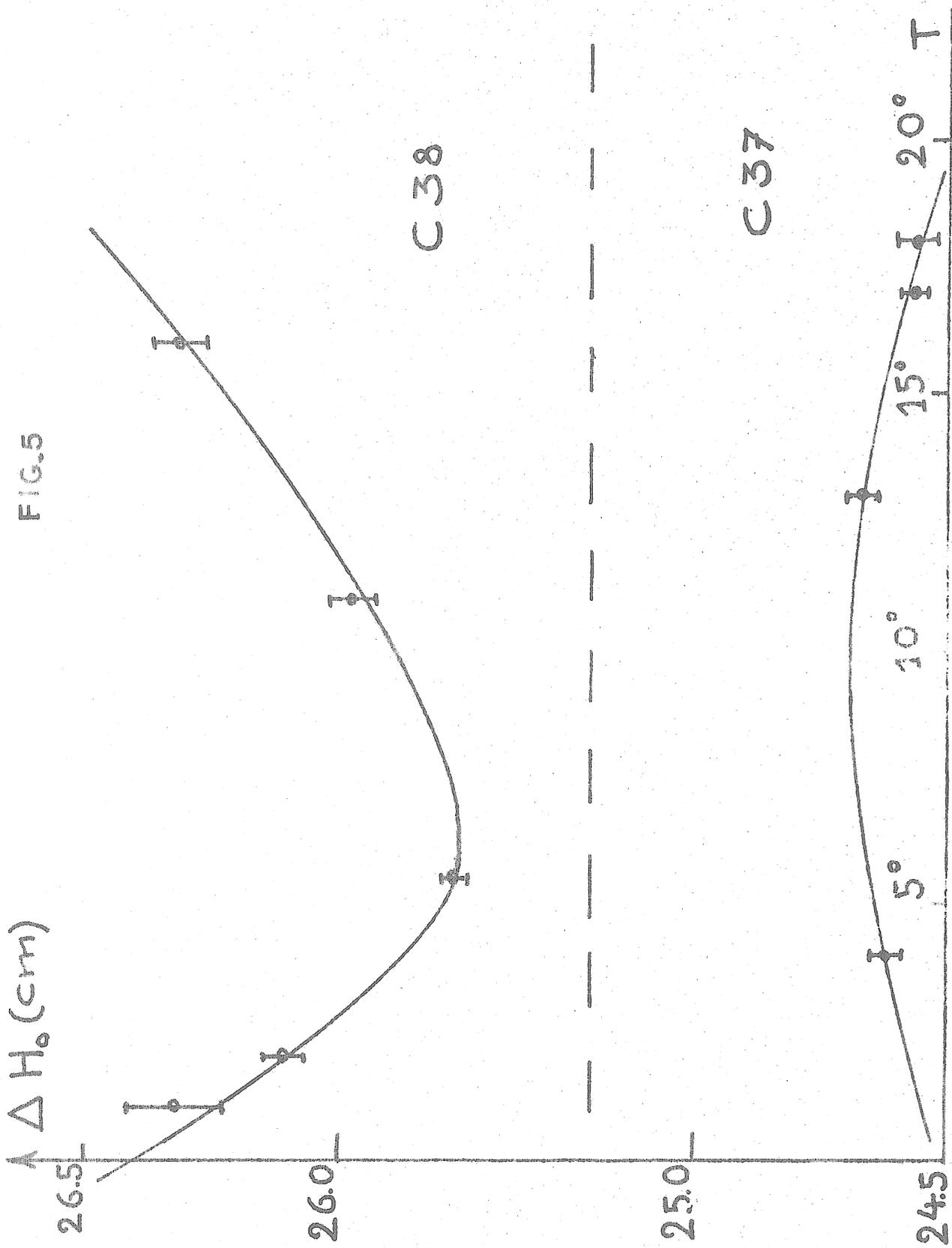
Il donne l'écart type $S_y = \sqrt{\frac{\sum \delta y_n^2}{K-2}}$ où K est le nombre de points.

Il renseigne également la valeur de ΔH pour H = 2 m et l'erreur quadratique moyenne correspondante.

FIG. 3







BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. DUCARME
Étalonnage interférométrique des crapaudines dilatables
(mémoire présenté pour l'obtention du grade de licencié en Sciences Physiques. Université Catholique de Louvain, 1965).
- [2] J. VERBAANDERT
L'étalonnage des pendules horizontaux
(communication de l'O.R.B. N° 214).
- [3] J. VERBAANDERT
Nouvel interféromètre pour l'étalonnage des crapaudines dilatables
(cinquième symposium International sur les marées terrestres p. 197, communication de l'O.R.B. N° 236).
- [4] LOVE
A treatise on the mathematical theory of elasticity. Ch XXII
(New York, Dover Publications).
- [5] F.P. ZIMMERLI, W.P. WOOD and G.D. WILSON
The effect of temperature upon the torsional modulus of spring materials
(American society for Testing Materials, Vol. 30, part II).
- [6] P. J. MELCHIOR
The Earth Tides
(Pergamon Press, 1966).
- [7] P. J. MELCHIOR
Un système d'étalonnage automatique programmé pour les stations clinométriques souterraines.
(Bull. Inf. Marées Terrestres, N° 44 pp. 1707-9 1966)
-

EMPIRISCHE BESTIMMUNG DER MEERESGEZEITENWIRKUNGEN UND DES EINFLUSSES
DER GANZTÄGIGEN NUTATION DER ERDE AUF DIE LOPFSCHWANKUNGEN IM KALISALZ-
BERGWERK TIEFENORT

Diétrich SIMON

Institut für theoretische Physik und Geophysik, Bergakademie Freiberg

ZUSAMMENFASSUNG

Nach Abzug der Luftdruckstörungen ergibt sich aus der Übereinstimmung der Verminderungsfaktoren der NS-Richtung mit den ganztägigen Tiden der EW-Komponente, dass der Meeresgezeiteneinfluss in der ersten Richtung zu vernachlässigen ist.

Die Wirkung der atlantischen Gezeiten auf die halbtägigen Tiden der EW-Komponente wird nach Corkan über das Amplitudenverhältnis der Meerestiden an der europäischen Westküste abgeschätzt. Die Schätzwerte kommen den wirklichen Störungen sehr nahe und liefern damit einen indirekten Beweis für die Richtigkeit der Voraussetzungen.

Ein Vergleich der korrigierten Gezeitenresultate mit langjährigen Mittelwerten zeigt die Fragwürdigkeit der Mittelungsmethode vornehmlich bei den ganztägigen Tiden. Systematische Verfälschungen durch konstante Störvektoren mit wenig veränderlicher Phasenverschiebung gegen die theoretischen Gezeiten, die nachweislich existieren, können durch vektorielle Mittelbildung nicht beseitigt werden. Der Verminderungsfaktor von K_1 , $\gamma = 0,77$ in beiden Richtungen, ist grösser als die Werte aller korrigierten übrigen Tiden von 0,63 bzw. 0,64. Da alle Störeffekte kleiner sind, hat man es hier möglicherweise mit dem Einfluss der von Jeffreys und Molodjenskij berechneten ganztägigen Nutation der Erde zu tun.

Als Ergebnis der Horizontalpendelregistrierungen von Tiefenort erscheint nach Abzug aller Nebeneffekte ein Verminderungsfaktor von $0,63 \pm 0,02$ als plausibelster Wert von γ für alle Tiden. Dieser Wert stimmt gut mit den von Schweydar aus den Meeresgezeiten mit ganz- und halbmonatlicher Periode abgeleiteten Konstanten von 0,661 bzw. 0,642 überein.

Der Unterschied gegenüber dem von Schweydar über die Tide O_1 aus Horizontalpendelmessungen bestimmten Wert von $\gamma = 0,841$ erklärt sich wahrscheinlich aus einer systematischen Verfälschung der Schweydarschen Resultate durch die Anwendung des Mittelungsverfahrens und systematische Beobachtungsfehler.

1. Luftdruckkorrektur der ganztägigen Tiden.

Zur Elimination der Luftdruckfehler aus klinometrischen Gezeitenresultaten diente in einer früheren Veröffentlichung [1] ein graphisches Verfahren: Die Korrelation der unregelmässigen Anteile von Luftdruck- und Gezeitenaufzeichnungen hatte ergeben, dass der Luftdruckeinfluss in beiden Azimuten etwa gleich gross ist. Daraus erhält man die luftdruckfreien Komponenten durch die Forderungen:

- a) die Beträge der sogenannten Störvektoren (vektorielle Differenzen der Beobachtungsergebnisse gegen den Näherungswert mit der Orientierung Näherungswert \rightarrow Beobachtungswert) müssen von Zentraltag zu Zentraltag den entsprechenden Luftdruckamplituden bis auf einen gemeinsamen Faktor gleich sein. Dabei sind die Luftdruckamplituden auf die theoretischen Gezeiten der zugehörigen Neigungsrichtung normiert :
- b) da die theoretischen Gezeiten der EW-Komponente denen der NS-Komponente um 90° vorauslaufen, haben ihre Störvektoren wegen der Gleichzeitigkeit der Luftdruckeinwirkungen eine Phasendifferenz von 90° . Von den Ausschlagsrichtungen der Pendel bei Luftdruckanstieg hängt es ab, ob die Störvektoren des einen oder des anderen Pendels vorauslaufen. Durch Vergleich der Percey'schen Gänge können die Ausschlagsrichtungen vorher bestimmt werden.

Bei der Anwendung des Verfahrens erwiesen sich die harmonischen Konstanten $\gamma = 0,63$; $\phi = -8^\circ$ (NS) und $\gamma = 0,63$; $\phi = -2^\circ$ (EW) als geeignete Näherungswerte für die Tiden O_1 und Q_1 (Anlage 1 und 2). Hingegen befriedigte die Korrelation mit den Luftdruckschwankungen im Falle der Tide K_1 nicht. Anlage 3 bringt nun die Ergebnisse einer Luftdruckkorrektur der Tide K_1 mit anderen Näherungswerten für jeweils 18 harmonische Analysen von Gezeitenregistrierungen der Schweydarpendel S_2 (NS) und S_1 (EW). Hier haben die Zentraltage von jeweils 10 Analysen Abstände von mindestens 10 Tagen. Ausserdem wurden zu Zeiten extrem starker Luftdruckstörungen 2 Folgen von Analysen mit Zentralstunden in Intervallen von 2 Tagen angefertigt.

Aus der Abbildung geht hervor, dass die neuen Bezugswerte von $\gamma = 0,77$; $\phi = -5^\circ$ (NS) und $\gamma = 0,77$; $\phi = 1^\circ$ (EW) gute Näherungen für die luftdruckfreien Komponenten darstellen, denn die Forderungen a) und b) sind im Wesentlichen erfüllt. Das Korrektungsverfahren liefert demnach mindestens im Falle der Tiden K_1 und O_1 verhältnismässig sichere Werte in beiden Azimuten. Bei der wesentlich kleineren Tide Q_1 wird die Genauigkeit durch Gerätestörungen, Ablesefehler und durch den sehr hohen Luftdruckanteil von maximal 400 % in stärkerem Masse beeinträchtigt, so dass man nur unter günstigen Verhältnissen (z. B. in der Periode Januar bis März 1961) zu brauchbaren Resultaten kommt.

Zur Abschätzung der Luftdruckfehler bei den halbtägigen Wellen dienen die Abbildungen 1 und 2. Sie liegen die Fehler bei N_2 und M_2 an der Grenze der Messgenauigkeit sowohl der Luftdruckaufzeichnungen (0,1 mbar) als auch der klinometrischen Registrierungen. Ein erheblich grösserer Störungsanteil der Tide S_2 konnte im Beobachtungszeitraum nicht eliminiert werden, weil die harmonischen Resultate eine zu geringe Streuung besaßen, d.h. die Beträge und Phasen der Störvektoren zu wenig schwankten.

Hier liegt offenbar ein typisches Beispiel für eine systematische Verfälschung der harmonischen Konstanten vor, die sich durch vektorielle Mittelung nicht beheben lässt. Sie beträgt immerhin etwa 10 % (EW) beziehungsweise 12 % (NS) der reinen Gezeitenschwankung $\gamma = 0,63$.

2. Zur Mittelungsmethode.

Die Anwendungsmöglichkeiten und Grenzen der zur Zeit üblichen Mittelungsmethode ergeben sich aus einer Gegenüberstellung der durch Elimination der Luftdruckstörungen erhaltenen Werte und der vektoriellen Mittelwerte, die aus den gleichen harmonischen Resultaten gewonnen wurden (Tabelle 1 und 2).

Tabelle 1 NS-Komponente

Zeit	Methode	Analysen- anzahl	α_1	α_1	K_1	N_2	M_2	S_2
Okt. 1960 bis März 1961	Luftdruck- korrektur	18	0,53 -2°	0,63 -2°	0,77 +1°	-	-	-
Okt. 1960 bis März 1961	Vektorielle Mittelbildung	18	0,265 ± 0,209 -23,9° ± 50,9°	0,697 ± 0,066 2,5° ± 3,3°	0,746 ± 0,038 -0,9° ± 2,3°	0,864 ± 0,050 -2,9° ± 2,4°	0,836 ± 0,011 -9,5° ± 0,8°	0,756 ± 0,030 -10,7° ± 2,1°
Okt. 1960 bis März 1961	Vektorielle Mittelbildung	10	0,324 ± 0,205 2,6° ± 30,5°	0,674 ± 0,059 2,7° ± 4,2°	0,749 ± 0,032 -1,2° ± 2,5°	0,863 ± 0,048 -3,0° ± 2,5°	0,837 ± 0,014 -9,8° ± 0,8°	0,748 ± 0,034 -10,2° ± 2,2°
Juni 1960 bis Dez. 1963	Vektorielle Mittelbildung	51	0,480 ± 0,126 2,5° ± 0,6°	0,669 ± 0,006 3,8° ± 0,5°	0,737 ± 0,002 1,7° ± 2,6°	0,846 ± 0,008 0,5° ± 3,9°	0,841 ± 0,006 -9,2° ± 0,3°	0,773 ± 0,036 -10,6° ± 0,5°

Tabelle 2 NH-Komponente

Zeit	Methode	Analysen- anzahl	α_1	α_1	K_1	N_2	M_2	S_2
Okt. 1960 bis März 1961	Luftdruck- korrektur	18	0,53 -2°	0,63 -2°	0,77 +1°	-	-	-
Okt. 1960 bis März 1961	Vektorielle Mittelbildung	18	0,265 ± 0,209 -23,9° ± 50,9°	0,697 ± 0,066 2,5° ± 3,3°	0,746 ± 0,038 -0,9° ± 2,3°	0,864 ± 0,050 -2,9° ± 2,4°	0,836 ± 0,011 -9,5° ± 0,8°	0,756 ± 0,030 -10,7° ± 2,1°
Okt. 1960 bis März 1961	Vektorielle Mittelbildung	10	0,324 ± 0,205 2,6° ± 30,5°	0,674 ± 0,059 2,7° ± 4,2°	0,749 ± 0,032 -1,2° ± 2,5°	0,863 ± 0,048 -3,0° ± 2,5°	0,837 ± 0,014 -9,8° ± 0,8°	0,748 ± 0,034 -10,2° ± 2,2°
Juni 1960 bis Dez. 1963	Vektorielle Mittelbildung	51	0,480 ± 0,126 2,5° ± 0,6°	0,669 ± 0,006 3,8° ± 0,5°	0,737 ± 0,002 1,7° ± 2,6°	0,846 ± 0,008 0,5° ± 3,9°	0,841 ± 0,006 -9,2° ± 0,3°	0,773 ± 0,036 -10,6° ± 0,5°

Die zweiten Zeilen berücksichtigen auch die Resultate der harmonischen Analysen mit zweitägigem Abstand. Um den Werten mit hohem Luftdruckanteil kein zu grosses Gewicht zu geben, wurden in den dritten Zeilen die vektoriellen Mittelwerte aus nur 10 zehntägigen Analysen berechnet. In den vierten Zeilen sind schliesslich die Mittelwerte der Resultate aller vorliegenden harmonischen Analysen nach Doodson aus den Jahren 1960 - 1963 zusammengestellt * [3]

Die Tabellen zeigen, dass die Mittelwerte von den korrigierten Werten erheblich abweichen. In den meisten Fällen liegen die letzteren nicht einmal im Schwankungsbereich der Mittelwerte. Die mögliche Ursache dieser Erscheinung ist die Existenz störender Luftdruckschwankungen mit relativ konstanter Phasendifferenz gegen die theoretischen Phasen der Neigungstiden. Wenn auch die Amplituden wenig veränderlich sind, schwanken die Resultanten aus Gezeitenanteilen und Störvektoren nur geringfügig. Die angegebenen mittleren Fehler sagen demnach nichts über die wahre Grösse der Störanteile aus. Sie erlauben lediglich Rückschlüsse auf das Vorhandensein variabler Störkomponenten. Bei den halbtägigen Tiden M_2 und N_2 sind die Luftdruckstörungen so klein, dass die Gefahr einer systematischen Verfälschung gering ist. Hier ist das Mittelungsverfahren anwendbar.

3. Abschätzung des Meeresgezeiteneinflusses.

Aus den korrigierten Resultaten der ganztägigen und den mittleren Werten der halbtägigen Wellen für die Zeit vom Juni 1960 bis Dezember 1963 [3] erhält man als vorläufige Resultate von Tiefenort die in der Tabelle 3 angegebenen Werte.

In der Tabelle fällt die gute Ubereinstimmung der Verminderungsfaktoren der halb- und ganztägigen Tiden (mit Ausnahme von K_1) in der NS-Richtung auf sowie die Gleichheit der Verminderungsfaktoren bei den ganztägigen Tiden der beiden Komponenten. Die Ähnlichkeit der Werte in der NS-Komponente veranlasst zu der Annahme, dass der Einfluss der Meeresgezeiten in dieser Richtung in Mitteleuropa sehr klein und der Verminderungsfaktor 0,63 ein guter Näherungswert für den von Störungen freien primären Gezeiteneffekt sind.

Damit erklären sich die höheren Werte der halbtägigen Glieder der EW-Komponente aus dem Einfluss der atlantischen Meeresgezeiten durch den "gegen die Festländer ausgeübten Druck und die Anziehungskraft der bewegten Wassermassen" [14].

Erheblich geringer ist dagegen die Verfälschung der ganztägigen Glieder in dieser Richtung. Eine theoretische Berechnung der meeresgezeitenbedingten Neigungen ist wegen der ungenügenden Kenntnis der regionalen Einflussfunktion zunächst unsicher und kann erst dann durchgeführt werden, wenn an genügend vielen Messpunkten der Meeresgezeiteneinfluss bekannt ist.

* Die Werte der Welle S_2 wurden in Klammern gesetzt, weil hier die nötige Luftdruckkorrektur noch aussteht.

Tabelle 3 Schweydarpendel

Erdzeitenresultate
von Tiefenort

Komponente	ϱ_1	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
S_2 Nord-Süd	0,63 - 8°	0,63 - 8°	0,77 - 5°	0,63 - 5°	0,64 - 8°	(0,66) (- 1°)
S_1 Ost-West	0,63 - 2°	0,63 - 2°	0,77 1°	0,85 - 1°	0,84 - 9°	(0,77) (-11°)

Tabelle 4 Mittlere Amplitudenverhältnisse
der Meerestiden

Bereich	Region	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	ϱ_1
Nordsee	I	100	: 30	: 20	: 8	: 8	: 1
Atlantik	II	100	: 30	: 20	: 12	: 5	: 1
Nordsee	III	100	: 25	: 15	: 6	: 8	: 2
Nordsee	IV	100	: 30	: 20	: 8	: 10	: 2
Irishes Meer	V	100	: 30	: 20	: 8	: 10	: 2
Kanal	VI	100	: 30	: 20	: 6	: 2	: 1
Atlantik	VII	100	: 30	: 20	: 5	: 6	: 2
Atlantik	VIII	100	: 30	: 25	: 10	: 0	: 2
Mittelmeer	IX	100	: 50	: 33	: 50	: 33	: 0
Mittelmeer	IX	100	: 60	: 18	: 70	: 23	: 5
Ostsee	X	entfällt					
Ostsee	XI	entfällt					

Zur empirischen Bestimmung nach dem Vorgange von Corkan [4] genügen im Falle der Station Tiefenort bereits die Amplitudenverhältnisse der grössten atlantischen Meerestiden.

In Tabelle 4 gingen die harmonischen Konstanten von Pegelmessungen an etwa 100 Küstenstationen und Inseln im Bereich des Atlantischen Ozeans und der Randmeere ein [5], deren geographische Verteilung in der Abbildung 3 zu sehen ist.

Die Tabelle bringt die mittleren Amplitudenverhältnisse der 6 Haupttiden für die 11 Küstenregionen, in denen die meisten der gewählten Messstellen liegen.

Um einen Überblick über die absoluten Beträge der Gezeitenamplituden zu geben, wurde in Tabelle 5 für jede Region eine typische Station ausgewählt und die beobachteten Gezeitenamplituden in Zentimetern angegeben.

Es zeigt sich die wohlbekannte Vernachlässigbarkeit der Gezeiten im Ostseeraum gegen die atlantischen Tiden. Im Mittelmeer haben die Gezeiten ebenfalls sehr geringe Amplituden (Toulon), jedoch treten in der Adria (Venedig) und anderen Nebenmeeren sogenannte Mitschwingsgezeiten auf [6], die beträchtliche Hubhöhen erreichen können. Sie sind jedoch örtlich begrenzt.

Da die Meeresgezeiten im Norden und Süden von Tiefenort in Übereinstimmung mit den Klinometermessungen wenig ins Gewicht fallen, rührt der Haupteinfluss somit vom Atlantik und der Nordsee her. Man erhält für den mittleren Nordatlantik von Spanien bis in den Raum von Nordirland ein mittleres Amplitudenverhältnis der Meeresgezeitenwellen $M_2 : S_2 : N_2 : K_1 : O_1 : Q_1$ von etwa 100 : 30 : 20 : 8 : 10 : 2 (Tabelle 6).

