

Werk

Jahr: 1933

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:9

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0009

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0009

LOG Id: LOG_0046

LOG Titel: Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

daß sowohl eine harte Auflage und eine weiche Unterlage und umgekehrt stets einen wesentlichen Energieverlust an der Berührungsstelle bedingen; ein Ergebnis, das aus der Größe der auftretenden Deformationen in dem jeweilig weicheren Stoff sich erklären läßt. Es ist daher für Pendel immer das härteste Schneiden- und Lagermaterial zu erstreben. Schließlich sei betont, daß eine Lagerung des Pendels auf Kugeln energetisch einer Schneidenlagerung auch praktisch gleichwertig hergestellt werden kann.

Die Schneiden aus Quarzglas und anderen spröden, noch härteren Stoffen zeigen ein schartiges Profil, wie das aus dem 1000fach vergrößerten Bild einer solchen zu ersehen ist (s. Fig. 5a). Im Gegensatz dazu lassen sich Stahlschneiden bedeutend besser herstellen (s. Fig. 5b)*). Die Ausbrüche rühren vom Schleifprozeß selbst her, da man keinen Unterschied zwischen benutzten und unbenutzten Teilen der Kante feststellen kann. Außerdem münden die Schleifrisse meistens in Scharfen. Die Konstanz solcher Quarzschneiden in den Pendeln ließ zu wünschen übrig, da man nur eine „Punktauflage“ hat und das Material leicht überbeansprucht wird. Die erreichte Konstanz im Laboratorium betrug für stabförmige Quarzglaspendel mit Quarzglasschneiden nur zwei bis drei Einheiten in der siebenten Dezimale der Halbschwingung ($T = 0.4$ sec). Im Gegensatz dazu zeigen die Pendel mit Stahlschneiden eine höhere Konstanz und geringere zusätzliche Amplitudenkorrektur. Die Konstanz der Pendel mit Kugellagerung wird sich erst nach längerem Gebrauch beurteilen lassen.

Für die genauen Kurzzeitmessungen wurden die mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgearbeiteten Meßverfahren benutzt. Ferner möchte ich der Firma C. Zeiss, Jena, danken, deren Hilfe die vorliegenden Messungen erst ermöglichte.

*) Die Mikroaufnahmen wurden von Herrn Dipl.-Ing. Sporkert (Zeisswerk, Jena) angefertigt.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Mai 1933.

Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe

Von **Heinz Lettau**, Leipzig/Potsdam — (Mit 2 Abbildungen)

Es wird ein einfaches Verfahren zur Ermittlung von magnetischen Momenten und von Suszeptibilitäten bei Schwerependeln beschrieben und angewandt. Für das Zweipendelverfahren mit Stabpendeln wird ein gegenseitiger magnetischer Einfluß theoretisch abgeleitet und experimentell nachgewiesen. Es wird vorgeschlagen, an Geräten der untersuchten Art ständige Ablenkknädel anzubringen, deren Ausschläge einwandfreie (und normalerweise kleine) Reduktionen an die relativen Schwerewerte gewährleisten.

Wirkt ein Stabpendel aus Invar in der ersten Gaußschen Hauptlage auf eine Magnetnadel ein, wird man im allgemeinen eine nur schwache Beeinflussung wahrnehmen; dies entspricht der Tatsache, daß brauchbare permanente Magnete aus Invar nicht zu erhalten sind. Bewegt man jedoch das nördliche oder das südliche

Ende eines parallel zum magnetischen Meridian gehaltenen Pendels gegen die Nadel, so beobachtet man eine beträchtlich gesteigerte Wirkung auf dieselbe; vorausgesetzt, daß die erdmagnetische Inklination größer als 45° ist (was für Europa zutrifft), wird bei Senkrechtstellen des Pendels der Nadelausschlag noch erheblicher. Da die Meßlage von Schwerependeln höchstens $\pm \frac{1}{2}^\circ$ von der Senkrechten abweicht, zeugt der geschilderte Versuch von dem ausschlaggebenden Einfluß der sogenannten „magnetischen Influenz“, und zwar ist von praktischer Bedeutung die Wirkung der erdmagnetischen Vertikalintensität (Z).

