

Werk

Jahr: 1936

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:12

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0012

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0012

LOG Id: LOG_0065

LOG Titel: Untersuchungen am Schütteltisch

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

Untersuchungen am Schütteltisch

Von H. Martin, Jena — (Mit 7 Abbildungen)

1. Versuch der Realisierung der von der Theorie geforderten Anfangsbedingung bei Einschwingungsvorgängen. Bei der theoretischen Betrachtung der Einschwingvorgänge spielt der Fall eine Rolle, daß die erregende Schwingung in der Form

$$x = C \cdot \sin \kappa \tau \dots \dots \dots (1)$$

einsetzt. In der elektrischen Meßtechnik ist dieser Idealfall insofern zu erreichen, als man einen sinusförmigen Strom nur im Moment seines Nulldurchgangs einzuschalten braucht.

Bei der Prüfung der Einschwingvorgänge bei Seismometern war die plötzliche Erregung in der genannten Form nicht ohne weiteres möglich; jedoch gelang es mir

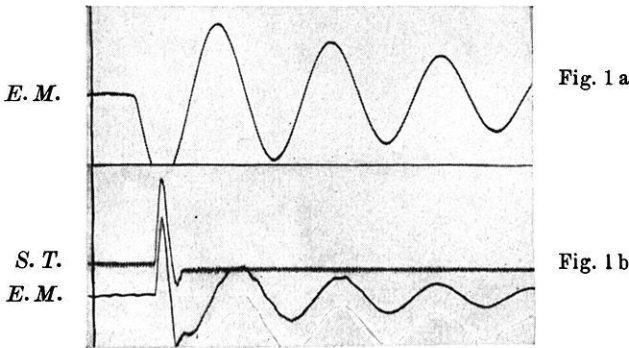


Fig. 1. Aufzeichnung einer plötzlich erregten Schwingung durch einen Erschütterungsmesser.

S. T. = Schütteltisch; E. M. = Erschütterungsmesser

auf folgende Weise, auch für Instrumente, deren Ansprechen auf dem Vorhandensein einer trägen Masse beruht, eine Anregung zu erreichen, die die Forderung von (1) nahezu erfüllt.

Dazu brachte ich gegenüber der beweglichen Schütteltischplatte*) in deren Bewegungsrichtung einen stärkeren Elektromagneten an. Die Stromregulierung erfolgte in der Weise, daß mit Hilfe eines an der Achse eines Synchronmotors befestigten Kontaktes pro 0.8 Sekunden ein Stromstoß von nur 0.03 Sekunden Dauer erzeugt werden konnte. Durch entsprechendes Einschalten des Stromes ließ es sich sehr bequem erreichen, daß man nur *einen* Stromstoß freigab und damit das

*) H. Martin: Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen, Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforschung, S. 30, Heft 26, Jena 1935.

schwingungsfähige System (in diesem Falle den Schütteltisch) plötzlich zu Eigenschwingungen anregte. Die Aufzeichnungen der Bewegung vom Schütteltisch und die dadurch verursachten vom Seismometer wurden mit der Theorie verglichen.

Dafür möchte ich einige Beispiele bringen. In der Fig. 1 b gibt die obere Kurve die plötzlich erregte, aber stark gedämpfte Schwingung des Schütteltisches wieder, während die untere Kurve in Fig. 1 b die Aufzeichnung dieser Schütteltischbewegung durch einen schwachgedämpften Horizontal-Erschütterungsmesser zeigt. Die freie Schwingung dieses Erschütterungsmessers mit einer Schwingungsdauer von $T_0 = 0.80$ Sekunden ist aus Fig. 1 a ersichtlich. Theoretische und aufgezeichnete Kurven stimmen vollkommen überein.

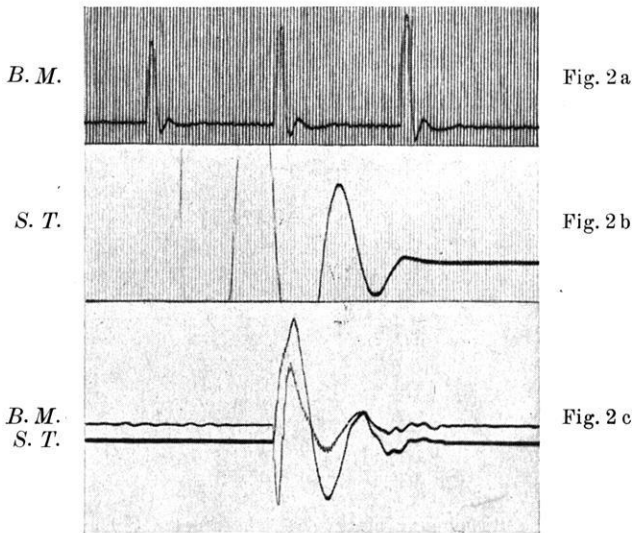


Fig. 2. Aufzeichnung einer plötzlich erregten Schwingung durch einen Beschleunigungsmesser.