Bei der Abschätzung des Meeresgezeitenanteils der EW-Komponente ist zu beachten, dass wegen der unterschiedlichen primären Gezeitendeformationen, die sich in den theoretischen Gezeiten ausdrücken, die Meeresgezeiten verschieden stark in die Verminderungsfaktoren der einzelnen Tiden eingehen. Dies wird durch die Einführung von Amplitudenfaktoren $a_i = \frac{II_{M_2}}{II_i}$

(Tabelle 6 ; 3. Zeile) berücksichtigt, wobei II_{M_2} bzw. II_i die theoretischen Amplituden von M_2 bzw. einer anderen Tide bedeuten. Damit lautet das Amplitudenverhältnis jetzt :

$$M_2 : S_2 : N_2 : K_1 : O_1 : Q_1 = 100 : 30 a_{S_2} : 20 a_{N_2} : 8 a_{K_1} : 10 a_{O_1} : 2 a_{Q_1}.$$

Wäre der Meeresgezeitenanteil einer Tide in den klinometrischen Resultaten bekannt, so könnte man auch die Amplituden der übrigen Tiden abschätzen..

Wegen der Ähnlichkeit der Resultate der NS-Komponente ist der Wert $\gamma = 0,63$, $\phi = -8^\circ$ als beste Näherung der unverfälschten Gezeitenkomponente auch in der EW-Richtung anzusehen. Seine vektorielle Differenz gegen die beobachtete M_2 -Tide beträgt $\Delta\gamma = 0,21$; $\phi = -12^\circ$. Mit dem Wert von 0,21 ergeben sich aus der Amplitudenrelation die in der vierten Zeile der Tabelle 6 angegebenen Meeresgezeitenstörungen. Diese Werte stimmen ausgezeichnet mit den Differenzen der beobachteten halbtägigen Neigungswellen S_2 und N_2 gegen den angenommenen unverfälschten Gezeitenwert überein (Zeile 5). Damit ist ein indirekter Beweis für die Richtigkeit unserer Abschätzungen gegeben.

Tabelle 5 Zur Abschätzung der absoluten Gezeitenamplituden in cm

Bereich	Region	Repräsentative Station	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁	Q ₁
Nordsee	I	Bergen	44	16	9	3	3	1
Atlantik	II	Bodö	87	29	18	11	4	2
Nordsee	III	Cuxhaven	123	31	24	7	5	1
Nordsee	IV	Tyne-Mündung	158	53	30	12	14	3
Irishes Meer	V	Dublin	134	40	27	10	11	3
Kanal	VI	Charbourg	188	69	38	9	6	3
Atlantik	VII	La Rochelle	174	62	35	6	7	2
Atlantik	VIII	Vigo	109	40	26	9	9	2
Mittelmeer	IX	Toulon	6	3	2	3	2	0
Mittelmeer	IX	Venedig	23	14	4	18	5	1
Ostsee	X	Wismar	1	1	0	2	2	0
Ostsee	XI	Gjedser	4	1	1	2	1	0

Tabelle 6 Abschätzung des Meeresgezeiten-einflusses auf die EW-Komponente

	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁	Q ₁
Mittleres Verhältnis der Meeresgezeiten an der Atlantikküste	100	: 30	: 20	: 8	: 10	: 2
Verhältnis der theoretischen Neigungsgezeiten (EW-Komponente) in Tiefenort	2,974	: 4,653	: 1,909	: 7,111	: 5,045	: 0,9663
Amplitudenfaktor $= \frac{H_{M_2}}{H}$	1	2,143	5,222	1,402	1,977	10,32
Meeresgezeitenanteil, wenn M ₂ = 0,21	0,21	0,15	0,22	0,02	0,04	0,04
Vektorielle Differenz zwischen den beobachteten Halbtagsgeseiten und dem angenommenen reinen Gezeitenwert	$\frac{0,34-9^0}{0,63-8^0}$ 0,21-12 ⁰	$\frac{0,77-11^0}{0,63-8^0}$ 0,15-22 ⁰	$\frac{0,65-1^0}{0,63-8^0}$ 0,24+26 ⁰			

Das Fehlen einer Meereszeitenstörung der NS-Richtung in Tiefenort kann nur dadurch erklärt werden, dass der Haupteffekt durch die Bewegung der Wassermassen in grösserer Entfernung von der Küste hervorgerufen wird. Denn sonst gäbe es eine nordsüdliche Störungskomponente durch die Gezeiten der nordwestlich gelegenen Nordsee. Über die Gezeiten im atlantischen Ozean jenseits des Schelfsrandes ist aber nichts bekannt, da die herkömmlichen Hochseepegel nur bis zu einer Tiefe von 250 m eingesetzt werden können. Eine genaue Bestimmung der Störungen durch die Meeresgezeiten wird voraussichtlich in einigen Jahren möglich sein, wenn die Beobachtungen mit den sich gegenwärtig in den USA [7] und Frankreich [3] in der Entwicklung befindlichen Hochseepegeln, deren Reichweite 5000 m Meerestiefe und Genauigkeit ± 1 cm beträgt, genügend Material gebracht haben.

4. Einfluss der gantztägigen Nutation der Erde auf die Tide K_1

Die höheren Verminderungsfaktoren der Tide K_1 von 0,77 in beiden Richtungen können nach den vorstehenden Untersuchungen nicht durch Meeresgezeitenverfälschungen verursacht sein. Dazu ist die Differenz gegen die reine Gezeitenschwankung $\gamma K_1 - \gamma = 0,14$ viel zu gross.

Der Meeresgezeitenfehler in der EW-Richtung beträgt nach Tabelle 6 etwa 0,02, in der NS-Richtung ist er wahrscheinlich zu vernachlässigen. Andererseits war die Korrelation der Störvektoren mit den Luftdruckamplituden (Anlage 3) so gut, dass die bei der Luftdruckkorrektur begangenen Fehler gegen diese Differenz ebenfalls nicht ins Gewicht fallen.

Der Einfluss der übertägigen Temperaturschwankungen auf die Horizontalpendelaufzeichnungen im 300 m tiefen Salzbergwerk Tiefenort (thermoelastische Deformationen des Deckgebirges) ist in einer früheren Arbeit [9] untersucht worden und es gilt als unwahrscheinlich, dass er die Grössenordnung von 0,14 erreicht.

Aus diesen Gründen ist es nicht ausgeschlossen, dass man es hier mit einer systematischen Differenz der Verminderungsfaktoren zu tun hat, die theoretisch von H. Jeffreys und R. Vicente sowie von M.S. Molodjenskij vorausgesagt worden ist und auf die dynamischen Wirkungen des flüssigen Erdkerns zurückgeht. Freilich ist der Unterschied der Tiden K_1 und O_1 von 0,14 erheblich grösser als der theoretisch berechnete von 0,06 (Jeffreys) bzw. 0,04 (Molodjenskij) [12]. Doch hat auch Melchior [12] aus sehr sorgfältigen Messungen mit mehreren Horizontalpendeln in der EW-Richtung einen höheren Wert erhalten ($\gamma K_1 - \gamma O_1 = 0,08$).

Die vorliegenden Resultate haben gegenüber den ersten verhältnismässig sicheren Ergebnissen von Melchior * den Vorteil einer möglichen Berücksichtigung des Luftdruckeinflusses und der Meeresgezeitenstörungen, die in Belgien wegen der grösseren Küstennähe kräftiger und schwieriger zu überschauen sind. Hinzu kommt die Beobachtung des Effektes in beiden Azimuten.

Die Ergebnisse von Langzeitanalysen, die Prof. Melchior nach der Methode von Venedikov in den letzten Wochen erhalten hat, lassen vermuten, dass die Tide K_1 durch untertägige Temperaturschwankungen verfälscht wird. Die Luftdruckkorrektur der Resultate dieser Langzeitanalysen nach dem oben angegebenen Verfahren wird möglicherweise genauere Werte liefern.

* Durch Schwerebeobachtungen mittels Askaniagravimetern können dagegen nach [17,18] die Verminderungsfaktoren der Wellen K_1 und O_1 wahrscheinlich nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt werden, weil sich die Empfindlichkeit der Geräte im Rythmus der Gezeiten im Laufe eines Tages um 10 % ändern kann und die Aufzeichnungen dadurch verzerrt werden.

5. Die unverfälschte Gezeitenschwankung.

Als Ergebnis der Horizontalpendelmessungen von Tiefenort scheint nach Abzug aller Nebeneffekte ein Verminderungsfaktor von $0,63 \pm 0,02$ der plausibelste Wert von γ für alle Tiden zu sein. Dieser Wert stimmt gut mit den von verschiedenen Autoren aus den langperiodischen Meeresgezeiten abgeleiteten Konstanten für die Gezeiten der Erd feste überein. So hat z. B. Schweydar nach der Bearbeitung eines umfangreichen Materials aus der halbmonatlichen Mondflut $\gamma = 0,6614$ und aus der monatlichen $\gamma = 0,6422$ erhalten.

Der Tiefenorter Wert unterscheidet sich aber beträchtlich von dem Schweydar'schen Wert von 0,841, den dieser Autor [14] als Mittelwert der Welle O_1 aus 5-jährigen Horizontalpendelregistrierungen in einem 189 m tiefen Schacht in Freiberg/Sa. gefunden hat und für die beste Näherung von γ für die unverfälschte Gezeitenschwankung hielt.

Betrachtet man die Resultate der neuerdings nochmals von Melchior [15] analysierten Schweydar'schen Beobachtungsreihen, so fallen die ungewöhnlich starken Schwankungen der Einzelergebnisse aller Tiden auf. Derartige Schwankungen wurden bei neueren Registrierungen nicht wieder beobachtet. In stärkerem Masse als bei anderen Messreihen ist daher hier mit Verfälschungen der mittleren Analysenresultate zu rechnen. Wiederholungsmessungen durch Schneider [16] haben neuerdings gezeigt, dass die sehr kleinen Schweydar'schen Verminderungsfaktoren von 0,607 (EW) bzw. 0,540 (NS) der sonst verlässlichen M_2 -Tide wahrscheinlich nicht reell sind, sondern auf "unbekannte und daher unberücksichtigte systematische Effekte in den Schweydar'schen Messungen zurückzuführen sind" [16 : S. 51].

Die Mittelwerte der Schneider'schen Resultate stimmen verhältnismässig gut mit den entsprechenden Ergebnissen von Tiefenort überein (Tabelle 7), wenn man beachtet, dass der Beobachtungszeitraum nur 3 Monate betrug.

Mithin ist zu vermuten, dass man durch eine Luftdruck-Korrektur der Schneider'schen Ergebnisse zu ähnlichen Resultaten für die Meeresgezeitenwirkung und den Einfluss der Erdrotation gelangen könnte, wie sie im Falle der Station Tiefenort erhalten wurden.

Tabelle 7 Mittlere Ergebnisse der Horizontalpendel-
beobachtungen in Tiefenort und Freiberg

Tabelle 7

Nord-Süd-Komponente

Ort	Pendel	α_1	α_1	K_1	N_2	M_2	S_2
Tiefenort [3]	S ₂	1,315 ± 146	- 29,8° 20,1°	0,706 53	- 5,7° 0,3°	0,639 3	0,655 24
Freiberg (Schneider [16])	J ₂	1,448 ± 408	- 36,8° 15,9°	0,931 71	- 11,3° 4,8°	0,674 26	0,662 39
Freiberg (Schweydar [15])		-	-	1,321 291	+186,9° 5,1°	0,540 19	1,086 50
Freiberg (Schweydar [14])		-	-	-	-	0,593	1,109

Ost-West-Komponente

Ort	Pendel	α_1	α_1	K_1	N_2	M_2	S_2
Tiefenort [3]	S ₁	0,430 ± 126	2,5° 0,6°	0,669 6	3,3° 0,6°	0,841 6	0,773 36
Freiberg (Schneider [16])	J ₁	1,106 ± 292	-22,4° 15,0°	0,773 41	-30,5° 3,7°	0,807 13	0,783 45
Freiberg (Schneider [16])	J ₃	0,486 ± 197	- 4,4° 23,7°	0,695 40	24,3° 2,6°	0,815 12	0,735 41
Freiberg (Schweydar [15])		-	-	0,738 40	-0,6° 4,4°	0,607 18	0,667 48
Freiberg		-	-	0,808	-0,6°	0,574	0,655