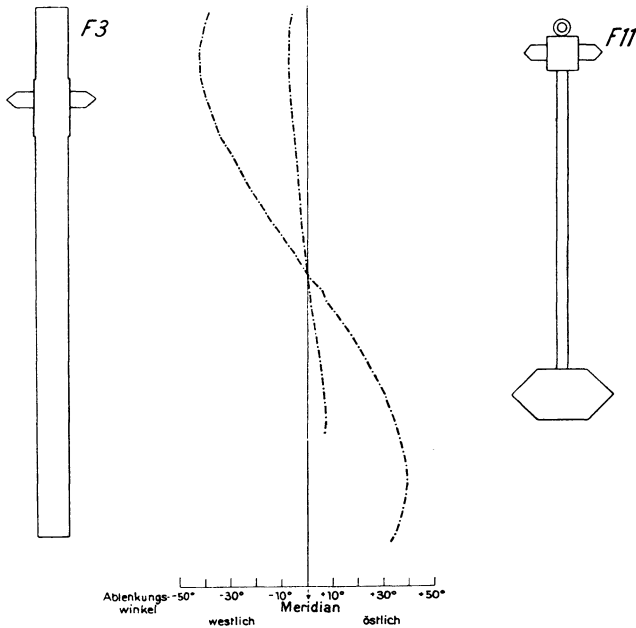


Fig. 1. Polstärke und Polabstand bei Pendeln in Minimum- und Sterneckform aus gleichem Werkstoff. Ablenkung einer 11 cm entfernten horizontalen Magnetnadel in verschiedenen Höhen bei Pendeln in senkrechter Lage

Eine Vorstellung vom Betrage des in Schwerependeln induzierten Momentes gibt Fig. 1; sie zeigt das Ergebnis einer Beobachtung zum Zwecke der Ermittlung des Abstandes der induzierten Pole; eine Magnetnadel wurde längs den senkrecht gestellten Invarpendeln $F\ 3$ in Stabform und $F\ 11$ in Sterneckform in Stufen von 1 cm gesenkt, wobei jedesmal der Abstand Pendelmitte—Nadelmitte 11 cm betrug.

Die Fähigkeit, induzierten Magnetismus anzunehmen, wird durch die Suszeptibilität κ gekennzeichnet. κ wird definiert als das magnetische Moment, das die Volumeneinheit unter der induzierenden Wirkung der Feldstärke $1\ F$ annimmt. Das Moment eines Zylinders von der Länge L und vom Querschnitt $q^2 \pi$ läßt sich also schreiben

$$\mathfrak{M} = \kappa L q^2 \pi F \dots \dots \dots (1)$$

wenn F die Stärke des induzierenden (homogenen) Magnetfeldes ist. Aus dieser Formel ersieht man, daß die trotz völlig gleichartigen Materials aus Fig. 1 folgende Verschiedenheit der Magnetisierung bei Sterneck- und Stabform ihren Grund in der größeren Dicke und Länge (bedingt durch die Erfüllung der Minimumeigenschaft) der letzteren hat; denn auch hier erweist sich, wie bereits Haasemann bzw. Ad. Schmidt fand, bei der Sterneckform die Magnetisierung der Linse von untergeordneter Bedeutung gegenüber derjenigen der Pendelstange; es erscheint nämlich zunächst nur der untere Pol durch die Massenanhäufung etwas tiefer gelagert.

Das Stabpendel $F 3$ gehört mit dem gleichartigen $F 4$ zu dem leichten im Preußischen Geodätischen Institut gebauten Zwei-Pendel-Apparat¹⁾ *). Die beiden Lager befinden sich in einer Entfernung von 13.2 cm voneinander; in Anbetracht der Stärke der induzierten Pole ist eine merkliche gegenseitige magnetische Beeinflussung zu vermuten. In den folgenden Zeilen wird eine solche durch Rechnung und Beobachtung untersucht und bestätigt.