ABBILDUNG 1
LUFTDRUCK ABSOLUT
NOV. 1960 - MÄRZ 1961

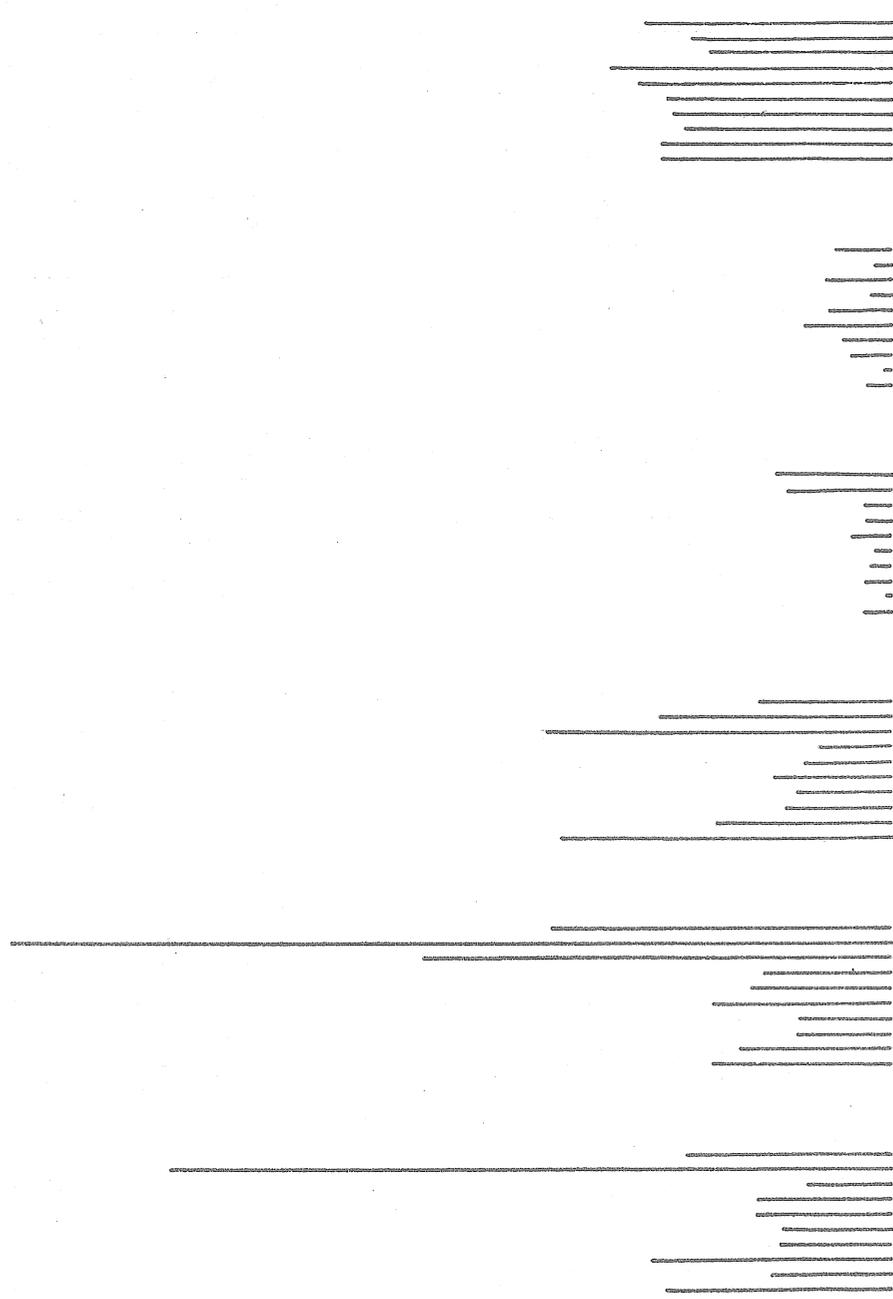
mbar

1.5

1.0

0.5

0.0



Q1

O1

K1

N2

M2

S2

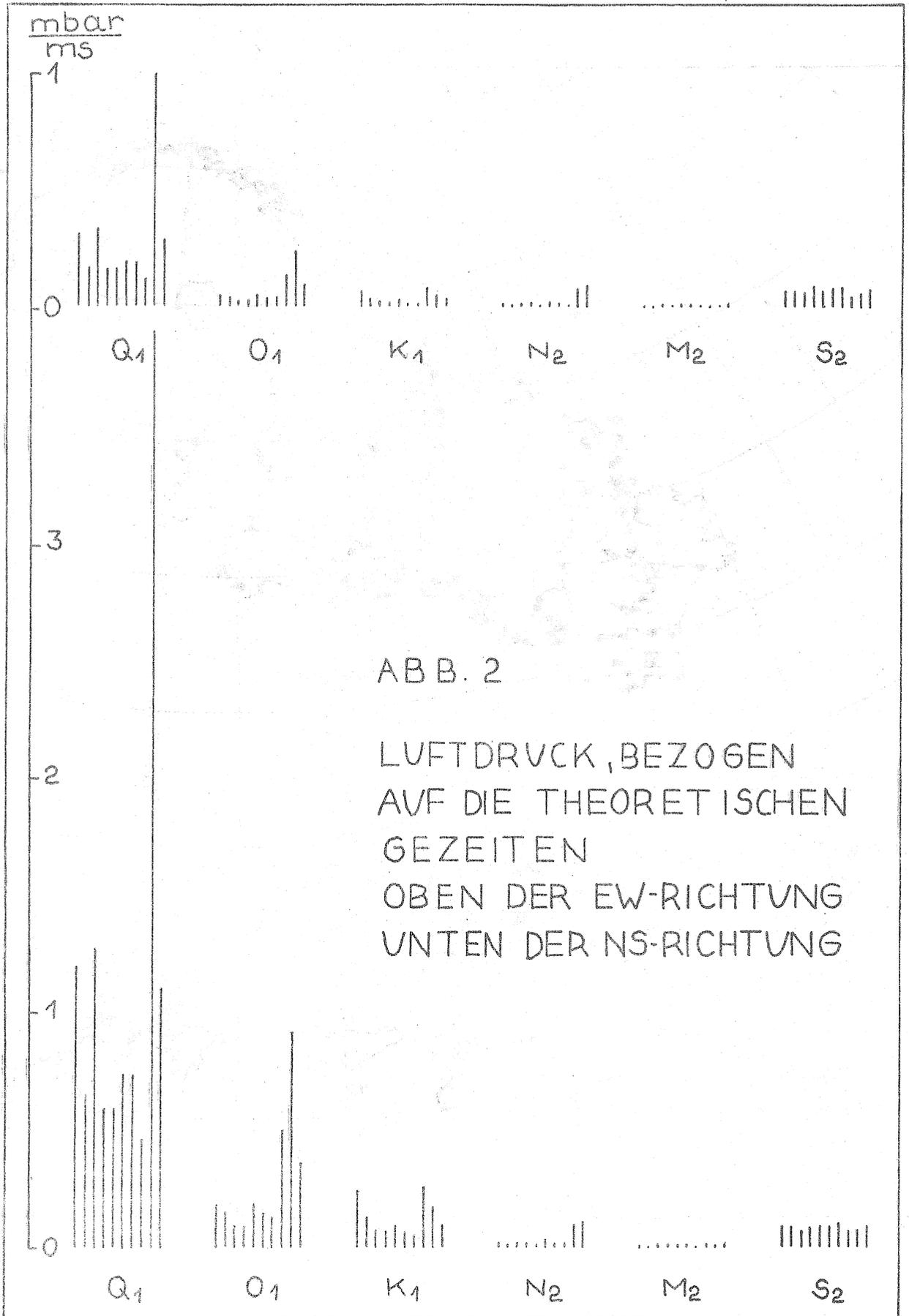


ABB. 2

LUFTDRUCK, BEZOGEN
AUF DIE THEORETISCHEN
GEZEITEN
OBER DER EW-RICHTUNG
UNTER DER NS-RICHTUNG

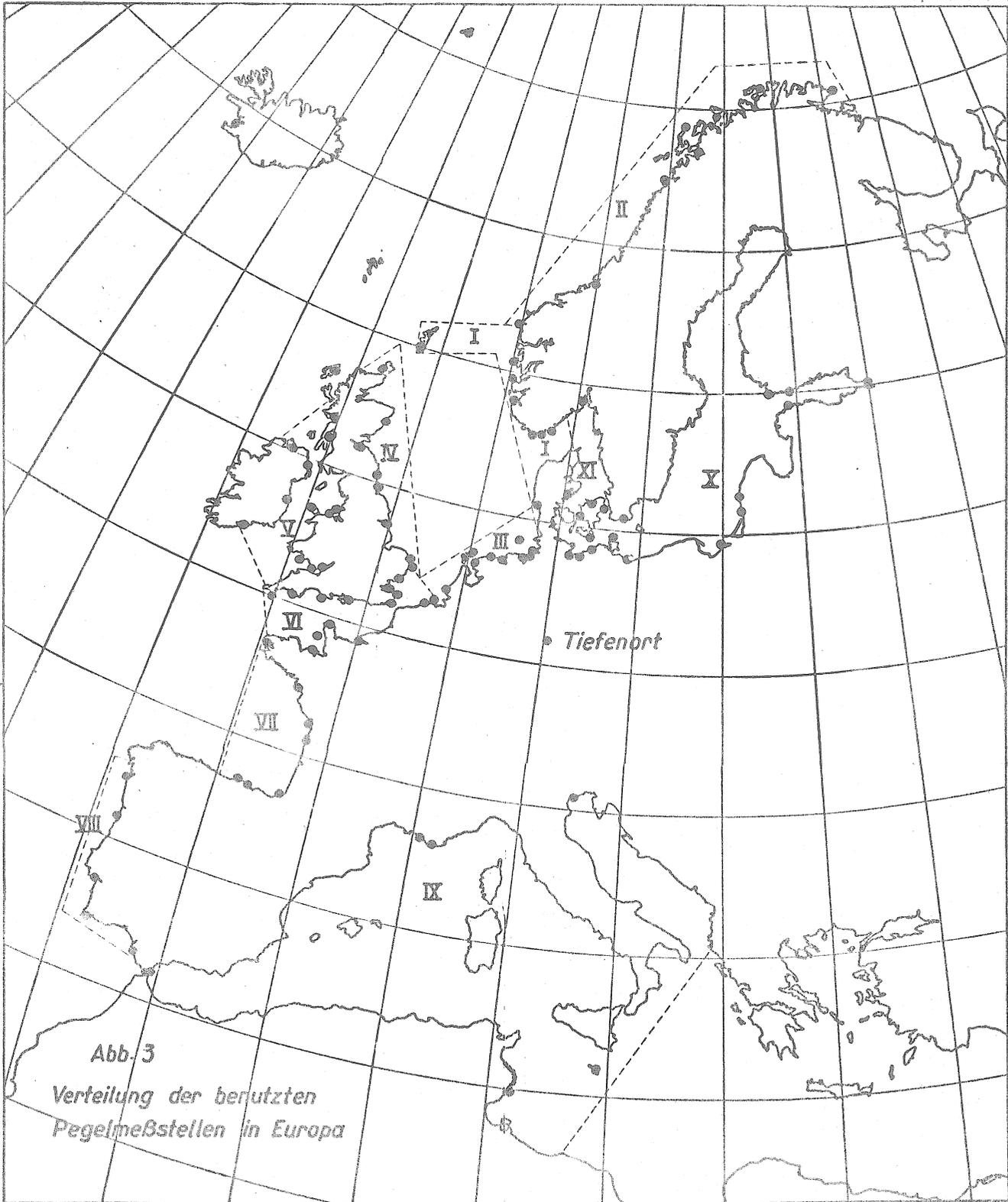
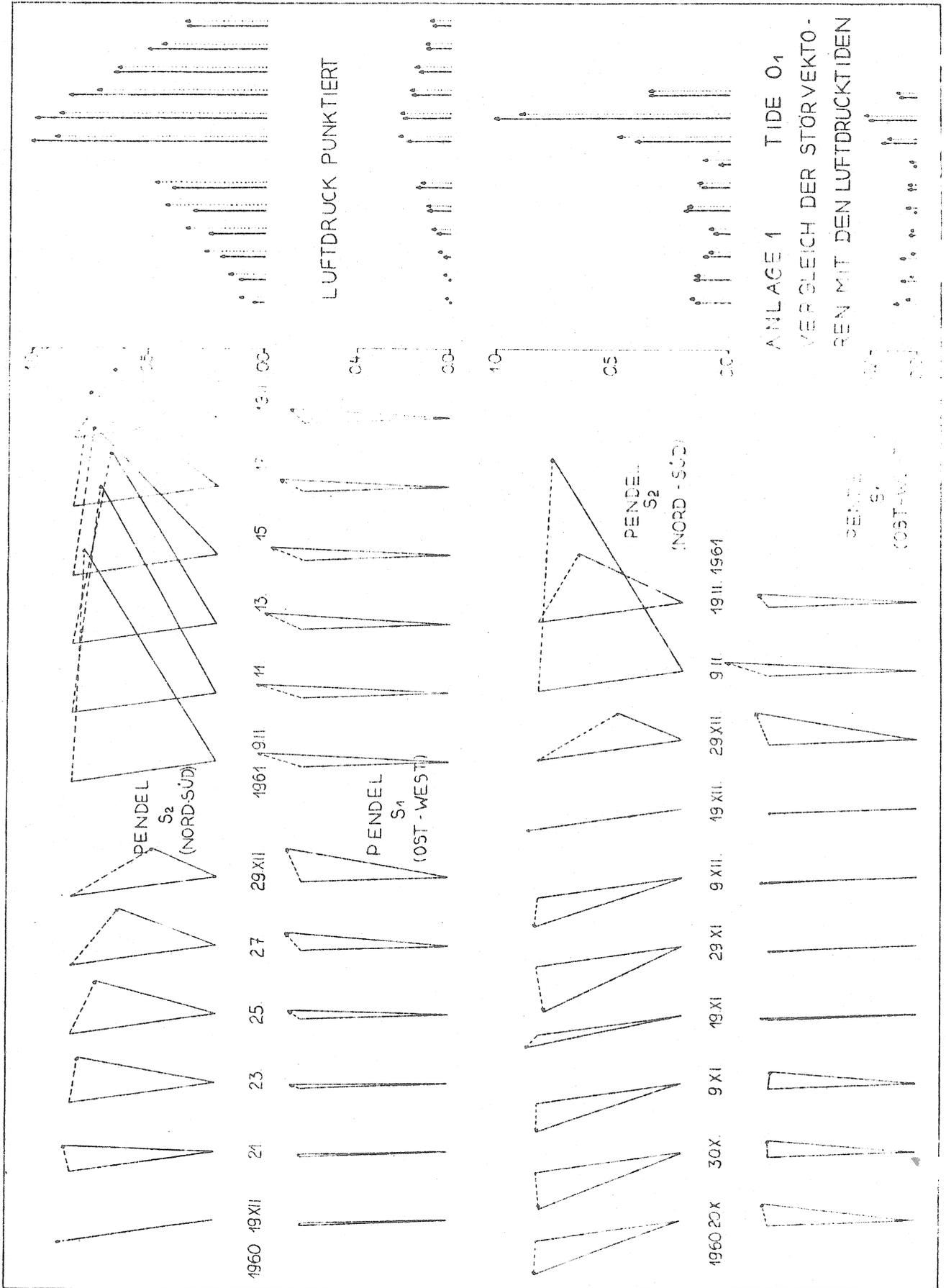
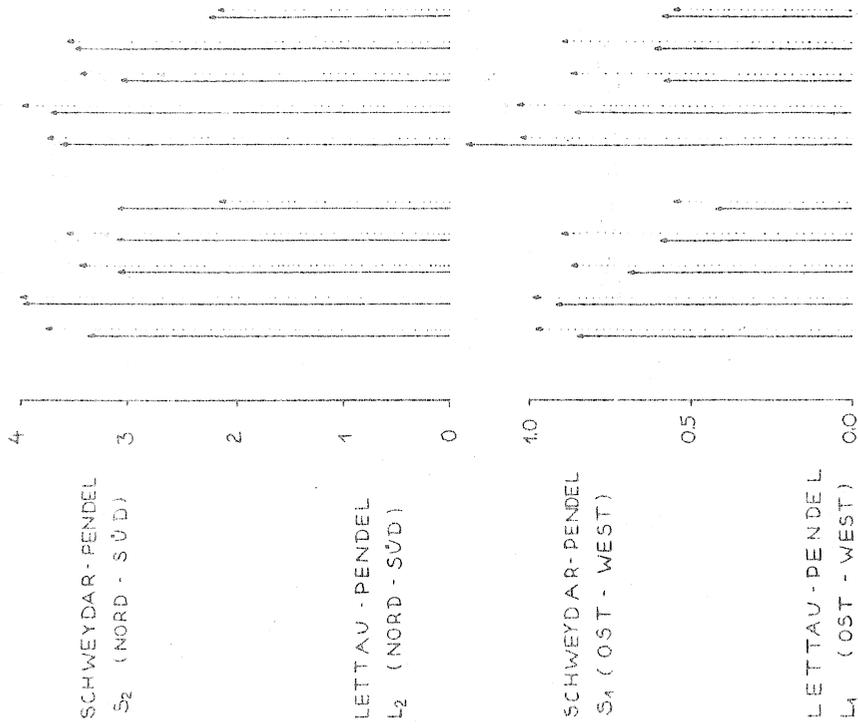


Abb. 3
Verteilung der benutzten
Pegelmeßstellen in Europa

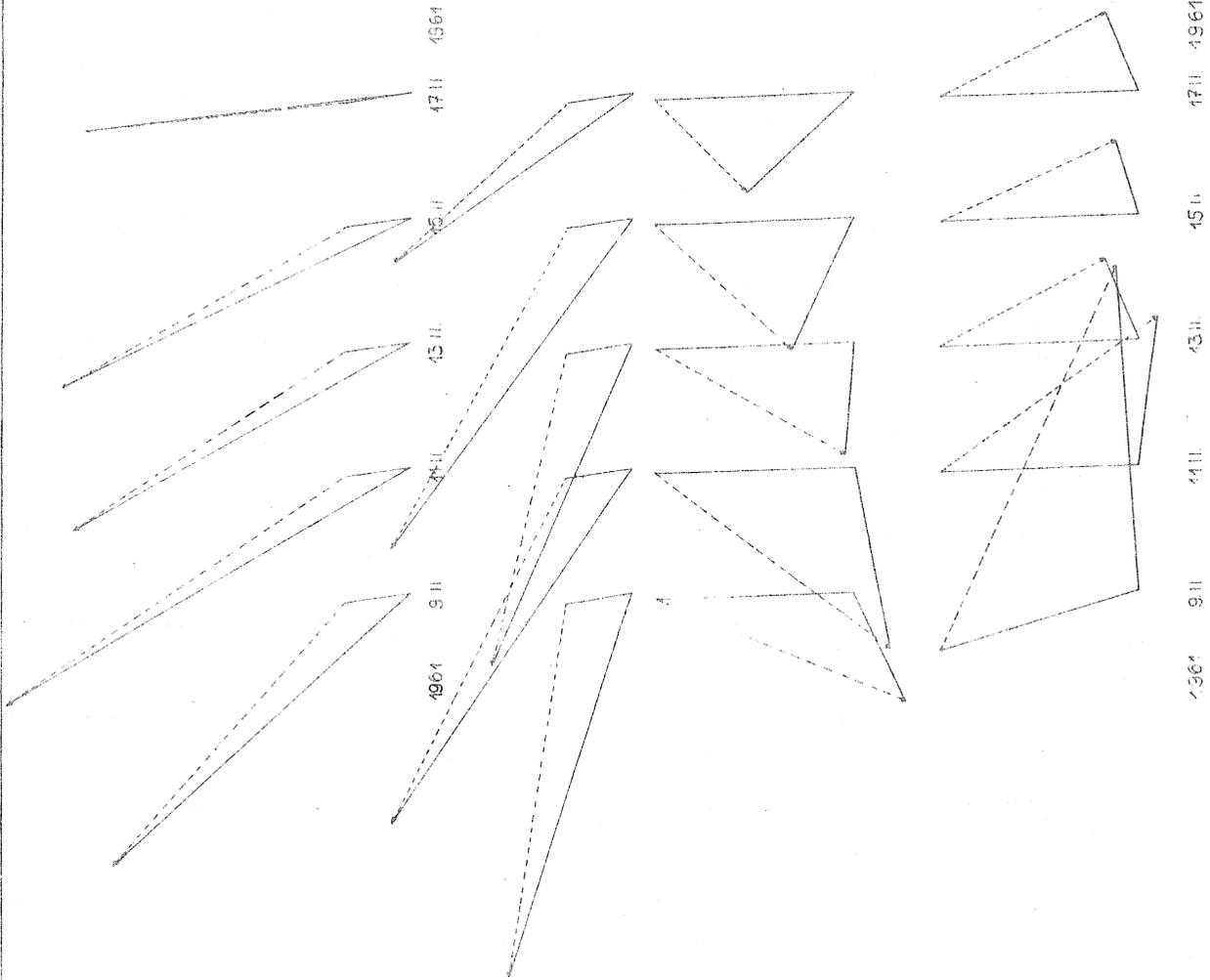


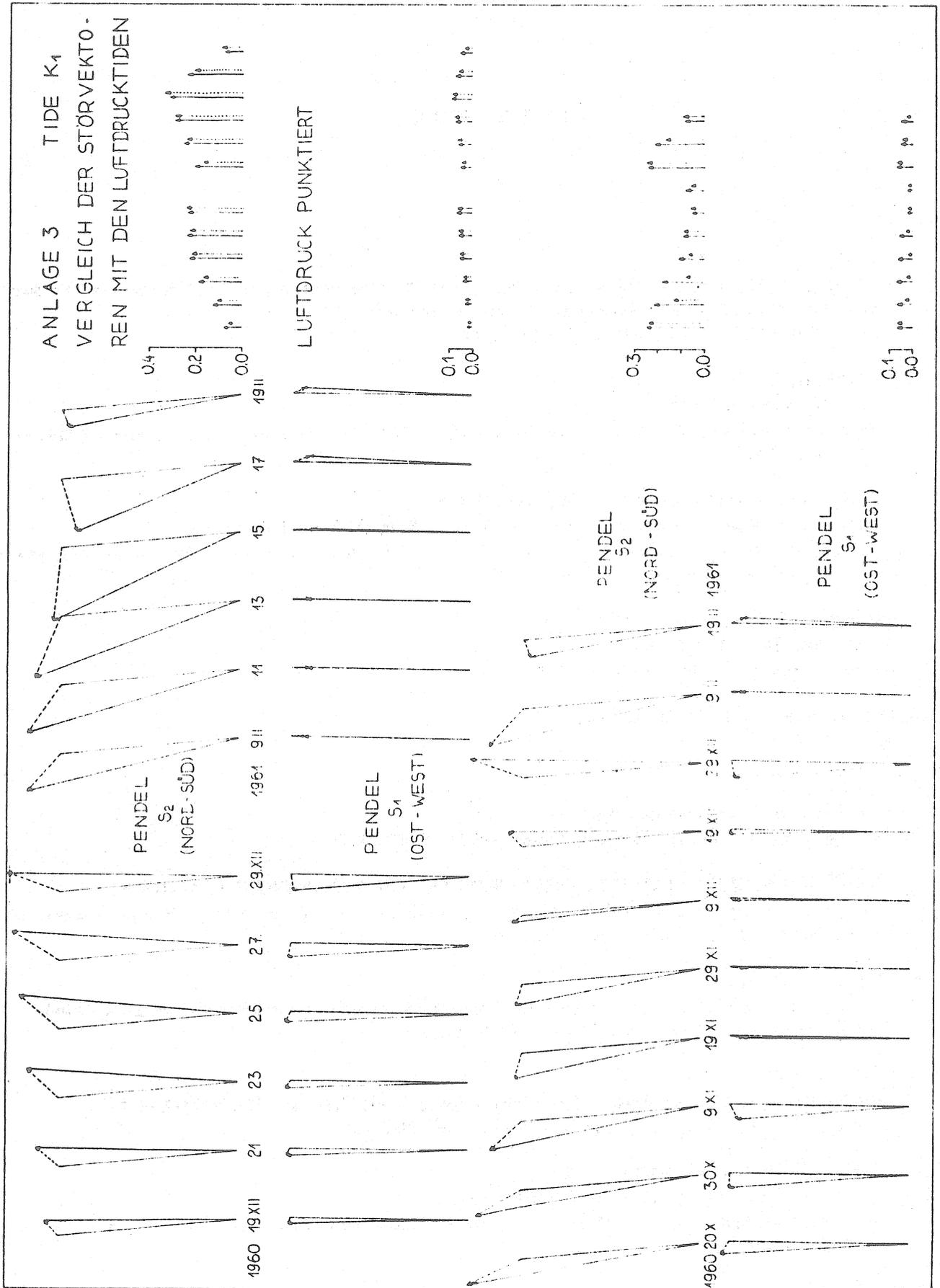
ANLAGE 2 TIDE Q₁
VERGLEICH DER STÖRVEKTO-
REN MIT DEN LUFTDRUCKTIDEN



LUFTDRUCK PUNKTIERT

PHASENVERZÖGERUNGEN DER LETTAUPENDEL
DURCH GERÄTESTÖRUNGEN BEDINGT [1]





L I T E R A T U R

1. SIMON, D.
Über den Einfluss von Luftdruckänderungen und Meereszeiten auf die Ergebnisse der harmonischen Analyse von Horizontalpendelaufzeichnungen.
Marées Terr. Bull. d'Inf., Bruxelles (1966) 11.
2. TOMASCHEK, R.
Tides of the Solid Earth
Handbuch d. Physik, Bd. XLVIII, Geophysik II, S. 775-815, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1957).
3. BUCHHEIM, W. PALLAS, W. und SCHNEIDER, M.
Feinneigungsmessungen mit Horizontalpendeln im Werra-Kalibergbauegebiet.
Unveröffentl. Forschungsabschlussbericht beim Institut für theoretische Physik und Geophysik Bergakademie Freiberg/Sa. (1966)
4. CORKAN, R.H.
Month. Not. Roy. Astron. Soc.,
Geophys. Suppl. 1, 181 (1939); 6, 131 (1953) nach 2.
5. INT. HYDROGR. BUR. MONACO
Spec. Publ. N° 1 - 1000.
6. DEFANT, A.
Flutwellen und Gezeiten des Wassers.
Handbuch der Physik, Bd. XLVIII, Geophysik II, S. 815-927.
7. EXTRAKT FROM FIRST REPORT IAP0 WORKING GROUP ON DEEP SEA TIDES.
Scientific committee on oceanic research, proceedings, Vol. 1, number 2. Intern. council of scient. Unions (Dec. 1965) La Jolla, Calif.
8. PONCHELET, H.
La marée peut désormais être mesurée au large grâce au nouveau marégraphe de grand fond.
Science progrès. La Nature Mensuel N° 3359 (Mars 1965).
9. SIMON, D.
Zum Nachweis luftdruckbedingter Krustenbewegungen mit Hilfe von Horizontalpendeln.
Marées Terr., Obs. Roy. Belg., Bull. d'Inf. N° 10 (1965).
10. JEFFREYS, H. and VICENTE, R.O.
The theory of nutations and diurnal Earth tides.
Ive Symposium Intern. sur les Marées Terrestres, Comm. Obs. Roy. Belg., N° 188, Sér. Géoph. N° 58, pp. 25-56 (1961).

11. MOLODJENSKIJ, M.S.
The theory of nutations and diurnal Earth tides
Ive Symposium Intern. sur les Marées Terrestres. Comm. Obs. Roy. Belg., N° 188, Sér. Géoph. N° 58, pp. 25-56 (1961).
12. MELCHIOR, P.
Détermination expérimentale des effets dynamiques au noyau liquide de la terre dans les marées terrestres diurnes.
Comm. Obs. Roy. Belg., Sér. B., N° 4 (1966).
13. SCHWEYDAR, W.
Untersuchungen über die Gezeiten der festen Erde und die hypothetische Magmaschicht.
Veröffl. des Königl. Preuss. Geodät. Inst. Potsdam, Neue Folge, N° 51 (1912).
14. SCHWEYDAR, W.
Lotschwankungen und Deformation der Erde durch Flutkräfte, gemessen mit zwei Horizontalpendeln im Bergwerk in 189 m Tiefe bei Freiberg i. Sa.
Zentralbureau der intern. Erdmessung., Neue Folge N° 38. P. Stankiewicz'sche Buchdruckerei, Berlin 1921.
15. MELCHIOR, P., PÂQUET, P.
Analyse harmonique des observations de Schweydar à Freiberg/Sa. (1911-1915) par la méthode de Lecolazet.
Marées Terr. Bull. d'Inf. (1963) 32, S. 895-901.
16. SCHNEIDER, M.
Messung der Lotschwankungen mit Vertikalpendeln in Freiberg/Sa.
Deutsche Geodät. Komm. bei der Bayr. Akad. d. Wiss. Reihe C. Dissert.- Heft N° 79, München (1965).
17. SIMON, D.
Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS II.
Marées Terr., Bull. d'Inf., Bruxelles (1966) 44.
18. SIMON, D.
Eine Bemerkung zu meiner Arbeit : "Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS II".
Bull. d'Inf., Bruxelles (im Druck).

SUR L'IMPORTANCE RELATIVE DES ERREURS INTERNES DANS DIVERSES SÉRIES
D'OBSERVATION DES MAREES TERRESTRES

A. Akhavan

Institut de Géophysique de l'Université de Téhéran.
Observatoire Royal de Belgique

Nous nous proposons dans cette note de répondre à quelques questions élémentaires qui n'ont pu être traitées jusqu'ici parce qu'on ne disposait pas d'expériences suffisamment longues pour appliquer des méthodes statistiques.

Nous nous sommes attachés à une étude de la distribution des erreurs internes relatives aux instruments utilisés pour l'enregistrement des phénomènes de marée terrestre.

L'erreur est essentiellement déterminée comme le résidu d'un filtrage des ondes de marée sur un court intervalle (24 heures) et contient les erreurs de lecture qui résultent des petites perturbations dans la courbe de marée. Elles contiennent donc une dispersion propre à l'instrument lui-même et aussi au site caractérisé par des conditions locales de ventilation, de température et d'humidité, et par la nature de la roche. Pour les gravimètres la stabilité du réseau électrique intervient aussi.

Des erreurs de caractère systématique extérieur, par exemple les erreurs d'étalonnage, n'y interviennent d'aucune manière.

Nous avons orienté notre étude vers trois questions :

- 1°) Pour une même station, tous les pendules ou gravimètres d'un même type présentent-ils la même répartition d'erreurs ?
- 2°) Dans quelle mesure ces erreurs sont-elles caractéristiques d'un site donné ?
- 3°) Dépendent-elles, pour les composantes horizontales, de l'azimut instrumental ? En d'autres termes sont-elles les mêmes en composante N-S et en composante E-W ?

Nous avons utilisé à cet effet les données figurant, dans la cartothèque du Centre International des Marées Terrestres à Bruxelles.

Nous avons appliqué aux données brutes du relevé des courbes, dûment vérifiées et corrigées de toute erreur de lecture évidente, la combinaison d'interpolation de Lecolazet [1], proposée par Melchior pour la détection des erreurs [2]. Cette combinaison élimine les ondes de marée sur un intervalle de 24 heures et donne l'erreur résiduelle qui contient toutes les erreurs internes à caractère accidentel et constitue une mesure de l'erreur sur une lecture. Pour chaque période ininterrompue de 10 jours, nous avons calculé l'erreur quadratique moyenne correspondante.

Nous avons multiplié cette erreur par l'étalonnage et nous avons tracé un histogramme pour chaque instrument placé en un site donné.

Ces histogrammes portent sur des périodes variant de 1 à 5 ans. Nous avons porté en abscisse l'erreur quadratique moyenne σ , exprimée en msec pour les pendules et en μgal pour les gravimètres, et en ordonnée, le pourcentage n des cas contenus dans chaque intervalle d'erreur. On a choisi des pas de 0,05 msec pour les pendules et de 0,5 μgal pour les gravimètres, valeurs qui sont comparables, puisqu'elles représentent environ deux millièmes de l'amplitude de la marée M_2 correspondante.

Nous avons traité indépendamment les données relatives à un même instrument placé en des sites différents.

Les figures 1 à 15 présentent tous les cas traités, regroupés suivant certains ensembles logiques (instruments placés dans une même station ou bien même instrument placé en des stations différentes). L'examen de ces figures permet de répondre comme suit aux trois questions posées :

1) COMPARAISON DE DIFFERENTS APPAREILS DANS UNE MEME STATION

Dans une même station, les courbes d'erreur pour des appareils du même type, à savoir, des pendules horizontaux en quartz VERBAANDERT-MELCHIOR ou des gravimètres ASKANIA, peuvent - être fort différentes.

exemple 1.1 - Pendules VM N° 8 et N° 28 à Dourbes (E-W) - Fig. 1.

Bien que la courbe d'erreur du pendule (E-W) N° 8 présente une certaine déformation, cet appareil a un comportement meilleur que celui du pendule (E-W) N° 28 : en effet, σ moyen est compris entre 0,10 et 0,15 msec, pour le pendule VM 8 et entre 0,20 et 0,25 msec pour le pendule VM 28.

exemple 1.2 - Pendules VM N° 7 et N° 29 à Dourbes (N-S) - Fig. 1.

Ces deux pendules horizontaux semblent équivalents. Leur courbe d'erreur est pratiquement la même : $\sigma_m \simeq 0,13$ msec.

exemple 1.3 - Gravimètres Askania N° 145 et N° 160 à Uccle - Fig. 2.

Les courbes de ces deux gravimètres placés en une même station à UCCLÉ montrent que le fonctionnement du second appareil était meilleur.

En effet :

$$\begin{aligned}\sigma_m \text{ (G 160) U} &= 2,4 \mu\text{gal} \\ \sigma_m \text{ (G 145) U} &= 2,0 \mu\text{gal}\end{aligned}$$

2) COMPARAISON DE DIFFERENTES STATIONS

On constate que certains sites fournissent des enregistrements de meilleure qualité que les autres.

exemple 2.1 - (fig. 2).

Après le déplacement du gravimètre 160 de la station d'UCCLÉ à celle de LUXEMBOURG, l'erreur moyenne a fortement diminué :

$$\sigma_m (G 160) LUX = 1,3 \mu gal.$$

On peut sans doute attribuer cette amélioration au fait que la station de LUXEMBOURG est plus profonde et mieux isolée.

exemple 2.2 - Pendules VM à Sclaigneaux I et à Sclaigneaux II - (fig. 4).

Les stations I et II sont situées dans une même galerie mais à 300 mètres de distance l'une de l'autre, SCLAIGNEAUX II étant la plus éloignée de l'entrée. Cependant la station II est plus proche d'un ancien puits d'aération d'ailleurs effondré. Les pendules VM 13 et 30 y furent successivement mis en station pour la composante Nord-Sud.

On constate que les pendules sont plus perturbés à Sclaigneaux II et que leurs erreurs moyennes y sont plus élevées.

Nous pensons pouvoir attribuer ce fait au voisinage du puits.

3) INFLUENCE DE L'AZIMUT

Les résultats montrent que les courbes d'erreurs pour les composantes (N-S) sont meilleures que pour les composantes (E-W) :

exemple 3.1 - (fig. 1).

A DOORBES, les courbes d'erreur des pendules (N-S) 7 et 29, sont toutes deux meilleures que celles des pendules (E-W) 8 et 28, et leurs erreurs moyennes sont plus petites.

exemple 3.2 (fig. 4) - (fig. 5).

A SCLAIGNEAUX, les courbes d'erreur des pendules (N-S) 13₁, 30₁, 13₂, 30₂, sont meilleures que celles des pendules (E-W) 55 - 67, 31.

exemple 3.3 - (fig. 6) - (fig. 7).

A TIEFENORT, les courbes d'erreur des pendules L₁, L₂, S₁ placés en composante NS sont meilleures que celles des mêmes pendules placés en composante EW.

exemple 3.4 - (fig. 8) - (fig. 3).

Pour la station de WARMIFONTAINE aucune conclusion nette n'apparaît : les courbes en composante (N-S) et (E-W) sont comparables excepté pour le pendule 9, qui paraît présenter une anomalie.

4) COMPARAISON DES GRAVIMETRES

exemple 4.1 - (fig. 9) - (fig. 16).

Le gravimètre GS 11 - N° 116, en station à BONN, est à notre connaissance, l'appareil Askania présentant la plus faible erreur interne.

Il faut souligner l'excellente stabilité thermique de la station.

Remarquons également qu'elle est équipée du nouvel équipement ASKANIA avec enregistreur LINECOMP.

Le gravimètre North-American N° 140, en station à Francfort, a aussi une erreur interne très faible.

exemple 4.2 - (fig. 10).

On notera également l'amélioration apportée par l'adaptation d'une sortie sur bande perforée au gravimètre 145.

L'erreur moyenne a été pratiquement diminuée de moitié.

On rejoint ici les conclusions de P. Melchior et P. Pâquet [3].

exemple 4.3 - (fig. 11) - (fig. 14) - (fig. 15).

Nous avons plus particulièrement étudié le gravimètre GS 11 N° 119 en station à l'Institut Géophysique de l'Université de TEHRAN et dont la période d'enregistrement s'étend de 1958 à 1966.

Nous avons tracé les courbes d'erreur pour chaque année. La courbe de 1964 présente une dispersion minimum, mais l'erreur moyenne correspondante est de 2,75 μ gal. Par contre, pour l'année 1958 l'erreur moyenne n'est que de 1,85 μ gal, mais la dispersion est assez forte. Les courbes des autres années ne présentent rien de particulier.

Ces remarques expliquent la dispersion de la courbe d'erreur portant sur les 5 années.

Pour tenter d'expliquer les fluctuations de valeur de σ moyen, nous avons tracé en regard les courbes d'étalonnage moyen et de $\delta (M_2)$ moyen. La courbe d'étalonnage varie uniformément, par contre les courbes σ moyen et $\delta (M_2)$ moyen présentent des fluctuations en étroite corrélation. L'explication de ce phénomène semble devoir être trouvée dans une imperfection de la courbe d'étalonnage qui ne reflète qu'imparfaitement les variations de sensibilité de l'appareil. En effet δ et σ sont tous deux proportionnels à l'étalonnage.

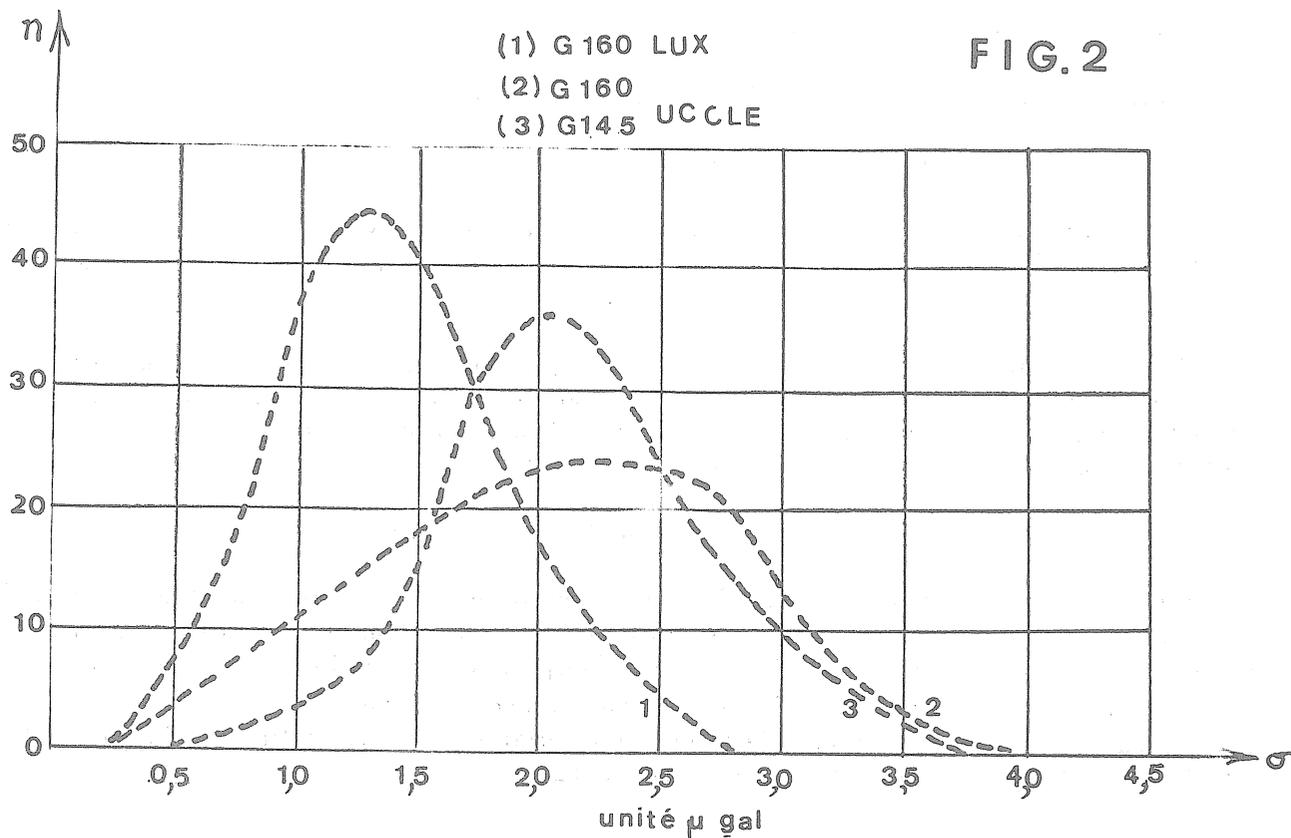
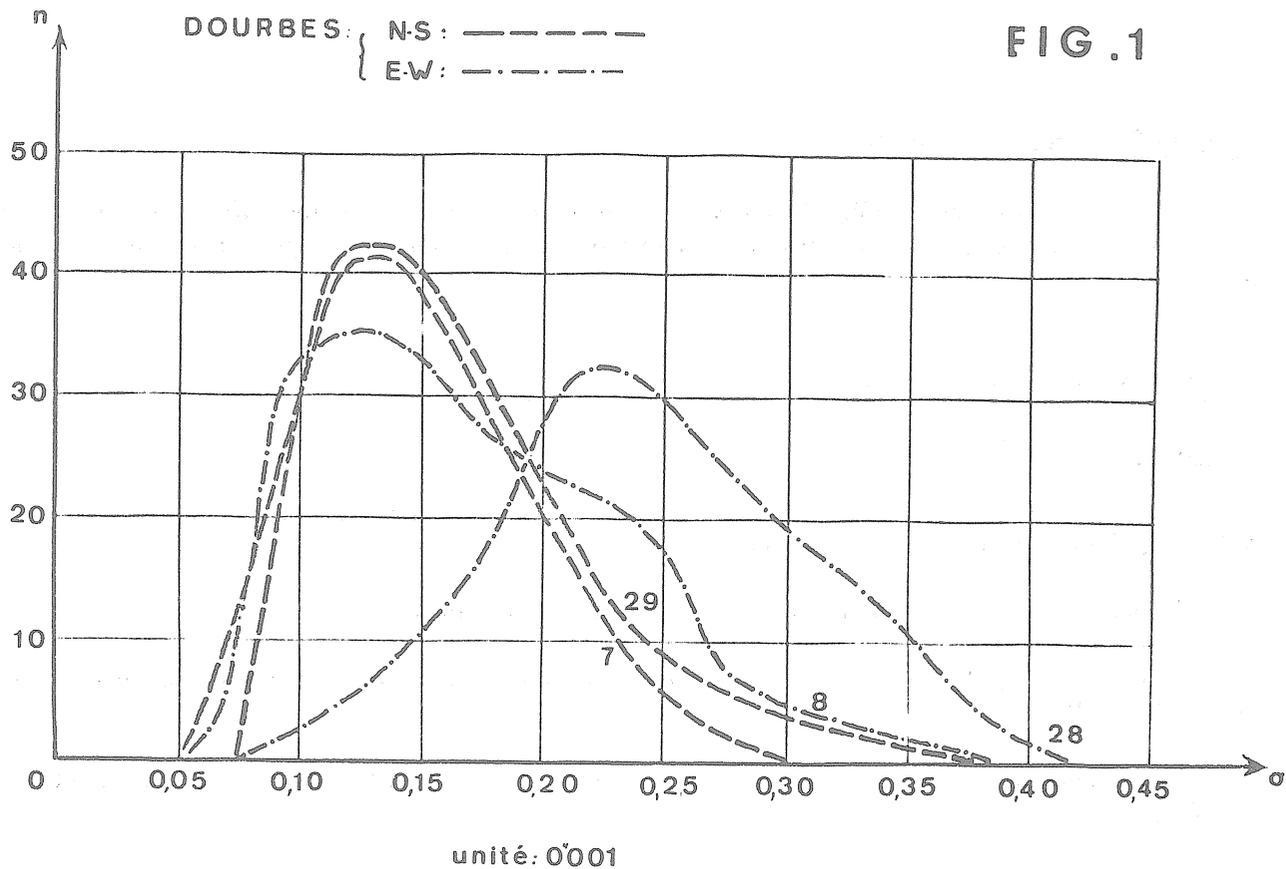
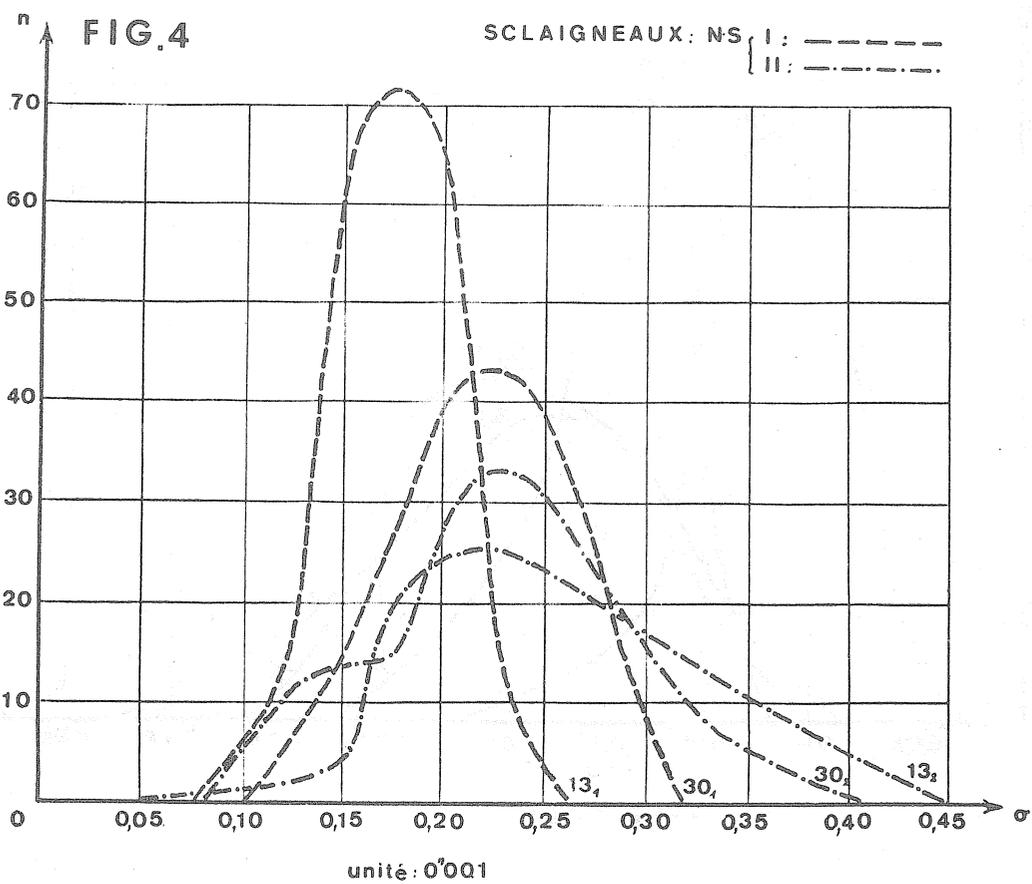
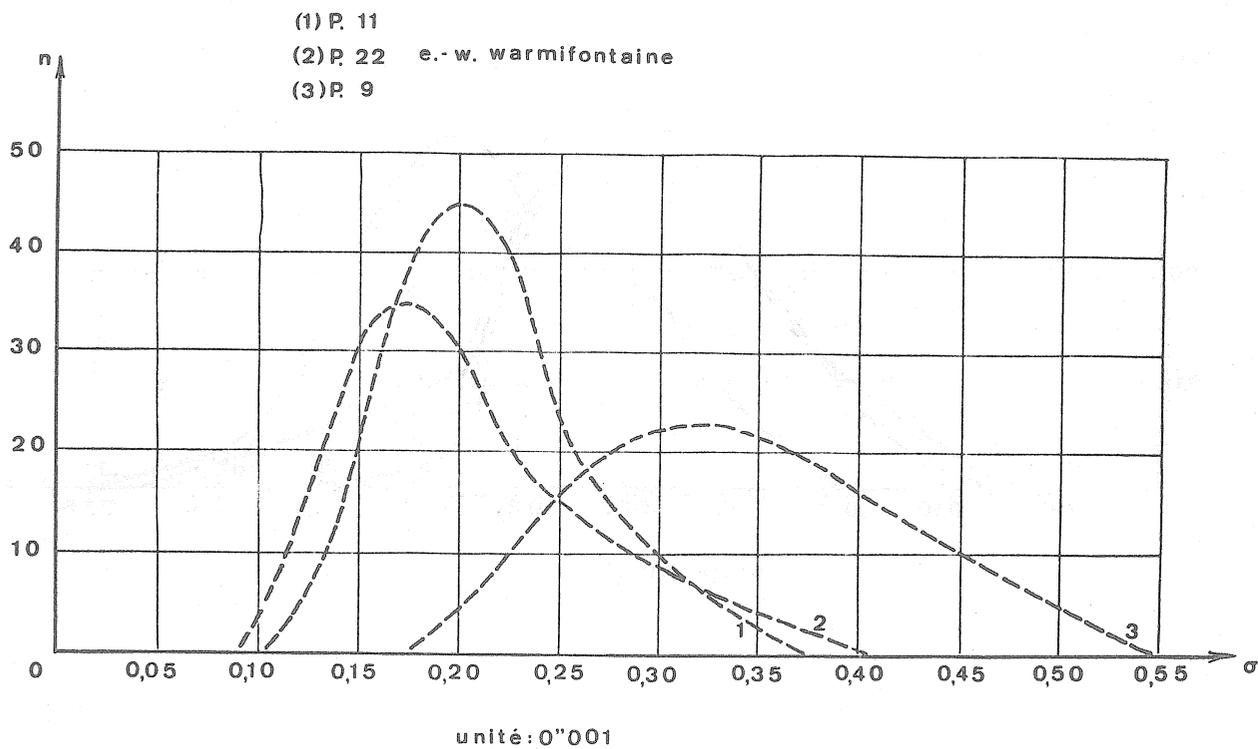
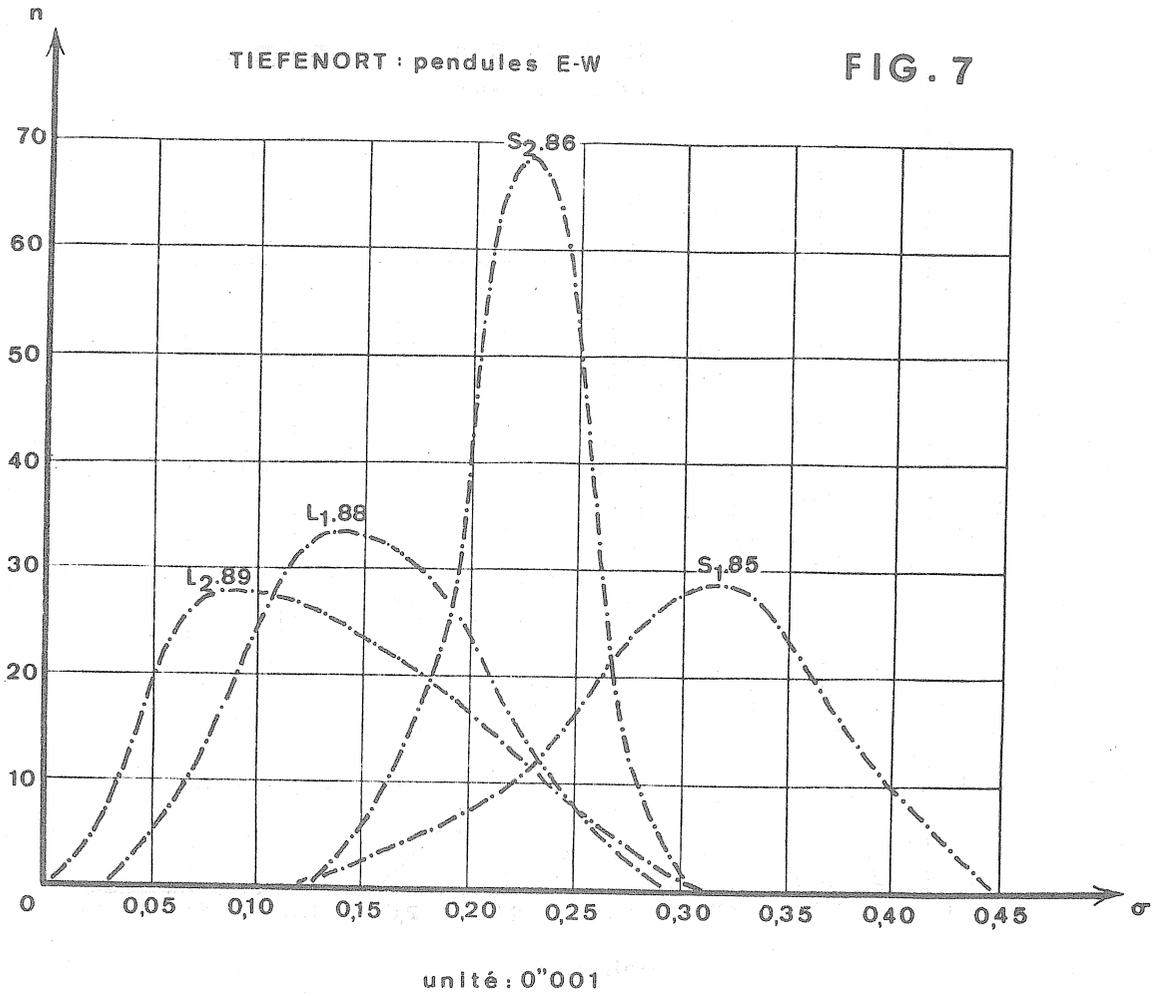