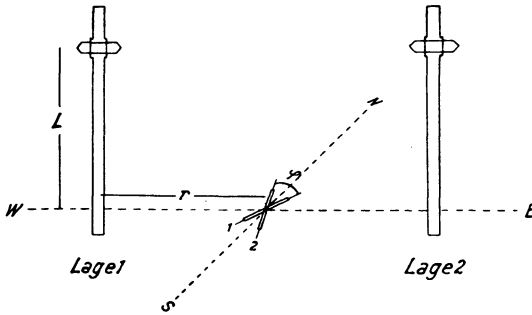


Fig. 2. Schema zur Bestimmung des magnetischen Moments von Schwerpendeln in senkrechter Lage

Zur Bestimmung der für die Meßlage der Pendel gültigen Momente wurden bei lotrecht gestellten Pendeln (Schneide oben) Ablenkungen einer horizontalen Magnetnadel beobachtet. Dabei wurden die Pendel $F 3$ und $F 4$ sowohl einzeln untersucht als auch gleichzeitig wirkend, wobei der gegenseitige Abstand entsprechend den Ausmaßen des leichten Zwei-Pendel-Apparates 13.2 cm betrug. Das mittlere Moment $\mathfrak{M}_{3,4}$ im letzten Falle ergibt sich um 3% kleiner als das Mittel der Einzelmomente, weil die nebeneinander befindlichen Stäbe sich gegenseitig das influenzierende Erdfeld abschwächen. Denkt man sich die magnetische Wirkung eines Pendelstabes als die eines Dipoles mit L als Polabstand, so führt eine einfache Anwendung des Coulombschen Gesetzes auf folgende Formel für das magnetische Moment:

$$\mathfrak{M} = HL \sin \frac{\varphi}{2} \frac{r^2 (r^2 + L^2)^{3/2}}{(r^2 + L^2)^{3/2} - r^3} \dots \dots \dots (2)$$

*) Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit.

wobei H die auf die Nadel wirkende erdmagnetische Horizontalintensität und r die zum magnetischen Meridian senkrechte Entfernung des in der Schwingungsebene der Nadel befindlichen Pendelpoles von der Nadelmitte ist, während φ den Winkel zwischen den Nadeleinstellungen bei westlicher und östlicher Lage des Pendels bedeutet (Fig. 2). Bei der Größenordnung der schließlich hier in Frage kommenden Auswirkungen der Pendelmomente auf die Schwingungszeiten ist der Verzicht auf strengere Entwicklungen an Stelle Gl. (2) zulässig. Die hinreichende Übereinstimmung der \mathfrak{M} -Werte für verschiedene und zum Teil sehr geringe Entfernungen r (vgl. Tabelle 1) spricht für die Berechtigung der getroffenen Annahmen. Ein

Tabelle 1

r cm	$\varphi/2$		\mathfrak{M}			
	F_3	F_4	$F_3 + F_4$	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{3/2} \text{sec}^{-1}$	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$
25	6.70 ⁰	7.25 ⁰	—	558	619	—
30	4.18	4.35	7.88 ⁰	578	601	544
40	1.87	1.95	3.80	589	613	598
50	0.92	1.00	1.85	581	636	586
60	0.52	0.55	1.05	594	620	603
			Mittel: 580		618	583

Grund, r teilweise recht klein zu wählen war der, daß in Hinblick auf praktische Zwecke die Möglichkeit erwiesen werden sollte, Untersuchungen dieser Art mit einfachen Geräten zu bewerkstelligen; so wurden alle hier mitgeteilten Ergebnisse mit einer Bussole gewonnen, deren Kreis bei 12 cm Durchmesser nur in ganze Grade geteilt war.

Aus den Abmessungen der Pendel seien nach Gl. (1) noch Suszeptibilitätswerte κ abgeleitet, und zwar außer für die Stabpendel auch für das Sterneckpendel F_{11} , dessen Moment in der Meßlage zu 128 cmgs ermittelt war. Es gilt für F_3 und F_4 : $\varrho = 1.2$ cm, $L = 33$ cm, für F_{11} : $\varrho = 0.5$ cm, $L = 28$ cm. Für Potsdam beträgt $Z = 0.43$ Γ .

$$\kappa = \frac{\mathfrak{M}}{L \varrho^2 \pi Z}$$

$$\kappa_{3,4} = 10, \quad \kappa_{11} = 14.$$

Die Suszeptibilitäten*) ergeben sich von gleicher Größenordnung. Daß sie trotz desselben Materials nicht übereinstimmen, ist der Gestalt des Sterneckpendels zuzuschreiben; für ϱ wurde nämlich der Halbmesser der Pendelstange gesetzt; die Linsenmasse am unteren Ende bewirkt anscheinend eine magnetische Verteilung in der Weise, als wäre die Pendelstange um etwa 20% dicker.