FIG.3



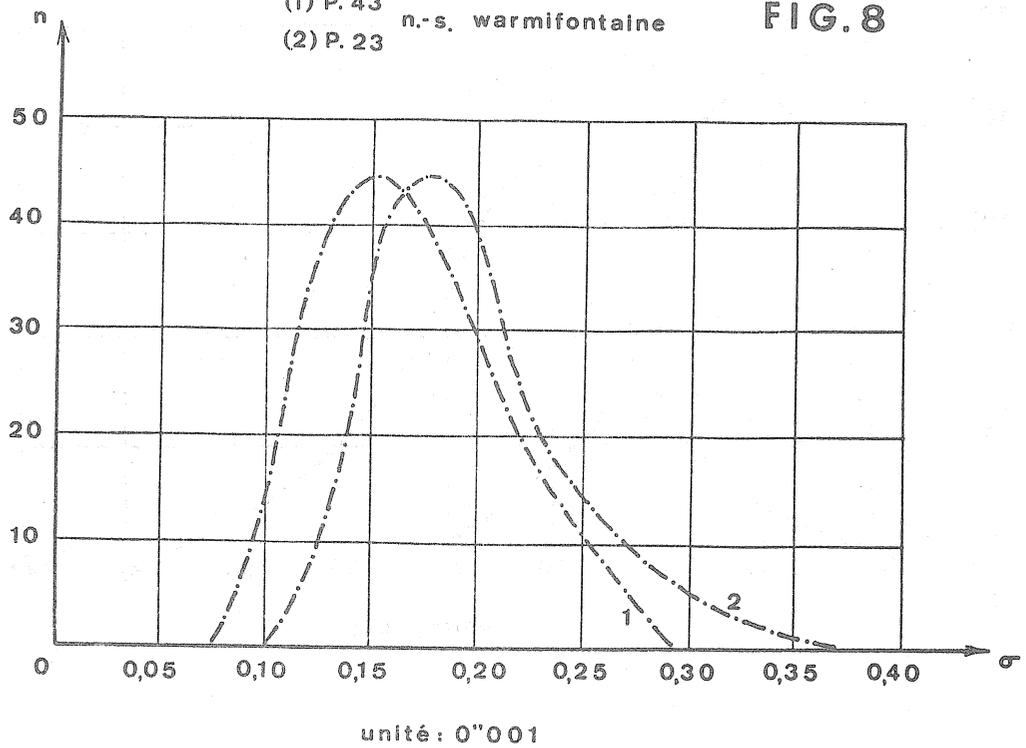
TIEFENORT : pendules E-W

FIG. 7



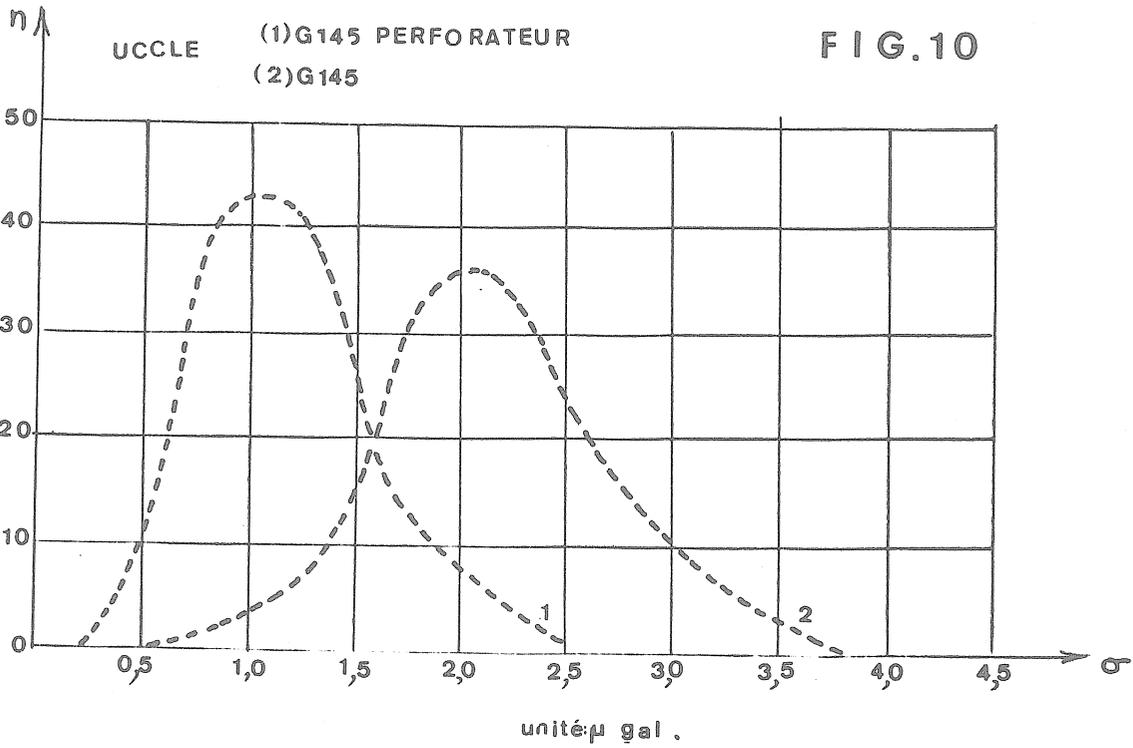
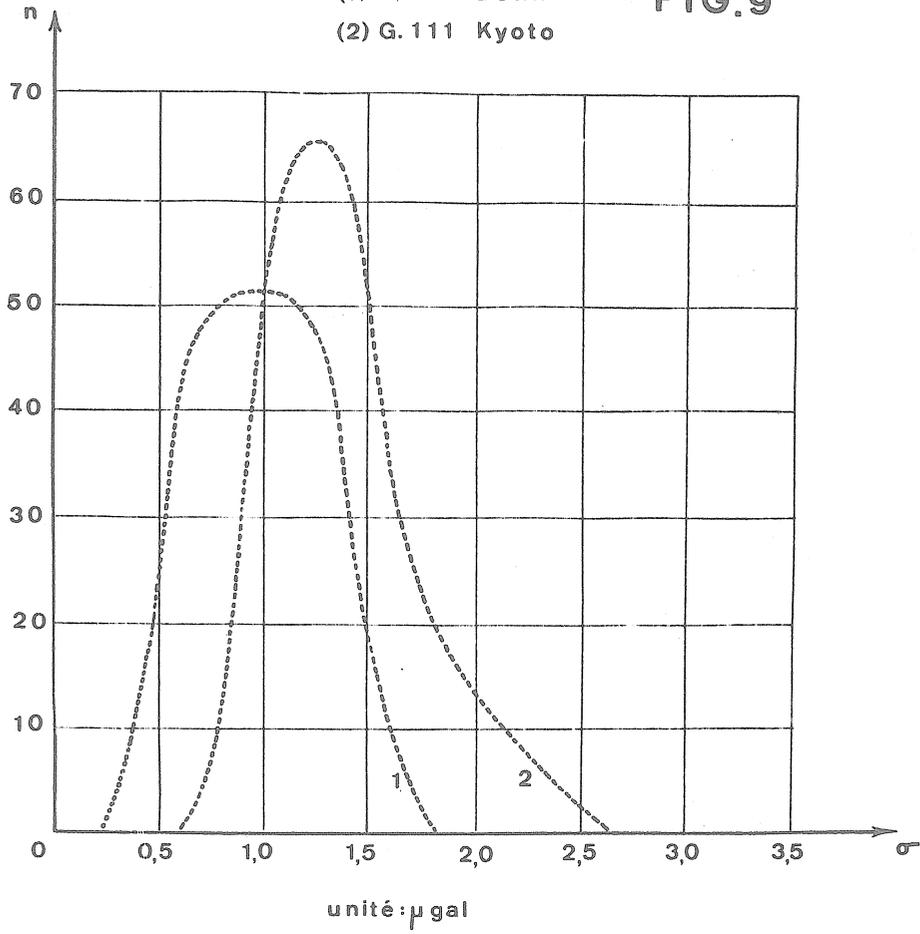
(1) P. 43
(2) P. 23 n.-s. warmifontaine

FIG. 8



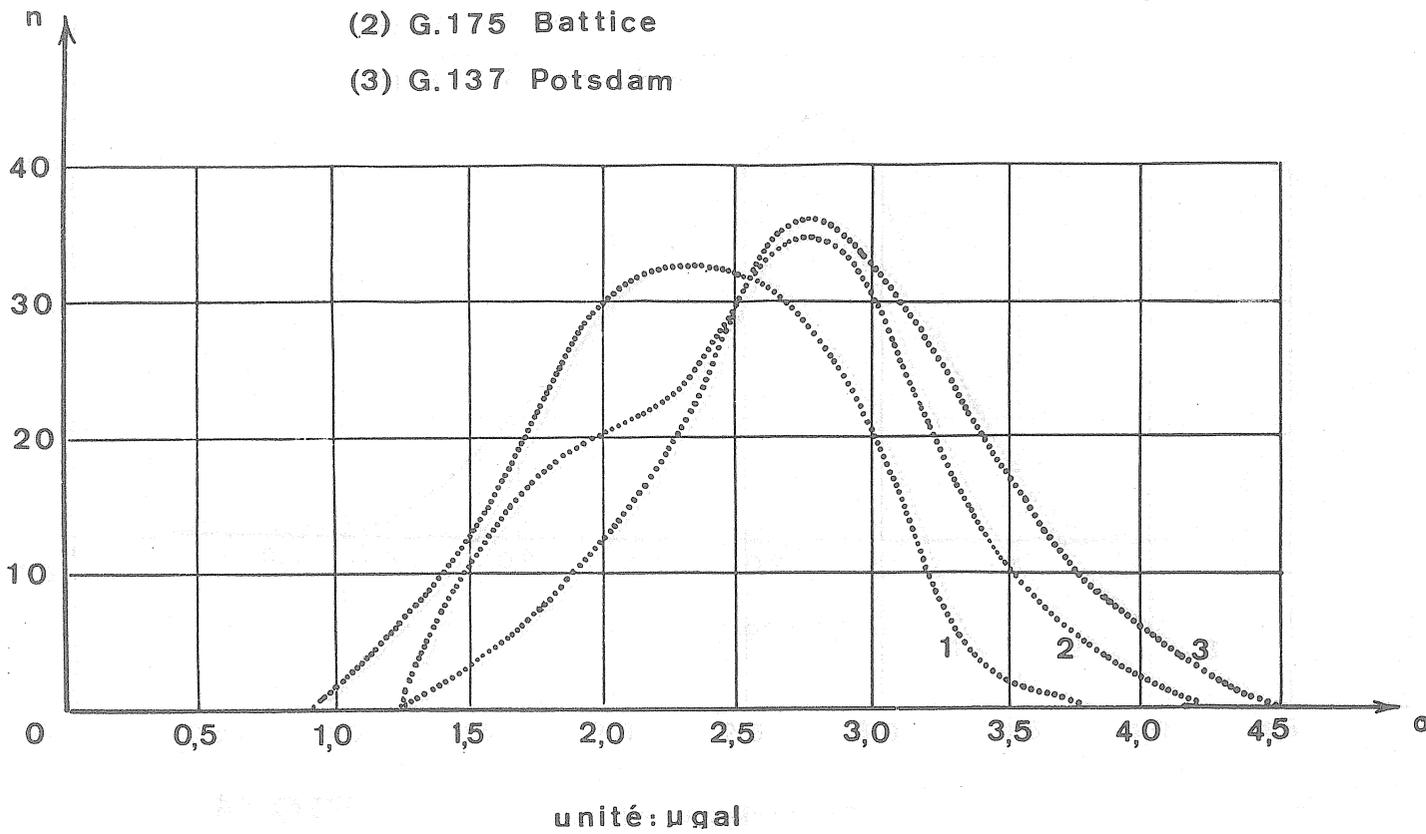
(1) G.116 Bonn
(2) G.111 Kyoto

FIG.9



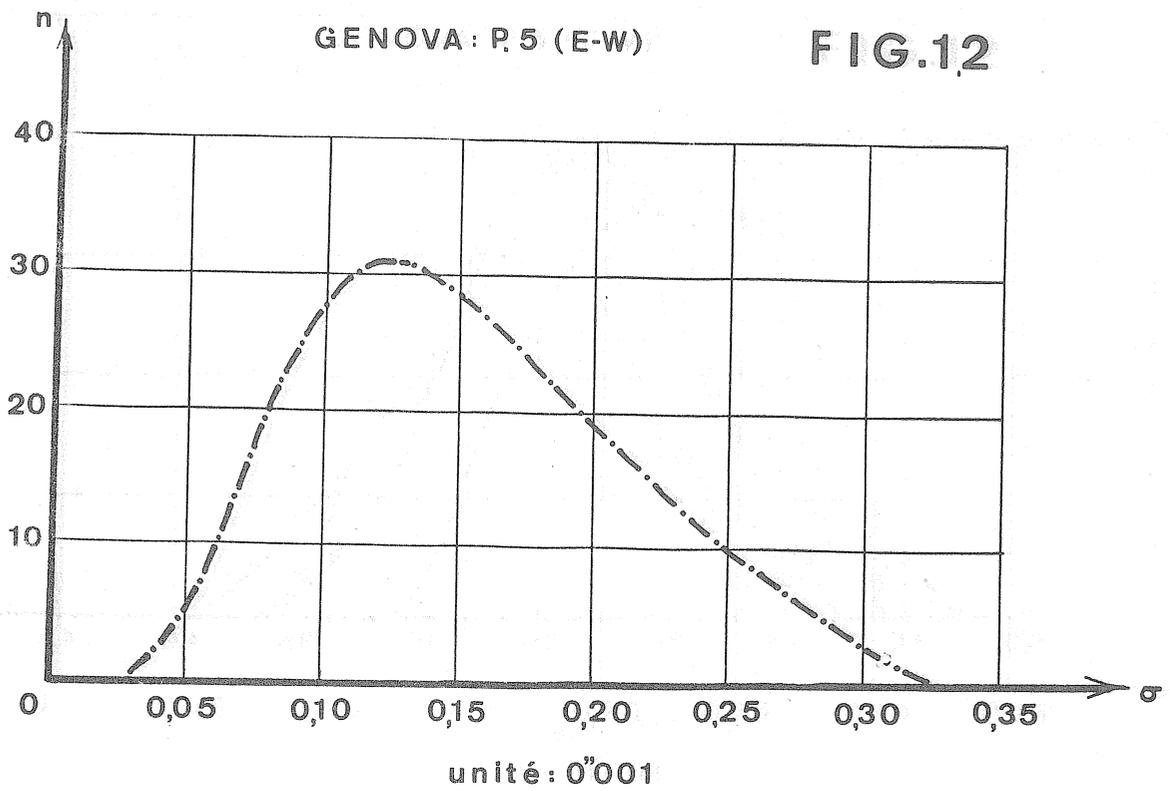
- (1) G.119 Téhéran
- (2) G.175 Battice
- (3) G.137 Potsdam

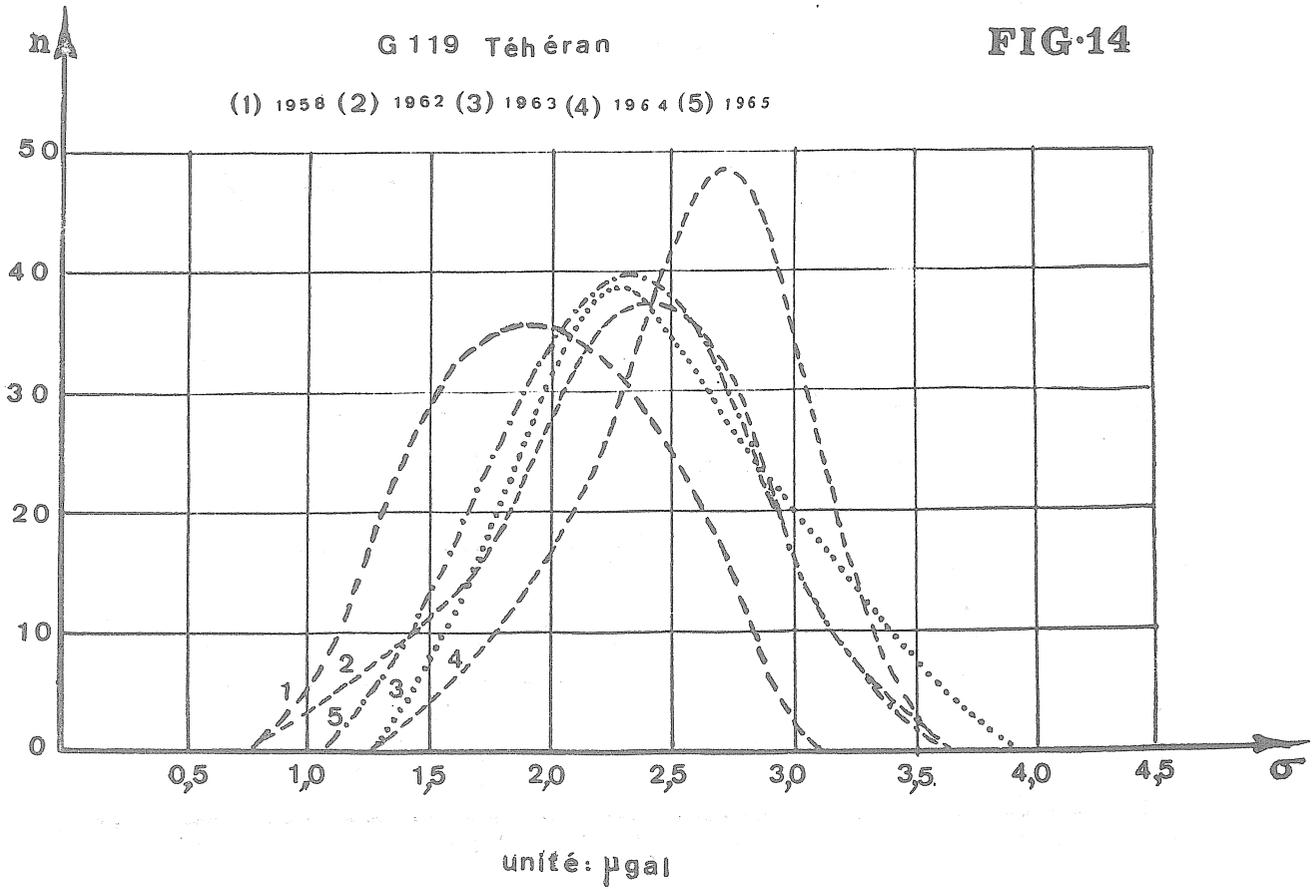
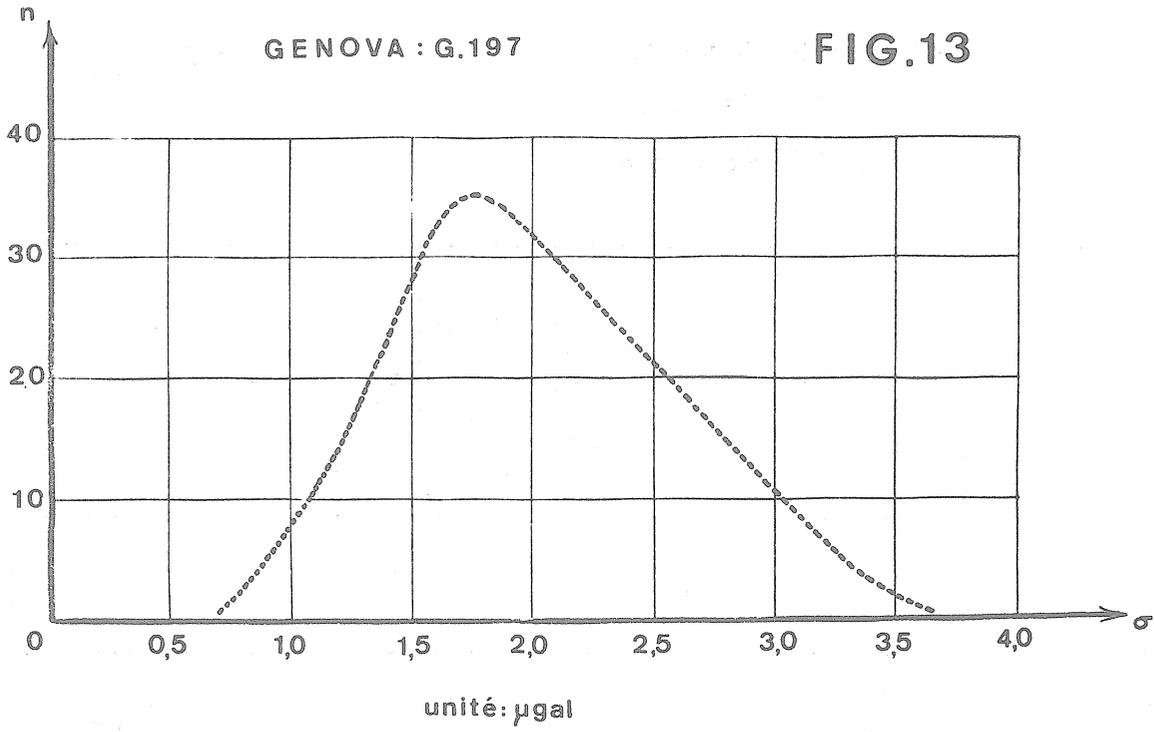
FIG.11



GENOVA: P.5 (E-W)