Mit der magnetischen Suszeptibilität κ hängt die Permeabilität μ durch die Beziehung $\mu = 1 + 4 \pi \kappa$ zusammen. Für die von Fechner verwandte Nickel-

*) Es liegt nahe, diese Suszeptibilitätswerte bei nordsüdlicher Lage der Pendel, also unter Wirkung der erdmagnetischen Horizontalintensität H , zu prüfen. Zwecks Raumersparnis sei von der Mitteilung entsprechender Beobachtungen, die die angegebene Größe von κ bestätigen, abgesehen.

stahllegierung (36% Ni) ergeben sich somit Permeabilitätswerte von 120 bzw. 170, Zahlen, die in Anbetracht der nach Nickelgehalt und Vorbearbeitung äußerst stark veränderlichen Anfangspermeabilitäten von Invar in vernünftiger Größenordnung liegen.

Um zu den Auswirkungen der bisher untersuchten magnetischen Eigenschaften der Pendel auf die Schwingungszeiten zu gelangen, sind einige allgemeine Betrachtungen durchzuführen. Nach Ph. Furtwängler²⁾ gelten für zwei Pendel, die bei kleinen Amplituden auf gemeinsamer Unterlage mit parallelen Schneiden schwingen, in genügender Genauigkeit die Differentialgleichungen:

$$\ddot{\psi}_1 + 2k_1 \dot{\psi}_1 + \frac{\pi^2}{T_1^2} \psi_1 = - \frac{2\gamma_2}{T_1} \ddot{\psi}_2 \dots \dots \dots (3a)$$

$$\ddot{\psi}_2 + 2k_2 \dot{\psi}_2 + \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 = - \frac{2\gamma_1}{T_2} \ddot{\psi}_1 \dots \dots \dots (3b)$$

Dabei bedeuten die Punkte Differentiationen nach der Zeit, ψ_1 und ψ_2 die Ausschläge der beiden Pendel, k_1 und k_2 die Dämpfungskoeffizienten, T_1 und T_2 die Schwingungsdauern bei mittlerer Amplitude, wenn die Pendel einzeln auf demselben elastischen Stativ schwingen; γ_1 und γ_2 sind die Vergrößerungen, welche die Schwingungsdauern durch das Mitschwingen der Unterlage erfahren. Neben den ψ sind auch k und γ kleine Größen erster Ordnung.

Weisen beide Pendel magnetische Momente \mathfrak{M}_1 und \mathfrak{M}_2 auf, so tritt eine gegenseitige magnetische Beeinflussung hinzu. Das dabei wirksame magnetische Drehmoment ergibt sich zu $-\frac{\partial V}{\partial \psi_1}$ bzw. $-\frac{\partial V}{\partial \psi_2}$, wenn V das Potential der von zwei Magnetstäben (Elementarmagnete) aufeinander ausgeübten Kräfte darstellt. Bezeichnet r jetzt den als gleichbleibend anzusehenden Abstand der Magnetmitten voneinander, so gilt, wiederum unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als erster Ordnung³⁾:

$$V = \frac{\mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}{r^3} \{ \cos(\psi_2 - \psi_1) - 3 \sin \psi_1 \sin \psi_2 \}.$$