FIG.12





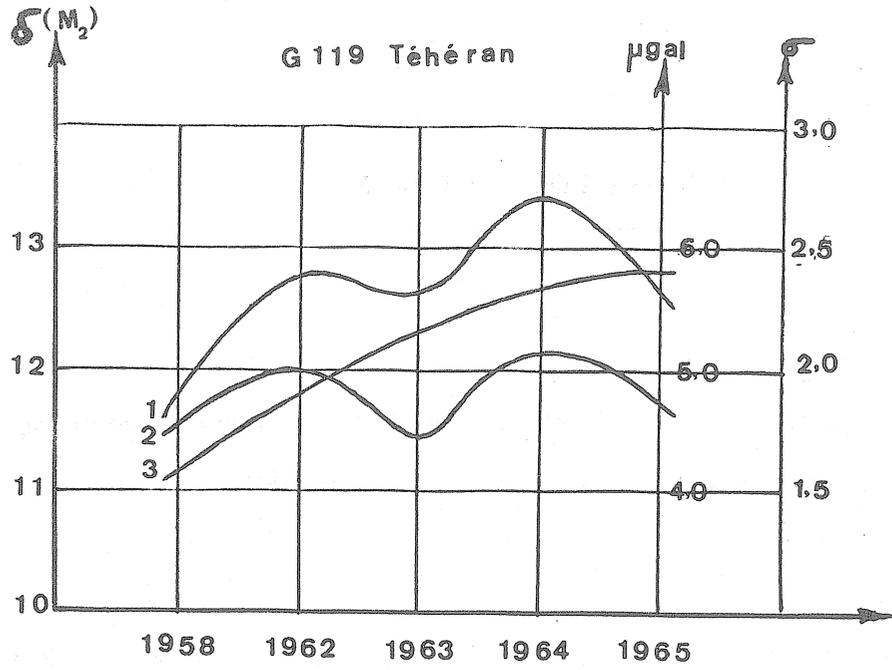


FIG.15

(1) Erreur Moyenne · unité: μgal - (2) δ(M₂) - (3) Etalonnage

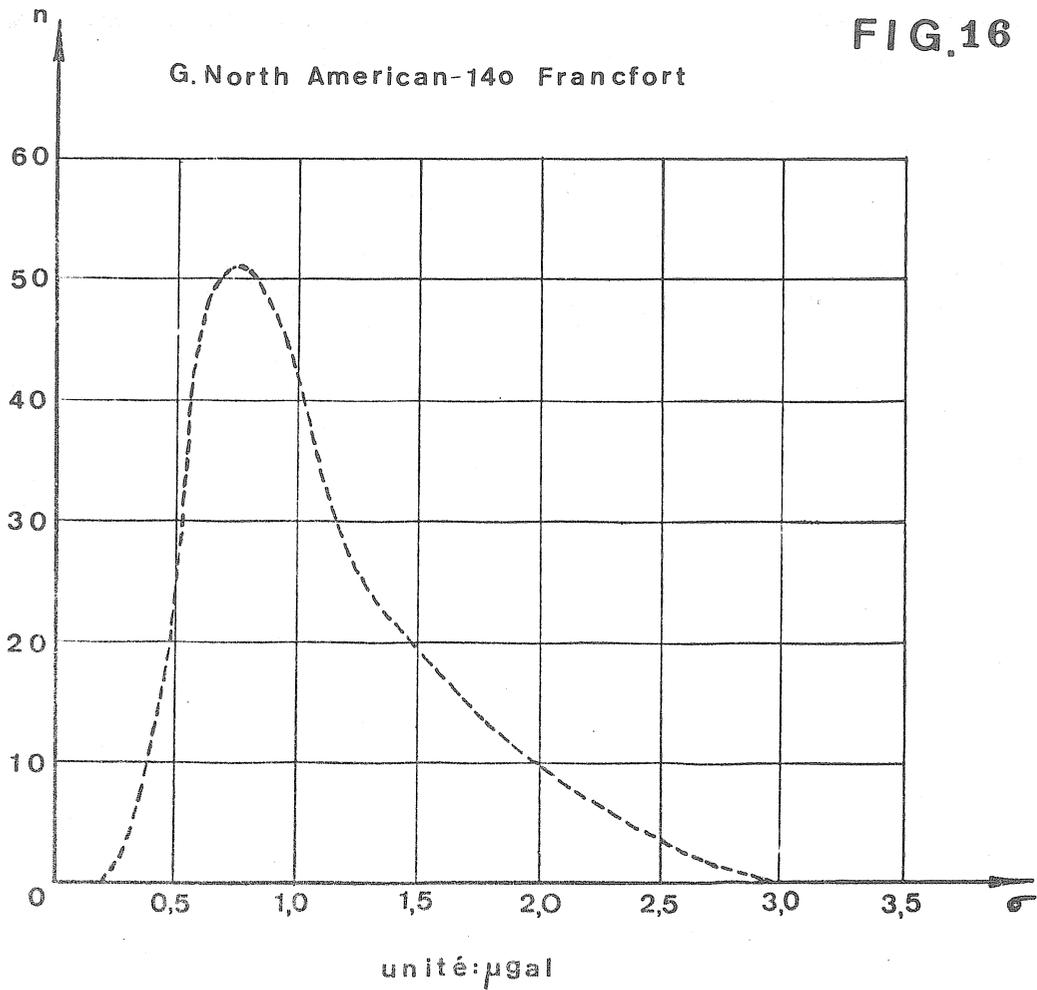


FIG.16

BIBLIOGRAPHIE

[1] R. LECOLAZET

Sur l'estimation des erreurs internes affectant les résultats d'une analyse harmonique mensuelle.

Marées terrestres - Bulletin d'informations N° 17 pp. 269 - 278, 1959.

[2] P. MELCHIOR

Programmation des diverses méthodes d'analyse harmonique sur ordinateur électronique (I.B.M. 650) au Centre International des marées terrestres.

Marées terrestres - Bulletin d'informations N° 18 pp. 307 - 312, 1960.

[3] P. MELCHIOR et P. PAQUET

Résultats obtenus à Bruxelles à l'aide du gravimètre perforateur Askania GS 11 N° 145. (cinquième Symposium International sur les Marées Terrestres).

DIE ANPASSUNG DES MESSVERSTÄRKERS AN DEN KOMPENSATIONSSCHREIBER DER NEUEN ASKANIA-ERDGEZEITENREGISTRIERANLAGE

Manfred BONATZ

Institut für theoretische Geodäsie der Universität Bonn

Bei der neuen Askania-Erdgezeitenregistrieranlage [1] wird die an den Messklemmen des Gravimeters abgegriffene Spannung durch einen photoelektrischen Messverstärker soweit verstärkt, dass sie von einem Kompensationsschreiber registriert werden kann. Der Messverstärker besitzt im Prinzip das gleiche Verstärkersystem wie das Gravimeter - Galvanometer mit Spiegel, über den ein Lichtspalt auf zwei in Differenz geschaltete Photoelemente abgebildet wird; die gezeitenbedingten Schwankungen in der Ausleuchtung der Photoelemente erzeugen am Verstärkerausgang Spannungsschwankungen, die im mV-Bereich liegen. Der maximale Messwertauschlag des Registrierschreibers beträgt im vorliegenden Falle 2,5 mV (entsprechend 25 cm Registrierbreite).

Der Verstärkungsgrad des Messverstärkers lässt sich ausser durch die Helligkeit der Verstärkerlampe noch durch einen zum Verstärkergalvanometer parallel geschalteten Widerstand R am Verstärkereingang sowie einen zu den Photoelementen parallel geschalteten Widerstand R_s^G am Verstärkerausgang in weiten Grenzen variieren. Der grosse Verstärkungsspielraum [2] ermöglicht es, die Helligkeit der Photozellenbeleuchtung des Gravimeters und des Messverstärkers erheblich zu verringern, d.h. die Photozellenlampe mit starker Unterspannung zu betreiben, um auf diese Weise die Lebensdauer der Lampen und damit die Betriebssicherheit der Anlage wesentlich zu erhöhen. Der damit verbundene Verlust an Verstärkung lässt sich durch Vergrösserung der Widerstände R_G und vor allem R_s leicht kompensieren. Hierbei treten jedoch unerwünschte Nebenwirkungen auf.

Einmal nimmt mit grösser werdendem Widerstand R_G am Verstärkereingang die Galvanometerdämpfung ab, was zur Folge hat, dass sich die Mikroseismik in zunehmenden Masse störend bemerkbar macht: die vom Registrierschreiber aufgezeichneten Gezeitenkurven werden unruhiger und breiter, das Auflösungsvermögen wird verringert. Der Widerstand R_G sollte also einen gewissen Grenzwert, der etwa bei 10 k Ω liegen dürfte [3], nicht überschreiten, so dass der Verstärkungsgrad im wesentlichen mit dem Widerstand R_s am Verstärkerausgang einzustellen ist.

Weiterhin wird das Verhältnis der internen (instrumentellen) Störspannungen zur Nutzspannung (Gezeiten) durch die Verringerung der Lampenhelligkeit ungünstig beeinflusst, da ein Teil dieser Spannungen unabhängig von der Lampenhelligkeit ist und daher über den notwendig werdenden höheren Verstärkungsgrad des Messverstärkers das Registrierergebnis stärker beeinflusst. Es sind dies vor allem durch das Schalten der Thermostaten von Gravimeter und Messverstärker verursachte Induktionsspannungen in den Messkreisen sowie Thermospannungen an den

Messklemmen, die durch Temperaturschwankungen hervorgerufen werden. Durch Verringerungen des Induktionseffektes und durch einfache Temperaturisolation des Messklemmen (besonders des Verstärkereinganges) [4] lassen sich diese Einflüsse jedoch auf sehr einfache Weise ausschalten.

Eine dritte Nebenwirkung besteht darin, dass bei grösserer Verstärkung, die mit einer Vergrößerung des Widerstandes R_s (am Verstärkerausgang) erzielt wurde, der Ausgangswiderstand am Messverstärker offenbar gegenüber dem Eingangswiderstand des Kompensationsschreibers zu gross wird und damit die notwendige Anpassung nicht mehr zu erreichen ist. Dieser Fehler zeigt sich darin, dass sich nach einer Spannungsänderung am Verstärkerausgang das Potentiometer des Kompensationsschreibers nur noch sehr langsam auf den neuen Messwert einstellt, dass also praktisch ein Hystereseeffekt entsteht. Dieser Effekt wird besonders deutlich sichtbar nach den von der Schaltuhr stündlich ausgelösten Zeitmarken, die bei der in der Station Bonn verwendeten Anlage über eine Unterbrechung des Stromkreises vom Messverstärker zum Kompensationsschreiber erzeugt werden. Diese Unterbrechung dauert im vorliegenden Falle jeweils etwa 20 sec. Wird der Messkreis wieder geschlossen, so müsste sich nach einer Einlaufzeit von weniger als 1 sec. [5] der Kompensationsschreiber wieder auf den ursprünglichen Messwert einstellen. Tatsächlich dauert es jedoch schon bei Widerständen R_s von etwa 10 bis 15 k Ω teilweise 5 bis 10 Minuten bis der tatsächliche Messwert erreicht wird (Abb. 1). Diese Hystereseerscheinung ist bei fallender Messspannung erheblich geringer als bei steigender und nimmt ausserdem mit zunehmender Breite der Registrierkurve (infolge von Bodenunruhe etc.) ab. In jedem Falle verursacht dieser Effekt eine Genauigkeitseinbusse im Registrierergebnis; es ist sogar nicht auszuschliessen, dass damit auch ein systematischer Fehler in der ermittelten Phasenverschiebungen χ verbunden ist.

Wie aus der Betriebsanleitung zum Kompensationsschreiber hervorgeht [5], beträgt der maximal zulässige Widerstand des Gebers (hier Ausgangswiderstand des Messverstärkers) je nach Ausführung 0,4, 10 und 60 k Ω . Bezieht man sich auf den kleinsten zulässigen Wert, so bedeutet das, dass der Ausgangswiderstand des Messverstärkers kleiner als 400 Ω bleiben muss. Dies lässt sich am einfachsten durch einen genügend kleinen Widerstand R_s erreichen, was jedoch, wegen der damit verbundenen geringen Verstärkung, zur Folge hätte, dass man auf die genannten wesentliche Vorteile des Messverstärkers verzichten müsste. Es liegt daher näher, den Hystereseeffekt durch einen Impedanzwandler gänzlich auszuschalten.

Zu diesem Zweck wird in der Station Bonn seit mehreren Monaten ein transistorisierter Messverstärker der Firma KNICK, Berlin, mit dem Verstärkungsfaktor 10^3 eingesetzt. Hierbei wird das vom photoelektrischen Messverstärker kommende 1000-fach verstärkte Eingangssignal durch einen Spannungsteiler 10 Ω : 10 k Ω am Ausgang des KNICK-Verstärkers wieder auf den Faktor 1:1 reduziert. Der Kompensationsschreiber registriert nun den an den 10 Ω -Widerstand auftretenden Spannungsabfall, das heisst, dass nunmehr der Widerstand des Spannungsgebers mit Sicherheit genügend klein ist. Mit dieser Zusatzeinrichtung wurde der genannte Hystereseeffekt vollständig ausgeschaltet: nach jeder Zeitmarke stellte sich das Potentiometer des Kompensationsschreibers innerhalb von 1 sec. wieder auf den ursprünglichen Messwert ein (Abb. 2).

Der hier als Impedanzwandler eingesetzte KNICK-Gleichspannungsverstärker Typ M hat folgende technische Daten (nach den Angaben des Herstellers): Messumfang 5mV, Verstärkung $10^3 \pm 0,1 \%$, Drift/Stunde am Eingang max. 0,5 μ V, Drift/Monat max. 10 μ V, Maximalwert im

Dauerbetrieb $30 \mu\text{V}$, Eingangswiderstand $2 \text{ M}\Omega$, Störstrom bei 20°C 10^{-8} A . Der Linearitätsfehler beträgt etwa $0,5 \text{ ‰}$. Die Temperaturdrift ist kleiner als $\pm 0,5 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$. Der Verstärker arbeitet nach dem Chopperprinzip, die Grenzfrequenz beträgt etwa 300 Hz .

Schwankungen der Netzfrequenz um $\pm 15 \%$ und Frequenzänderungen im Bereich von 48 bis 500 Hz beeinflussen die Messgenauigkeit praktisch nicht. Es liegt nahe, bei der Zwischenschaltung des Impedanzwandlers zwischen den photoelektrischen Messverstärker und den Kompensationsschreiber auf den Widerstand R_s gänzlich zu verzichten. Hierbei traten jedoch im Rahmen der durchgeführten Versuche Störungen auf: Sobald die Änderung der Messspannung pro Zeiteinheit einen gewissen Betrag unterschritt, wurden die kleineren Spannungsänderungen nicht mehr registriert, es stellte sich am Registrierschreiber ein konstanter Messwert ein (Abb. 3). Die Ursache hierfür lag nicht im Impedanzwandler sondern war offensichtlich im Verhalten der Photoelemente des photoelektrischen Messverstärkers begründet. Sobald ein Widerstand R_s von einigen $10 \text{ k}\Omega$ dem Verstärkerausgang (Impedanzwandlereingang) parallel geschaltet wurde, waren die Registrierungen wieder völlig normal. Das bedeutet, dass man offenbar die Photoelemente des Messverstärkers mit einem gewissen Mindeststrom belasten muss. In jedem Falle ist auf Grund des dargelegten Verhaltens der Photoelemente zu beachten, dass hier eine Ursache für mögliche systematische Fehler im Registrierergebnis liegen kann!

Die durch den Impedanzwandler ergänzte Askania-Erdgezeitenregistrieranlage ist seit nunmehr einigen Monaten in Betrieb. Betriebsstörungen traten bisher nicht auf. Über die Ergebnisse der harmonischen Analysen und eventuelle Unterschiede gegenüber früheren mit der gleichen Anlage, (allerdings ohne den Impedanzwandler) erzielten Ergebnissen, insbesondere bezüglich der Phasenverschiebungen χ , wird zu gegebener Zeit berichtet werden.

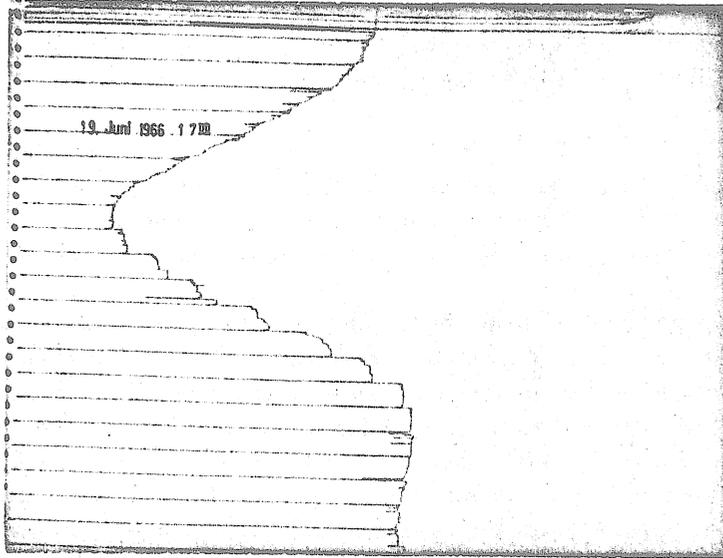


Abb. 1

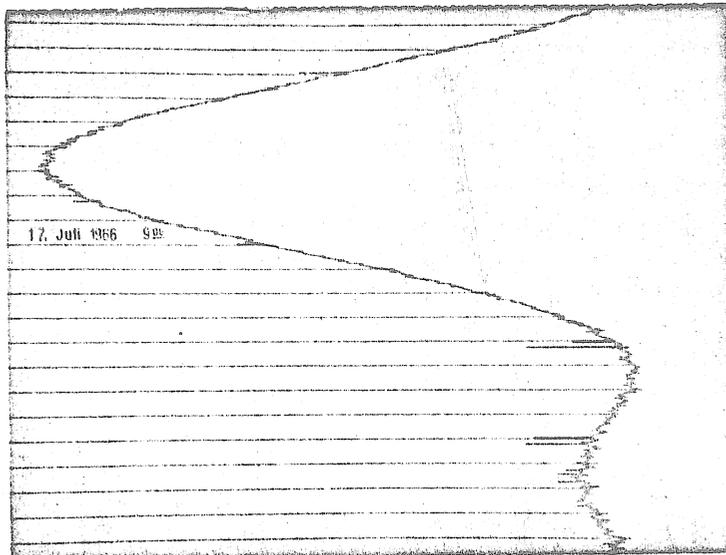


Abb. 2

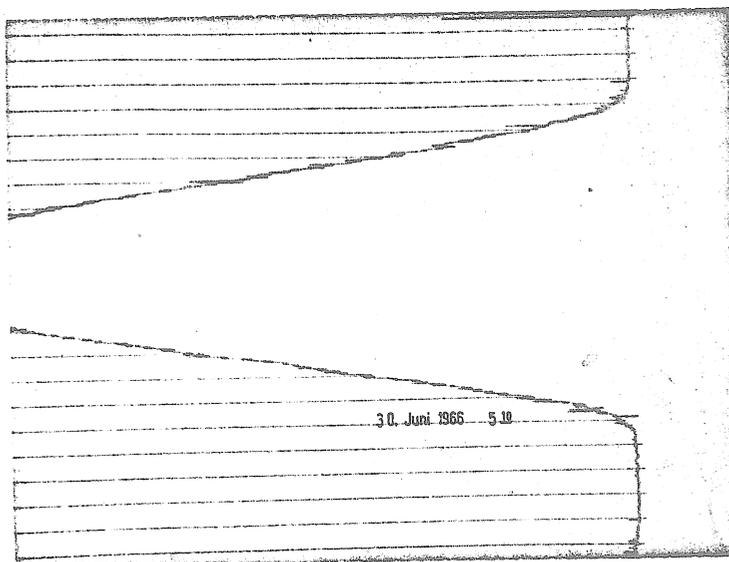


Abb. 3

L I T E R A T U R

- [1] ASKANIA-WERKE :
Gebrauchsanleitung zur Gezeitenregistrieranlage,
Berlin 1962.
- [2] BONATZ, M. :
Erfahrungen mit der neuen Registrieranlage zu den Askania-Gravimetern GS 11 und GS 12,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations (1965) Nr. 40, S. 1501.
- [3] BONATZ, M. :
Zur Bestimmung des günstigsten Dämpfungswiderstandes bei der Erdgezeitenregistrierung
mit dem Askania-Gravimeter GS 11 in Verbindung mit Lichtmarkengalvanometer und Nachlauf-
schreiber,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations (1965) Nr. 40, S. 1507.
- [4] BONATZ, M. :
Ein Verfahren zur Verringerung des Induktionseffektes bei der Erdgezeitenregistrierung mit
dem Askania-Gravimeter GS 11,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations (1964) Nr. 38, S. 1347.
- [5] HARTMANN u. BRAUN :
Elektronische Kompensationsschreiber Linecomp und Polycomp,
Gebrauchsanleitung TR 13-B, Frankfurt.
-

DER EINFLUSS VON HELLIGKEITSSCHWANKUNGEN DER GALVANOMETERLICHTMARKE
AUF DIE REGISTRIERGENAUIGKEIT DER ASKANIA-ERDGEZEITENREGISTRIERANLAGE
(Galvanometer mit Nachlaufschreiber)

Manfred BONATZ

Institut für theoretische Geodäsie der Universität Bonn

In [1] wurde gezeigt, dass sich die Helligkeit der Lichtmarke des Registriergalvanometers der älteren Askania-Registrieranlage in gewissen Grenzen mit der Stellung der Lichtmarke auf der Registrierskala ändern kann. Da sich der Photowiderstand des Nachlaufschreibers auf einen konstanten Helligkeitswert einstellt, resultieren aus diesen Helligkeitsänderungen Verschiebungen des Schreibstiftes, die als systematische Fehler in das Registrierergebnis eingehen, und zwar um so stärker, je geringer die Registrierempfindlichkeit ist.

Derartige Helligkeitsänderungen treten nun ebenfalls auf als Folge von Schwankungen des Lampenstromes für die Galvanometerbeleuchtung, und es erhebt sich daher die Frage, innerhalb welcher Toleranzen dieser Strom zur Vermeidung systematischer Registrierfehler konstant gehalten werden muss, und wie gross die zulässigen Schwankungen der Netzspannung und der Raumtemperatur hinsichtlich deren Einflusses auf die Helligkeit der Galvanometerlichtmarke sind.