Nach Ausführen der Differentiationen beachte man, daß die ψ kleine Größen sind. Bedeutet m die Masse, s die Entfernung Schneide—Schwerpunkt des mittleren Pendels, g die Erdbeschleunigung, und bezeichnet man ferner die von erster Ordnung kleine Größe $\frac{\mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}{r^3 m g s}$ mit ε (reine Zahl), so ergeben sich für die zu den rechten Seiten der Gln. (3) hinzutretenden Glieder der Form $-\frac{1}{K} \frac{\partial V}{\partial \psi}$ (K = Trägheitsmoment des Pendels):

$$-\frac{1}{K_1} \frac{\partial V}{\partial \psi_2} = \varepsilon \frac{\pi^2}{T_1^2} (2\psi_1 + \psi_2),$$

$$-\frac{1}{K_2} \frac{\partial V}{\partial \psi_1} = \varepsilon \frac{\pi^2}{T_2^2} (2\psi_2 + \psi_1).$$

Die vollständigen Grundgleichungen für den Fall magnetischer Pendel lauten somit:

$$\ddot{\psi}_1 + 2k_1 \dot{\psi}_1 + \frac{\pi^2}{T_1^{*2}} \psi_1 = -\frac{2\gamma_2}{T_1^*} \psi_2 + \varepsilon \frac{\pi^2}{T_1^{*2}} (2\psi_1 + \psi_2) \dots (4a)$$

$$\ddot{\psi}_2 + 2k_2 \dot{\psi}_2 + \frac{\pi^2}{T_2^{*2}} \psi_2 = -\frac{2\gamma_1}{T_2^*} \dot{\psi}_1 + \varepsilon \frac{\pi^2}{T_2^{*2}} (\psi_1 + 2\psi_2) \dots (4b)$$

Die T erhielten hier Sterne, um anzudeuten, daß sie gegenüber den in Gln. (3) auftretenden Größen magnetisch beeinflusst sind. Nach einer Anregung von H. Schmehl sei hier die Furtwänglersche Umformung der Differentialgleichungen, welche sich der Hilfe von Pendelvektoren bedient, umgangen durch Elimination der zweiten Differentialquotienten der rechten Seiten mittels der Differentialgleichungen selbst; unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als erster Ordnung gilt nach (3b) und nach (4b)

$$-2 \frac{\gamma_2}{T_1} \ddot{\psi}_2 = 2 \frac{\gamma_2}{T_1} \cdot \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 \dots (5a)$$

$$-2 \frac{\gamma_3}{T_1^*} \ddot{\psi}_2 = 2 \frac{\gamma_2}{T_1^*} \frac{\pi^2}{T_2^{*2}} \psi_2 \dots (6a)$$

Ähnliche Beziehungen folgen aus (3a) und (4a). Setzt man Gl. (5) in Gl. (3), Gl. (6) in Gl. (4) ein und stellt man „ungesternte“ und „gesternete“ Differentialgleichungen untereinander, so lassen sich nach geringen Umbildungen durch Vergleichen entsprechender Koeffizienten die Beziehungen hinschreiben:

$$T_1^* = T_1 (1 - \varepsilon) = T_1 - \varepsilon T \dots (7a)$$

$$T_2^* = T_2 (1 - \varepsilon) = T_2 - \varepsilon T \dots (7b)$$

Es bedeutet dabei T einen auf zwei bis drei Stellen abgerundeten Mittelwert der sich nur um kleine Größen unterscheidenden Werte T_1, T_2, T_1^*, T_2^* .

Ferner liegt es nahe, bei den mit Hilfe der Gln. (6) umgebildeten Gln. (4) den restlichen ε -Koeffizienten mit dem γ -Gliede zu vereinigen. Führen wir nach der Zusammenfassung einen quasi-magnetisch beeinflussten Wert γ^* ein, so besitzt dieser Realität ausschließlich insofern, als er allein bei Anwendung des gewöhnlichen Amplitudenverfahrens zur Bestimmung des Mitschwingens erhalten wird; würde man die wirklichen Ausweichungen des Stativs unter dem Horizontaldruck des schwingenden Pendels beobachten, so könnte aus ihnen nur der Wert γ abgeleitet werden. Man muß sich vor Augen halten, daß grundsätzlich die folgenden Gleichungen (8) ein anderes Wesen als die Gln. (7) aufweisen.

$$2 \frac{\gamma_2 \pi^2}{T_1^* T_2^{*2}} \psi_2 + \frac{\varepsilon \pi^2}{T_1^{*2}} \psi_2 = 2 \psi_2 \frac{\pi^2}{T_1^* T_2^{*2}} \gamma_2^*; \quad \gamma_2^* = \gamma_2 + \frac{\varepsilon T_2^{*2}}{2 T_1^*} = \gamma_2 + \frac{\varepsilon T}{2} (8a)$$

$$2 \frac{\gamma_1 \pi^2}{T_2^* T_1^{*2}} \psi_1 + \frac{\varepsilon \pi^2}{T_2^{*2}} \psi_1 = 2 \psi_1 \frac{\pi^2}{T_1^* T_2^{*2}} \gamma_1^*; \quad \gamma_1^* = \gamma_1 + \frac{\varepsilon T_1^{*2}}{2 T_2^*} = \gamma_1 + \frac{\varepsilon T}{2} (8b)$$

Da meist infolge hinreichender Gleichheit der Pendel $\gamma_1 = \gamma_2$ gesetzt werden kann, so gilt kurz

$$\gamma^* = \gamma + \frac{\varepsilon T}{2} \dots (8)$$

Wir werden sehen, daß es sich bei dieser letzten Beziehung um einen magnetischen Effekt handelt, der von der gleichen Größenordnung wie die beeinflusste Größe ist; nämlich es ergibt sich εT unter Verwendung von $\mathfrak{M}_{3,4} = 583$ zu $34.6 \cdot 10^{-7}$ sec ($r = 13.2$ cm; $m = 1750$ g; $g = 981$ cm sec⁻²; $s = 12.1$ cm). Bei den Schwingungszeiten dagegen bedingt nach Gl. (7) der gegenseitige magnetische Einfluß zweier Pendel eine nur differentielle Änderung.

Die Versuchsbedingungen zur Nachprüfung von Gl. (7) waren folgende: Es wurden viermal hintereinander bei einstündigem Schwingenlassen (jeweils 100 Koinzidenzen) die Schwingungszeiten desselben Pendels, z. B. *F* 3, ermittelt; beim ersten und letzten Male hing das Nachbarpendel fest auf seinem Lager, beim zweiten und dritten war es entfernt. Das Nichtschwingenlassen des anderen Pendels vereinfacht die Beobachtungen und gleicht sie einander an, während es für die magnetische Beeinflussung belanglos bleibt, ob ein Pendel mit doppelter Amplitude neben einem ruhenden schwingt oder ob beide sich gegeneinander bewegen. Es bezeichne der Index *B* Beobachtungswerte; dann gilt im Falle 1 und 4 $T_B^* = T^* + \gamma^* - \gamma$, während nach Entfernen des Nachbarpendels $T_B = T$ erhalten wird. Aus Gl. (7) und Gl. (8) folgt:

$$T_B^* - T_B = -\frac{\varepsilon T}{2}.$$

Bei der geschilderten Versuchsanordnung steht also infolge des Hineinhängens des zweiten Pendels eine Schwingungszeitverkürzung von $17.3 \cdot 10^{-7}$ sec zu erwarten. Tabelle 2 enthält ein Beispiel (die Zeit-, Temperatur-, Luftdruck- und

Tabelle 2

<i>F</i> 3	Zeit 30. Mai 1933	Temperatur °C	Luftdruck mm	Amplituden min	Koinzidenzzeit sec	Amplituden- Red. 10 ⁻⁷ sec	Reduzierte Schwingungszeit sec	Bemerkungen
1	9 ^h 30 ^m	11.31	750.8	23.3	32.849 ₅	— 13.6	0.4925022 ₈	<i>F</i> 4 auf Lager
2	10 36	11.34	750.8	22.4	32.859 ₆	— 13.1	0.4925046 ₀	<i>F</i> 4 entfernt
3	11 42	11.40	750.5	21.6	32.856 ₅	— 11.7	0.4925040 ₄	<i>F</i> 4 entfernt
4	12 48	11.42	750.3	24.0	32.850 ₁	— 14.4	0.4925023 ₃	<i>F</i> 4 auf Lager

Amplitudenangaben bedeuten Mittel aus Anfangs- und Endwerten; von einer Reduktion wegen des Ganges der Beobachtungsuhr sowie auf Temperatur- und Dichtenormale wurde abgesehen) und Tabelle 3 einige Endergebnisse*), bei deren Festlegung mich dankenswerterweise Herr Katasterdirektor Dr. Großmann weitgehend unterstützte.