Bei dem in der Station Bonn eingesetzten Registriergalvanometer handelt es sich um ein Spiegelgalvanometer der Firma Siemens, Berlin. Zur Erzeugung der Lichtmarke werden Lampen des Typs * 4V Ø (geliefert von der Firma Askania) verwendet; diese Lampen werden mit einer gewissen Unterspannung betrieben. - Mit Hilfe eines Helligkeitsreglers an der Rückseite des Galvanometers wurde nun der Lampenstrom bei verschiedenen Raumtemperaturen variiert und die entsprechende Auslenkung des Schreibstiftes des Nachlaufschreibers gemessen. Gemäss der Betriebsanleitung [2] wurde der Photowiderstand bei mittlerem Lampenstrom auf die Mitte des linken Lichtmarkenrandes (Ausleuchtung hell : dunkel = 1 : 1) eingestellt. Das Ergebnis der Untersuchungen ist in Abb. 1 nachgewiesen. Es zeigt sich, dass in dem Temperaturbereich von + 6 bis + 26° C der Einfluss der Stromänderungen auf die Auslenkung des Schreibstiftes (Photowiderstandes) etwa 0,5 mm pro 10 mA beträgt und dass sich dieser Einfluss mit zunehmender Lichtmarkenhelligkeit infolge der damit verbundenen Änderung des Ausleuchtungsverhältnisses verringert (vgl. [1]). Bei einem zulässigen Fehlergrenzwert von $\pm 0,1$ bis $\pm 0,2$ mm im Registrierergebnis ergeben sich damit die zulässigen Schwankungen des Lampenstromes zu ± 2 bis ± 4 mA.

Bereits in [1] wurde darauf hingewiesen, dass die Empfindlichkeit des Nachlaufschreibers gegenüber Helligkeitsänderungen der Galvanometerlichtmarke abnimmt, wenn man das Ausleuchtungsverhältnis (hell : dunkel) des Photowiderstandes verringert. Diese Zusammenhänge sind in Abb. 2 quantitativ dargestellt. Schon bei einem Ausleuchtungsverhältnis 1 : 3 beträgt die Helligkeitsempfindlichkeit nur noch etwa 0,2 mm pro 10 mA ; andererseits vergrössert sich diese

Empfindlichkeit bei einem Verhältnis 3 : 1 bereits auf etwa 0,9 mm pro 10 mA. Es ist also unbedingt zu empfehlen, den Photowiderstand mit dem Arbeitspunktregler des Nachlaufschreibers auf ein Ausleuchtungsverhältnis kleiner als 1 (keinesfalls jedoch grösser als 1) einzustellen.

Geht man im Hinblick auf [2] von einem Ausleuchtungsverhältnis 1 : 1 aus, so dürfen die Schwankungen des Lampenstromes nicht mehr als etwa 3 ‰ betragen. Nun besteht bei dem genannten Galvanometer die Möglichkeit, die Galvanometerlampe über einen eingebauten Transformator direkt aus dem Netz zu speisen. Die zulässige Spannungstoleranz der Netzspannung ergibt sich dann auf Grund des Ohmschen Gesetzes hinreichend genau ebenfalls zu etwa 3 ‰ ; bei einer Netzspannung von 220 V darf die Spannung also höchstens um etwa ± 1 V schwanken. Da diese Toleranz von einem öffentlichen Netz kaum eingehalten wird, ist es notwendig, entweder die Netzspannung zu stabilisieren oder aber, was ebenfalls vorgesehen ist, die Galvanometerlampe über eine externe 4-Volt-Spannung zu speisen, die dann ebenfalls auf etwa 3 ‰ stabilisiert werden muss.

In der Station Bonn wurde letztere Lösung gewählt, und zwar wird die Lampenspannung über einen Spannungskonstanthalter der Firma Gustav Klein, Schongau / Lech, Typ AKFS 15, Nr. 21332 stabilisiert [3]. Zur Verringerung des Innenwiderstandes wurde dabei der Gleichrichterteil ausgeschaltet, so dass die Galvanometerlampe mit einer 50 Hz-Wechselspannung gespeist wird. Wie in [3] gezeigt wurde, betragen bei diesem Konstanthalter die Schwankungen des Ausgangsstromes für die hier gegebene Belastung von etwa 900 mA weniger als 1 mA (entsprechend 1 ‰) bei Schwankungen der Netzspannung von 230 bis 160 V. Damit wurde der Einfluss von Netzspannungsschwankungen auf die Helligkeit der Galvanometerlichtmarke praktisch ausgeschaltet.

Die Ergebnisse einer Untersuchung der Temperaturempfindlichkeit des Lampenstromkreises sind in Abb. 3 nachgewiesen. Es ergibt sich in dem Belastungsbereich von 900 mA ein Temperatureinfluss von etwa 1 mA pro °C Temperaturänderung. Daraus erhält man für die Auslenkung des Photowiderstandes des Nachlaufschreibers einen Wert von etwa 0,05 mm/°C (Abb. 4), so dass also im Hinblick auf die Registriergenauigkeit von $\pm 0,1$ bis $\pm 0,2$ mm die zulässigen Schwankungen der Raumtemperatur etwa ± 2 bis ± 4 °C betragen. Dieser Wert ist wegen der wesentlich geringeren Temperaturtoleranzen bei den Spannungskonstanthaltern für die Photozellenbeleuchtung von Gravimeter und Messverstärker [4] vollkommen unkritisch.

Es wurde gezeigt, dass der Einfluss von Helligkeitsschwankungen der Lichtmarke des Registriergalvanometers auf das Registrierergebnis durchaus Beträge annehmen kann, die über der als zulässig anzusehenden Fehlergrenze liegen. Dieser Einfluss wird im wesentlichen hervorgerufen durch Schwankungen der Netzspannung, so dass es also unbedingt zweckmässig ist, die Lampenspannung des Galvanometers in geeigneter Weise zu stabilisieren. Demgegenüber können Temperatureinflüsse im allgemeinen wohl vernachlässigt werden. Da die Wirkungen von Helligkeitsänderungen der Lichtmarke auf die Stellung des Schreibstiftes des Nachlaufschreibers unabhängig von der Registrierempfindlichkeit sind, ist der genannte Effekt um so mehr zu beachten, je geringer die Registrierempfindlichkeit ist. Es kommt hinzu, dass häufig die Netzspannung tagsüber geringer ist als nachts, so dass - bei nicht stabilisiertem Lampenstrom - wegen dieser periodischen Netzspannungsschwankungen in ungünstigen Fällen Fehler in den Ergebnissen der harmonischen Analysen vermutet werden müssen.

L I T E R A T U R

- [1] BONATZ, M. :
Untersuchungen eines systematischen Fehlers der Erdzeitenregistriereinrichtung (Galvanometer mit Nachlaufschreiber) zum Askania-Gravimeter GS 11,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations (1964) Nr. 38, S. 1342.
- [2] ASKANIA-WERKE :
Betriebsanleitung zur Erdzeitenregistriereinrichtung,
Berlin 1956.
- [3] BONATZ, M. :
Der Einfluss der Netzspannung auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania-Erdzeitenregistrieranlage,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations (1966) Nr. 43, S. 1642.
- [4] BONATZ, M. :
Der Einfluss der Raumtemperatur auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania-Erdzeitenregistrieranlage,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations (1966) Nr. 44, S. 1750.
-

Abb. 1

Auslenkung
des Schreib-
stiftes
[mm]

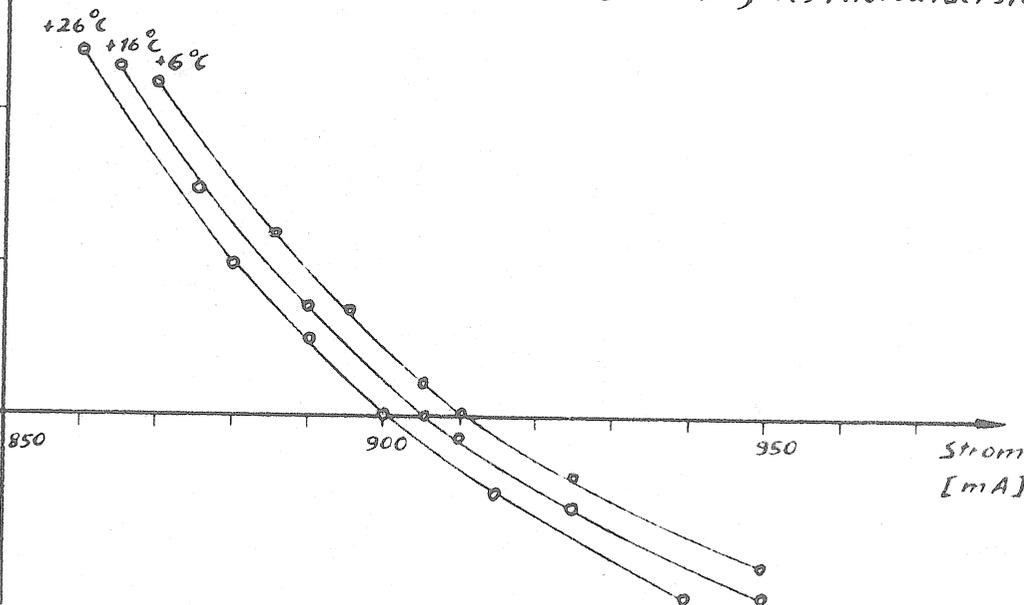
+3,0

+2,0

+1,0

0,0

-1,0



Der Einfluß des Lampenstromes
des Registriergalvanometers auf
die Stellung des Schreibstiftes
des Nachlaufschreibers

Ausleuchtung des Photowiderstandes 1:1

Abb. 2

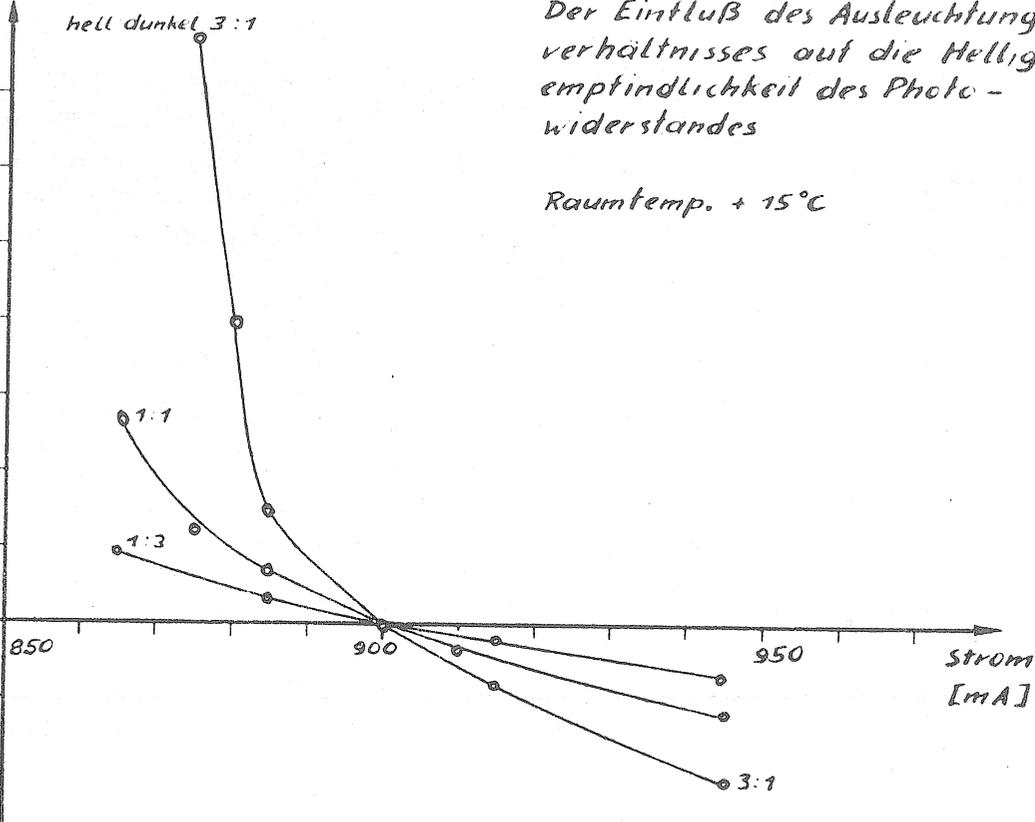
Auslenkung
des Schreib-
stiftes
[mm]

+5,0

+1,0

0,0

-1,0



Der Einfluß des Ausleuchtungs-
verhältnisses auf die Helligkeits-
empfindlichkeit des Photo-
widerstandes

Raumtemp. + 15°C

Abb 3

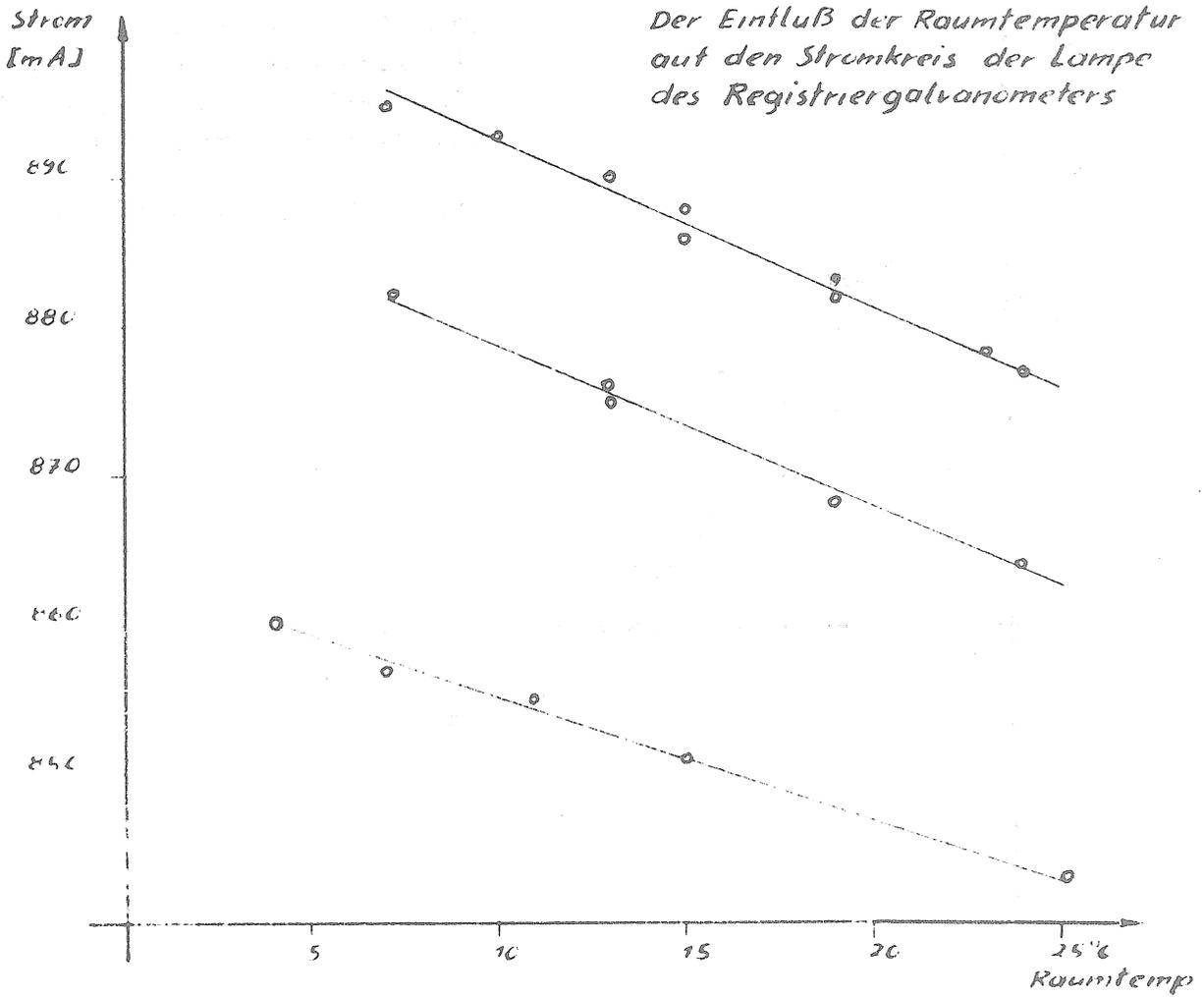
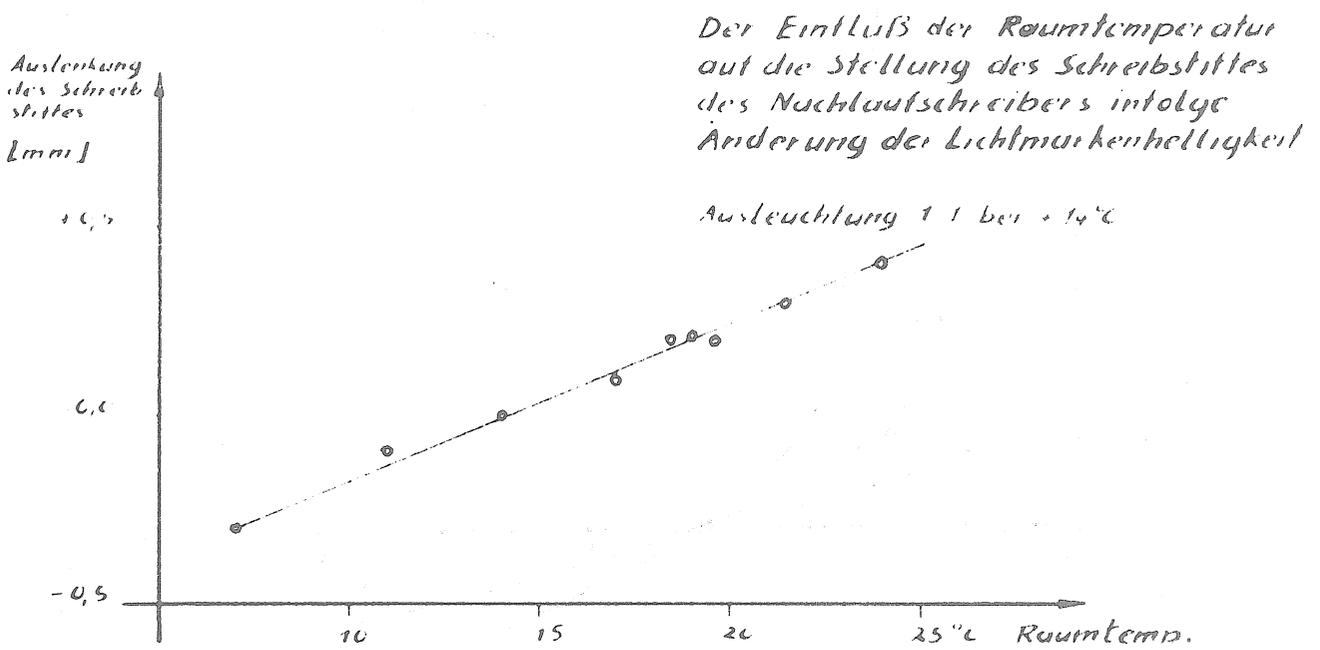


Abb 4



MAREES LUNAIRES ET ROTATION DE LA TERRE

G.P. PILNIK

Isv. Acad. des Sc., URSS. Phys. de la Terre 8. 1966 p. 3.

ЛУННЫЕ ПРИЛИВЫ И ВРАЩЕНИЕ ЗЕМЛИ

Г.П. ПИЛЬНИК

Известия Академии Наук СССР
Физика Земли 8 1966 стр.3

A partir des observations de Poltava, de Tachkent et des deux services de l'Heure de Moscou on a étudié les ondes de périodes de 13,66 et 27,55 jours dans la vitesse de la rotation de la Terre et on a déduit le nombre de Love $k = 0,292 \pm 0,017$. On expose la nécessité de créer un système général complémentaire d'observations astronomiques pour l'étude des phénomènes géophysiques délicats.

L'étude des marées en relation avec l'inégalité de rotation de la Terre présente un grand intérêt pour la géophysique et l'astronomie. A partir des observations astronomiques on peut estimer l'influence intégrale de la marée sur toute la planète et déterminer le nombre de Love k pour toute la Terre.

La méthode de détermination de la constante k d'après les variations du moment d'inertie de la Terre est en principe une méthode nouvelle et requiert une étude soignée aussi bien du point de vue théorique que du point de vue pratique.

Pour déduire les ondes de marée dans la vitesse de rotation de la Terre on peut se servir des nombreuses observations astronomiques des services de l'heure bien que celles-ci ne soient pas très précises [1]. Le système général des observations astronomiques, déduit des observations faites en de nombreux observatoires, ne convient pas pour l'étude des ondes semi-mensuelles puisque dans la composition de ce système on procède à un lissage mensuel des corrections observées de l'heure [2,3]. Même les ondes de périodes de 13,66 et 27,55 jours, dont les amplitudes sont les plus grandes, [4-7] s'éliminent dans ce cas. Les écarts des corrections d'heure des différents observateurs en fonction du système général "Temps Etalon" [1] ont servi de données de départ pour l'étude de l'influence des marées lunaires sur la vitesse de rotation de la Terre.

Pour déduire les ondes de périodes de 13,66 et 27,55 jours on s'est servi des observations de Poltava, Tachkent et de deux services de l'heure de Moscou (P, T, Ma, Mg) pendant

quatre ans, soit de 1960 à 1963 [1]. Les observations d'étoiles ont été effectuées dans les systèmes des catalogues fondamentaux FK 3 et FK 4 et également dans les systèmes des catalogues propres (P depuis 1960 et Mg depuis 1963).

Ce travail constitue une première tentative d'utilisation des observations astronomiques aux instruments de passage pour mettre en évidence des ondes de marées dans la vitesse de rotation de la Terre. La réduction préliminaire des observations s'est effectuée dans l'ordre suivant. Depuis les écarts des observations photoélectriques par rapport au temps étalon [1], on a calculé la moyenne annuelle et les écarts par rapport à cette moyenne. Ceux-ci sont portés en graphique et les observations en deux dates contiguës sont reliées par des segments de droite. Ensuite on a réduit par une courbe brisée les valeurs des corrections d'heure pour chaque jour de l'année. On n'a pas réussi à tracer une courbe harmonieuse avec le calcul des ondes mensuelle et semi-mensuelle à cause des grandes erreurs accidentelles et la répartition inégale des observations d'après les saisons.

Dans le cas des observations visuelles on a calculé séparément pour chaque observateur la moyenne annuelle et les écarts de la moyenne. On a fait ensuite la moyenne des écarts des moyennes annuelles de tous les observateurs d'un observatoire donné. Ensuite on a agit comme dans le cas des observations photoélectriques (P et Mg).

A partir des écarts des corrections d'heure par rapport au système général "Temps Etalon", calculés pour chaque jour en chacun des observatoires donnés et portant sur une durée de quatre ans, on peut déduire les ondes de périodes d'un mois et moins.

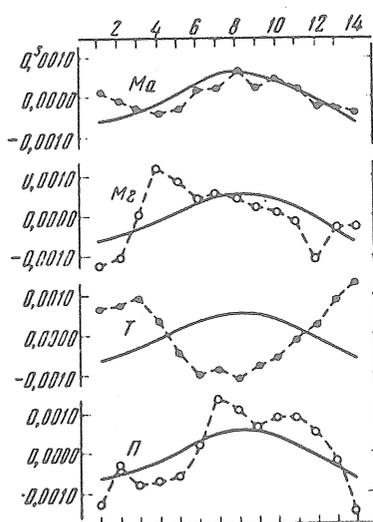


Fig. 1

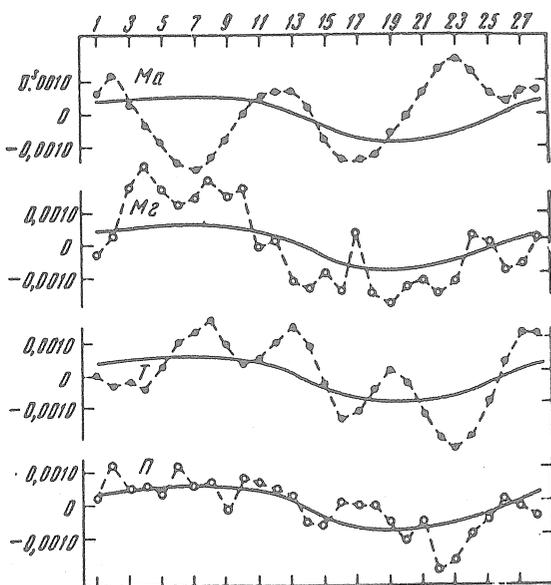


Fig. 2

Fig. 1: Inégalités de la vitesse de rotation de la Terre de période semi-mensuelle

Fig. 2: Inégalités de la vitesse de rotation de la Terre de période mensuelle.

Le travail ayant un caractère préliminaire nous nous sommes servis pour déduire les ondes de marée de la méthode la plus simple car il ne convient d'appliquer des méthodes mathématiques plus rigoureuses aux observations astronomiques qu'après une étude préalable de celles-ci.

Pour déduire l'onde de période 13,66 jours on a calculé la moyenne de 14 valeurs successives u_i et les écarts de la moyenne en commençant le 1er janvier 1960. Etant donné que $13,66 \times 3 \approx 41$, chaque 42ème jour a été compté deux fois afin d'éviter le déphasage : en tant que dernier jour de la période précédente de 14 jours et en tant que premier jour de la suivante.

Les écarts des moyennes, pris dans le sens $(u_0 - u_i) = (v_i)_m$ ($i = 1, 2, 3 \dots 14$; $m = 1, 2, 3 \dots 107$), ont été moyennés en un système unifié sur un cycle de quatre années d'observations. Les ondes bimensuelles déduites des observations des observatoires séparés sont représentées sur la figure 1 par une ligne pointillée et la moyenne des observations des trois observatoires par une ligne continue. Les résultats de l'observatoire de Tachkent n'ont pas été pris en considération dans le calcul de cette moyenne (voir fig. 1). L'onde de période 27,55 jours a été déduite d'une manière analogue. Des 28 valeurs successives de v_i on a déduit, la moyenne et les écarts à la moyenne. Pour ne pas créer de déphasage, on prend en considération deux fois chaque 56ème jour et, en outre, pour 20 périodes, le calcul des jours change d'un jour puisque $27,55 \times 2 = 55,1$. Les écarts des moyennes de groupes sont moyennés sur le cycle de quatre années d'observations et les résultats définitifs sont donnés à la figure 2. Les lignes pointillée et continue correspondent respectivement aux données des observations dans les observatoires séparés et à leur moyenne. En abscisse on a porté les jours de la période et, en ordonnée, l'influence de la marée sur la correction d'heure.

Table 1.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$\Delta T_{13,66}$	-6	-5	-3	-1	+1	+3	+6	+6	+5	+4	+2	-1	-4	-6
$\Delta T_{27,55}$	+4	+4	+6	+5	+5	+4	+5	+5	+6	+5	+6	+4	+2	-2
	-6	-7	-8	-7	-7	-6	-8	-8	-7	-4	-1	+1	+3	+4

On décèle ainsi dans les observations astronomiques aux instruments de passage les ondes de période 13,66 et 27,55 jours. Les résultats moyens exprimés en $0,^s0001$, lissés par trois, sont donnés dans la table 1. Comme on l'a déjà dit précédemment, le calcul des jours de la période commence au 1er janvier 1960.

On peut présenter les données de la table 1 sous forme de séries

$$\Delta T_{13,66} = 0,^s00059 \sin 2 C - 0,^s00004 \cos 2 C,$$

$$\Delta T_{27,55} = 0,^s00062 \sin (C - \Gamma') - 0,^s00038 \cos (C - \Gamma'), \quad (1)$$

où C est la longitude moyenne de la Lune, où Γ' est la longitude moyenne du périégée de la Lune et où $C - \Gamma' = g$ est l'anomalie moyenne de la Lune.

Examinons les expressions théoriques de ΔT en fonction du nombre de Love k qui caractérise les propriétés élastiques de la Terre, expressions qui sont données dans le travail de E. Woolard [7].

$$\begin{aligned} \Delta T_{13,66} &= k [+ 0,800247 \sin 2 \mathcal{C} + 0,800102 \sin (2 \mathcal{C} - \Omega) + 0,80010 \sin (2 \mathcal{C} - 2\Omega)], \\ \Delta T_{27,55} &= k [+ 0,00263 \sin g - 0,00017 \sin (g + \Omega) - 0,00017 \sin (g - \Omega)] \end{aligned} \quad (2)$$

Les coefficients de k sont des fonctions périodiques et pour les périodes de 13,66 jours et 27,55 jours ils varient dans les limites de $\pm 0,800155$, $\pm 0,800297$ respectivement. La constante k peut être déterminée d'une façon suffisamment sûre si dans toutes les parties de la période les erreurs sur ΔT sont de l'ordre de $\pm 0,80001$.

La comparaison de nos résultats avec la théorie (2) pour la valeur la meilleure de $k=0,300$ montre que les observations lissées par trois et non lissées ont une précision de $\pm 0,8001 \pm 0,800019$ pour la période de 13,66 jours et de $\pm 0,800038 \pm 0,800045$ pour la période de 27,55 jours.

La bonne concordance des observations avec la théorie nous autorise à employer les résultats pour déduire k . Pour cela, en substituant les données des observations dans l'équation (2) et en les résolvant par le procédé des moindres carrés, nous obtiendrons la valeur de la constante de Love k . Les calculs sont effectués séparément d'après les observations lissées par trois - variante I et non lissées - variante II (table 2).

Les erreurs sont calculées d'après les formules :

$$E_1 = \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}}, \quad E_0 = \frac{E_1}{\sqrt{p}}$$

où p est la somme des carrés des coefficients pour k inconnu.

Ainsi, les données préliminaires, basées sur des observations peu nombreuses, ont pour la méthode employée une précision tout à fait satisfaisante. Cette précision peut être sensiblement augmentée si on emploie les observations de tous les Services de l'Heure qui entrent dans le temps étalon pour les 15 dernières années en commençant depuis 1951.

T a b l e 2.

Période	k	E_0	k	E_0
	variante I		variante II	
13,66 jours	0,379	$\pm 0,016$	0,414	$\pm 0,034$
27,55 "	0,205	$\pm 0,030$	0,198	$\pm 0,035$
Moyenne	0,292	$\pm 0,017$	0,306	$\pm 0,024$

Table 3.

Période	Ma	Mg	T	P	Moyenne
13,66	$0,19 \pm 0,06$	$0,37 \pm 0,10$	-	$0,60 \pm 0,09$	$0,38 \pm 0,05$
27,55	$0,05 \pm 0,08$	$0,42 \pm 0,06$	$0,18 \pm 0,08$	$0,18 \pm 0,05$	$0,21 \pm 0,04$

Remarquons que W. Markowitz [4,8,9] s'est occupé de l'étude des ondes de marées examinées. Au moyen des observations effectuées pendant plusieurs années avec deux P.Z.T. installés à Washington et à Richmond, il a déduit les ondes de périodes 13,66 et 27,55 jours et a obtenu d'après celles-ci respectivement les nombres $k = 0,30 \pm 0,07$ et $k = 0,47 \pm 0,07$ [9]. Les autres travaux [4,6] présentent des données remaniées par Markowitz où on obtient en moyenne $k = 0,34 \pm 0,05$. Cependant, comme le note N.N. Pariiskii [6], la précision de la détermination de k n'est pas grande dans ce cas. La différence des valeurs de k calculées d'après les ondes de périodes 13,66 et 27,55 jours était pour Markowitz de $- 0,17$ et dans notre cas de $+ 0,17$. La cause de cette différence réside probablement dans les erreurs des observations employées. Les données de la table 3 montrent les inexactitudes des observations où les valeurs données pour k sont déduites des observations dans les observatoires séparés.

Les résultats des figures 1, 2 et de la table 3 témoignent de ce que pour déduire les ondes de marées par les observations des observatoires séparés, un cycle de quatre ans n'est manifestement pas suffisant. Les données publiées dans les bulletins "Temps Etalon" permettent d'élargir cet intervalle de quatre fois. Il existe encore un autre moyen qui permet probablement de déduire les ondes envisagées d'après un cycle court d'observations. A l'aide des erreurs moyennes mensuelles purement instrumentales [1,2] il convient de ramener les observations de tous les observatoires au zéro du temps étalon et de les moyenner par soirée. Le système moyen complémentaire des observations astronomiques ainsi obtenu pourrait convenir pour l'étude des ondes de périodes de moins d'un mois provoquées par des effets de marées, météorologiques ou autres. La publication de ces données dans les bulletins "Temps étalon" et dans les bulletins V.Y.N. allégerait sensiblement l'étude des processus géophysiques délicats par les méthodes astronomiques.

CONCLUSIONS

1. La précision des observations astronomiques aux instruments de passage permet de déceler l'inégalité de rotation de la Terre de périodes mensuelle et semi-mensuelle.
2. Les ondes de marée à longue période déduites comme moyenne des observations en beaucoup d'observatoires peuvent être employées pour déterminer le nombre de Love k . Le grand nombre d'observations astronomiques du Service de l'Heure et l'augmentation ininterrompue de leur précision permet de considérer cette étude comme un travail prometteur pour l'avenir.

BIBLIOGRAPHIE

1. Temps étalon,
1960 - 1963.
2. D. You BELOTSEKOVSKII
Sur le calcul du temps étalon en moments moyens de transmissions de signaux radio.
Trav. des Instituts du Comité des standards des mesures et des appareils de mesure. Publ. S 8 (118) 65, 1962.
3. N. STOYKO
L'Heure définitive et son Calcul.
Bull. Horaire, Sér. D. I - IV, 1946.
4. W. MUNK and G. MACDONALD
The rotation of the Earth.
Cambridge Univ. Press, 1960.
5. J. BARTELS
Gezeitenkräfte.
Handbuch der Phys., 48, Geophys., II, Springer, Berlin, 1957.
6. N.N. PARIISKII.
Marées terrestres et structure interne de la Terre.
Ed. Académie des Sciences de l'URSS Sér. Géoph. N° 2, 1963.
7. E. WOOLARD
Inequalities in mean solar time from tidal variations in the rotation of the Earth.
Astron. J., 64, 140, 1959.
8. W. MARKOWITZ
The annual variation in the rotation of the Earth, 1951-54,
Astron. J. 60, 171, 1955.
9. W. MARKOWITZ
Variations in rotation of the Earth, results obtained with dualrate Moon camera and photographic zenith tubes.
Astron. J., 64, 106, 1959.

DAS VERSCHWINDEN DER EICHSTÖRUNGEN ALS KRITERIUM FÜR DIE RICHTIGE KORREKTUR DER NICHTLINEARITÄT BEI GRAVIMETERREGISTRIERUNGEN.

Dietrich SIMON

Eine Untersuchung gravimetrischer Aufzeichnungen an den Eichtagen erbrachte eine etwa fünffache Verstärkung des Instrumentenganges gegenüber der restlichen Beobachtungszeit [1]. Diese Gangstörungen wurden zunächst für elastische Nachwirkungen gehalten. Sie erwiesen sich jedoch später zum überwiegenden Teile als Restschwankungen, die nach der Elimination der Gezeiten infolge einer vergrößerten Empfindlichkeit an den Eichtagen im Gang zurückblieben [2]. Für diese Deutung hat man zwei Argumente. Erstens folgen die Eichstörungen der synthetischen Gezeitenkurve in den Zeiten zwischen den beiden Eichverstellungen. Zweitens sind nach den Rückverstellungen, die jeweils wieder den Ausgangszustand (die Ausgangsempfindlichkeit) herstellen, keine derartigen Unregelmässigkeiten mehr zu sehen.

Leider ist es nicht möglich, an Hand der Eichstörungen auch ihre Ursachen festzustellen. Denn die untersuchte Registrierkurve ist die Resultierende aller Wirkungen der Schwerkraftvariationen und des ganzen Beobachtungssystems Gravimeter - Galvanometer - Nachlaufschreiber. Andererseits gelangt zur Auswertung ebenfalls die resultierende Registrierkurve und nicht der Beitrag eines einzigen Registrierteiles wie etwa der des Galvanometers.

Es ist daher wichtig, am Ende eine Kontrollmöglichkeit dafür zu haben, ob alle angebrachten Teilkorrekturen die gewünschte Verbesserung der Kurve bewirken oder ob sie zu weiteren Verfälschungen führen.

Zu diesem Zwecke kann man sich der oben beschriebenen Eichstörungen bedienen. Handelt es sich beispielsweise nur um Verzerrungen der Registrierkurve infolge von Empfindlichkeitsunterschieden längs der Registrierskala, so müssen diese und die Eichstörungen verschwinden, wenn jeder Registrierwert entsprechend den wahren Empfindlichkeitsunterschieden die richtige Verbesserung erhält.

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, rechnerisch zu experimentieren. Statt mit einer linearen Skala kann man die Beobachtungswerte mit verschiedenen nichtlinearen Massstäben ablesen. Am Verschwinden der Eichstörungen lässt sich dann sehen, welche der nichtlinearen Skalen den Empfindlichkeitsunterschieden auf dem Registrierstreifen senkrecht zur Zeitachse am besten gerecht wird.

Eleganter ist eine analoge Methode, bei der nur einmal abgelesen und die Registrierkurve mittels eines Rechenautomaten auf die verschiedenen Skalen umgerechnet wird.

Dabei ordnet man jedem abgelesenen Wert entsprechend den verschiedenen Massstäben verschiedene neue Werte zu und überprüft die Brauchbarkeit jeder einzelnen nichtlinearen Skala wiederum an Hand der Eichstörungen. Zur Ermittlung der Eichstörungen empfiehlt es sich, sowohl die Percey'schen Sprunghöhensummen als auch die synthetischen Gezeitenkurven zu berechnen, um die Restschwankungen sicherer zu erfassen [1].

Hinweise auf die Verteilung der Empfindlichkeit längs der Registrierskala erhält man bei der Ermittlung der Eichstörungen der ersten noch unkorrigierten Registrierkurve. Eine saubere Elimination dieser empfindlichkeitsbedingten Unregelmässigkeiten ist die Voraussetzung für den Nachweis eventuell vorhandener Nachwirkungserscheinungen, für die die geringen Beträge der Percey'schen Sprunghöhensummen unmittelbar nach den Verstellungen [1] sprechen. Auch hier ist es nicht möglich, direkt auf die Ursache der Störungen an einem Teil der Messeinrichtungen zu schliessen.

Es wurde bisher bewusst vermieden, die erstmals von Volkov [3] und später von anderen Autoren festgestellte Nichtlinearität der Registriergalvanometerskalen in die Auswertung einzu-beziehen, weil das vorgeschlagene Verfahren nicht deren Kenntnis voraussetzt.

Dieser wichtige Effekt wird ja nur an einem Teil der gesamten Beobachtungsanlage Gravimeter- Galvanometer- Nachlaufschreiber festgestellt und es ist nicht erwiesen, dass bei seiner Berücksichtigung wirklich alle Störungen dieser Art erfasst werden. Das lässt sich aber ebenfalls an Hand der Eichstörungen überprüfen. Wie wichtig eine genaue Korrektur der Nichtlinearität der Registrierskala ist, würde in den oben zitierten Arbeiten [1 u. 3] gezeigt.

Die Empfindlichkeitsunterschiede führen zu beträchtlichen Verzerrungen der Schwereänderungskurven und verfälschen die zur Eichung nötigen Sprunghöhen sowohl direkt wegen der Nichtlinearität der Skala als auch indirekt, weil die dann auftretenden Eichstörungen nicht durch Mittelung bei der Sprunghöhenberechnung zu eliminieren sind.

Da sich nun die Eichstörungen als Restschwankungen erwiesen haben, die durch Empfindlichkeitsunterschiede längs der Registrierskala nur vorgetäuscht werden, und ferner die Askania-Werke festgestellt haben (Private Mitteilung der Askania-Werke (Sept. 1966)), dass die Gravimeterfedern selber nur geringe Nachwirkungen zeigen, kann man entgegen früheren Annahmen [1,2] die Nichtlinearität der Galvanometerskala wohl als Hauptursache für die beträchtlichen Empfindlichkeitsunterschiede an den Eichtagen vermuten.

Jedoch sind kleine elastische Nachwirkungen nach den ersten Verstellungen, für die die oben erwähnten Anhaltspunkte gegeben sind, nicht ausgeschlossen. Ihre Ursachen werden von den Askania-Werken in Luftbewegungen innerhalb des Gravimeters infolge der mechanischen Federverstellung und in elastischen Spannungsänderungen im Gravimetergehäuse durch die Eichung nach mehrtägiger Ungestörtheit des Gerätes gesehen.

Zur Elimination der zuletzt erwähnten Störung wird von den Askania-Werken empfohlen, statt einer mehrere Verstellungen im Abstand von wenigen Stunden durchzuführen.

Mit Hilfe der Eichstörungen ist es möglich, die Richtigkeit einer Korrektur der Registrierkurve hinsichtlich der Empfindlichkeitsunterschiede längs der Registrierskala zu überprüfen, wenn man die gemessene Nichtlinearität der Galvanometerskala zur Festlegung des Massstabes verwendet.

Darüber hinaus kann man mit diesem Verfahren auch die älteren Gravimeterregistrierungen korrigieren, bei denen die Nichtlinearität der Skala des Registriergalvanometers noch nicht bestimmt wurde.

Hierzu müssen die Empfindlichkeitsunterschiede längs der Registrierskala an Hand der Eichstörungen abgeschätzt und die fehlenden Zwischenwerte interpoliert werden.

Eine nachträgliche Überprüfung älterer Aufzeichnungen hinsichtlich dieser Verfälschungen wäre sonst nicht möglich, da die Nichtlinearität der Galvanometer, wie Volkov [3] gezeigt hat, sehr stark von ihrer Horizontierung abhängt. Ihre Neigung muss mit hochempfindlichen Libellen gemessen werden und ist später, falls dies unterlassen wurde, nicht mehr feststellbar.

L I T E R A T U R

1. SIMON, D.
Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11.
Marées Terr. Bull. d'Inform. N° 44 (1966). S. 1759-74.
 2. SIMON, D.
Eine Bemerkung zu meiner Arbeit "Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11".
Marées Terr. Bull. d'Inform. N° 45 (1966), p. 1860.
 3. VOLKOV, V.A.
L'Influence de la Nonlinéarité de l'échelle du Galvanomètre enregistreur sur les Résultats des Observations de Marées Terrestres.
Marées Terr. Bull. d'Inform. N° 36 (1964) S. 1210-22.
 4. Private Mitteilung der Askania-Werke.
-

Eine Bemerkung zu meiner Arbeit "Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11"
im Bull. Marées Terr. N° 44 (1966), S. 1759 - 1774

D. SIMON

Betrachtet man in den Anlagen 4 und 5 (S. 1773 und 1774) der o.g. Arbeit die Gangstörungen an den Eichtagen, so fällt auf, dass sie in ihrem Verlauf der synthetischen Gezeitenkurve stark ähneln. Möglicherweise wird durch die Spindelverstellung eine Empfindlichkeitsvergrößerung bewirkt, d.h. während der eigentlichen Eichzeit (25 Stunden) werden die Gezeitempfindlichkeiten mit grösserer Amplitude aufgezeichnet. Da die Empfindlichkeitsveränderungen bei der zweiten Eichverstellung jeweils wieder rückgängig gemacht werden, hat man hiermit auch eine Erklärung dafür, warum nach der zweiten Verstellung keine derartigen Gangstörungen mehr auftreten.

Die Existenz eines solchen Effektes würde eine ernsthafte Schwierigkeit für jede Form der Eichung, bei der ja die Feder durch eine Zusatzkraft gedehnt wird, darstellen, sei es die herkömmliche durch Spindelverstellungen oder die elektrische Methode nach Melchior und Schulze [1]

Auch in diesem Falle wird vorgeschlagen, die Zeit zwischen den beiden Verstellungen auf mehrere Tage zu vergrössern und durch Vergleiche der Registrierung mit der synthetischen Gezeitenkurve die Amplitudenänderung zu messen.

Es lässt sich leicht abschätzen, dass durch die Gezeitempfindlichkeiten selber merkliche Empfindlichkeitsunterschiede bei der Aufzeichnung der Schwerevariationen zwischen Wellenberg und Wellentälern bestehen.

Man findet aus den Anlagen 4 und 5 bei Verstellungen von 100 mm Vergrößerungen der Gezeiten-Doppelamplituden von 40 mm auf 50 mm, was einer Empfindlichkeitserhöhung von 25 % entspricht.

Die durch die Gezeiten selber hervorgerufene Empfindlichkeitsschwankung beträgt demnach etwa 10 %.

L I T E R A T U R

[1] R. SCHULZE

Eine neue Eicheinrichtung im Gezeitengravimeter.
Askania-Warte (1966) Heft 66, S. 17-20.