Tabelle 3

$T_B - T_B^*$	L**)	G**)
<i>F</i> 4	+ 12 · 10 ⁻⁷ sec	+ 20 · 10 ⁻⁷ sec
<i>F</i> 3	+ 20	— 17 (?)

*) Infolge meines Fortganges von Potsdam ist mir z. T. die Möglichkeit genommen, umfangreicheres Beobachtungsmaterial zu sammeln; ich muß mich leider auf die Bekanntgabe dieser wenigen und z. T. unsicheren Werte beschränken.

***) G = Beobachter Großmann; L = Beobachter Lettau.

Abgesehen von dem vermutlich durch Verschiebungen des Koinzidenzapparates beeinträchtigten letzten Wert ergibt sich ein Unterschied von der erwarteten Größenordnung (Gesamtmittel + $9 \cdot 10^{-7}$ sec, Mittel ohne die herausfallende Beobachtung + $17 \cdot 10^{-7}$ sec).

Ein anderer Weg zur Festlegung des magnetischen Einflusses führt über das gebräuchliche Verfahren zur Bestimmung des Mitschwingens des Pendelstatives; im Gegensatz zu den Verhältnissen bei der Schwingungszeit handelt es sich hier nicht mehr um eine nur differentielle Änderung einer Beobachtungsgröße, sondern in Gl. (8) sind sowohl γ als auch $\varepsilon T/2$ beide von der Ordnung 10^{-6} sec.

Mittels einer Helmholtzschen Spulenordnung (Durchmesser 1 m) konnte das Erdfeld mit der damals gerade verfügbaren Spannung dreier Akkumulatorenbatterien um etwa $1/5 I$ verstärkt oder geschwächt werden. Eine in der oberen Spulenebene und zugleich in Höhe der oberen Pendelenden seitlich von beiden nordsüdlich schwingenden Pendeln gleich weit entfernte Magnetnadel wurde ohne Strom und bei Stromschluß in beiden Richtungen beobachtet, und zwar einmal bei entfernten und einmal bei hängenden Pendeln. Die Momente $\mathfrak{M}_{3,4}^{(+)}$ und $\mathfrak{M}_{3,4}^{(-)}$ wurden mittels des bekannten $\mathfrak{M}_{3,4}$ aus den Verhältnissen der Sinus' entsprechender Winkeldifferenzen ($\varphi/2$) berechnet. Das Mitschwingen γ^* wurde sechsmal hintereinander durch Beobachtung der Amplitudenänderungen des anfänglich ruhenden Pendels *F* 3 unter der Wirkung des schwingenden Pendels *F* 4 bestimmt, und zwar in der Reihenfolge: + Zusatzfeld, Erdfeld (Z), — Zusatzfeld, — Zusatzfeld, Erdfeld, + Zusatzfeld. Tabelle 4 enthält aus entsprechenden Beobachtungen gemittelte γ^* -Werte.

Tabelle 4

	γ^*	$\varphi/2$	Moment	$\varepsilon T/2$	$\gamma^* - \varepsilon T/2$
Z	$33.3 \cdot 10^{-7}$ sec	17.83 ⁰	583	$17.3 \cdot 10^{-7}$ sec	$16.0 \cdot 10^{-7}$ sec
Z + Zusatzfeld	41.4	21.01	685	23.8	17.6
Z — Zusatzfeld	25.2	14.05	463	10.9	14.3

Nach Formel (8) sollte $\gamma^* - \varepsilon T/2$ die ausschließlich durch die wahren Stativbewegungen verursachte Schwingungszeitenverlängerung γ ergeben; die hinreichende Gleichmäßigkeit der Werte in der letzten Spalte von Tabelle 4 spricht wiederum für die Zulässigkeit der bei unseren Ableitungen getroffenen Annahmen, ein Erfolg, der in diesem Ausmaß nicht erwartet wurde.

Es sei noch bemerkt, daß für das Zweipendelverfahren mit Verwendung von Geräten Sterneckscher Bauart (Momente etwa 130 cmgs) die hier untersuchten magnetischen Einflüsse auf die Schwingungszeit und auf das Mitschwingen (bei gleichem r) eine Größe von etwa $0.8 \cdot 10^{-7}$ sec erreichen; sie sind somit praktisch zu vernachlässigen.

Da die hier geschilderten Versuche für die Möglichkeit der rechnerischen Erfassung der gegenseitigen magnetischen Einflüsse sprechen, kann das hohe Pendelmoment kaum als schwerwiegender Nachteil der Stabform angesehen werden.

Zudem kommen bei allen magnetischen Einwirkungen*) für die Ermittlung der Schwerewerte nur die normalerweise geringfügigen Änderungen von Ort zu Ort in Frage. Bei Ablenkungsversuchen, zu denen die Pendel wechselnd in ostwestlicher, nordsüdlicher und senkrechter Stellung lagen, erwies sich stets, daß sie augenblicklich ein der induzierenden Feldstärke (0 bzw. 0.18 bzw. 0.43 I') entsprechendes Moment annahmen. Die Kenntnis der erdmagnetischen Vertikalintensität am Ort der Schweremessung gestattet somit die Anbringung aller Reduktionen. Empfehlenswerter wäre, daß am Stativ in gleicher Entfernung von beiden Polen die Anbringung einer Ablenknaedel vorgesehen wird, deren Stand vor und nach Hineinhängen der Pendel aus den bekannten Verhältnissen am Bezugsorte unmittelbar die Momente ergibt, sobald aus der Dauer der Nadelschwingungen ein roher Wert der gültigen Horizontalintensität ermittelt wurde; die Nadel könnte gleichzeitig zur gleichmäßigen Einweisung der Schwingungsebenen dienen.

Verwerflich scheint mir jedoch jeder Versuch zu sein, solche Stabpendel durch einmalige Anwendung hoher Feldstärken zu „entmagnetisieren“; gelingt dies auch für den Augenblick, so bringt doch jede Erschütterung und vermutlich schon allein die Zeit die Gefahr einer Änderung der erzwungenen Verhältnisse mit sich. Es wirken in diesem Falle nicht mehr der Vertikalintensitätsänderung proportionale kleine Änderungen der Einflüsse, sondern es können unter Umständen die vollen Absolutbeträge in die relative Schweremessung eingehen und Pendelsprünge oder Schwerefehler bis zur Größenordnung von über 20 milligal vortäuschen. Man bedenke, daß die Suszeptibilität im allgemeinen eine durchaus vernünftige physikalische Größe als die Remanenz ist.

Literatur

¹⁾ E. Kohlschütter: Über einen leichten im Preußischen Geodätischen Institut gebauten Zwei-Pendel-Apparat. Verhandl. d. V. Tagung (in Kopenhagen) d. Balt. Geod. Komm. S. 213—214, Helsinki 1931.

²⁾ Ph. Furtwängler: Über die Schwingungen zweier Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer auf gemeinsamer Unterlage. Sitzungsber. d. Berl. Akad. **12**, 245, 1902.

³⁾ G. Angenheister: Das Magnetfeld der Erde. Instrumente und Meßmethoden. Handb. d. Experimentalphysik **25**, 1, 544, Leipzig 1931.

⁴⁾ H. Martin: Das photographische Koinzidenzverfahren und das Pendel als Zeitmesser. Gerlands Beitr. z. Geophys., Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **2**, 250—253, 1932.

*) Der Einfluß, den bereits das einzeln schwingende Pendel infolge seines Momentes unter der Wirkung der erdmagnetischen Vertikalintensität erleidet, war bisher allein in der Literatur behandelt. [Vgl. besonders ⁴⁾.] Könnte man das Erdfeld ausschalten, so würde sich die Schwingungszeit der hier untersuchten Stabpendel um $30 \cdot 10^{-7}$ s verlängern. Die Größenordnung beider magnetischen Einflüsse ist die gleiche.