B. M. = Beschleunigungsmesser; S. T. = Schütteltisch

In Fig. 2 sind zunächst die gedämpften Eigenschwingungen eines horizontalen Beschleunigungsmessers mit einem $T_0 = 0.11$ Sekunden (Fig. 2 a, Zeitmarkenabstand 0.02 Sekunden) und einer ausschlagenden Schütteltischschwingung von $T_0 = 0.4$ Sekunden (Fig. 2 b) wiedergegeben. Fig. 2 c zeigt die Aufzeichnung der plötzlich erregten Schütteltischschwingung mit Hilfe des durch die Fig. 2 a charakterisierten Beschleunigungsmessers.

Unter Einstellung von verschiedenen starken Dämpfungen bei dem eben erwähnten Beschleunigungsmesser wurden die Kurven in Fig. 3 c, 3 f, 3 i als Bewegungen von Schütteltisch und Beschleunigungsmesser registriert. Die Fig. 3 b, 3 e und 3 h zeigen die aus den Fig. 3 c, 3 f und 3 i entnommenen Aufzeichnungen des Beschleunigungsmessers ohne die Störungen durch Oberschwingungen usw. Die

zugehörigen theoretischen Kurven sind die in Fig. 3a, 3d und 3g. Diese sind berechnet mit den in Fig. 3 angegebenen Konstanten. In jedem der drei Fälle lautete die Erregung

$$x = C \cdot e^{-\alpha_T \cdot \tau} \sin \kappa \tau \dots \dots \dots (2)$$

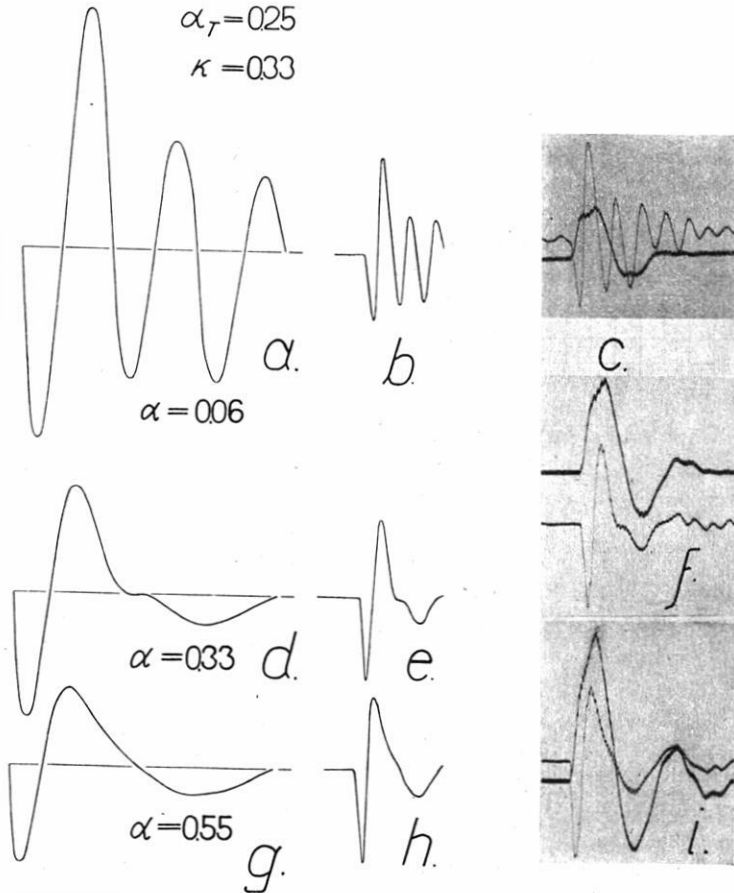


Fig. 3. Theoretische und experimentelle Einschwingkurven eines Beschleunigungsmessers mit verschiedener Dämpfung

Darin ist die Dämpfung der Tischschwingung $\alpha_T = 0.25$ und das Verhältnis der Schwingungsdauer von Beschleunigungsmesser ($T_{B.M.}$) und Tischschwingung (T_T) $\kappa = T_{B.M.}/T_T = 0.33$ zu setzen. Als Lösung erhält man*)

$$\xi = C \cdot e^{-\alpha_T \cdot \tau} \left[\sin(\kappa \tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha_{B.M.} \cdot \tau}}{\kappa \cdot \beta} \cdot \sin(\beta \tau + \varphi) \right], \dots (3)$$

*) H. Martin: a. a. O. S. 12.

wobei β durch

$$\beta = \sqrt{1 - \alpha_{B.M.}^2}$$

definiert ist. Diese Lösung stellt insofern einen Näherungswert dar, weil es sich bei dem vorhandenen Problem eigentlich um ein Kopplungsproblem handelt. Denn wir haben es mit einer abklingenden Schwingung (Tischbewegung) und mit der dadurch angeregten Schwingung des Beschleunigungsmessers zu tun. Es führt jedoch die erregende Schwingung bestenfalls 1.5 Schwingungen aus (Fig. 3i). Ferner sind für die Konstruktion der theoretischen Kurven die Phasenverschiebungen ζ und φ in (3) unberücksichtigt geblieben. Diese Vernachlässigung würde sich allerdings auch nur in Fig. 3g in ganz geringem Maße bemerkbar gemacht haben. Ein weiterer Unterschied zwischen den theoretischen und experimentellen Kurven besteht darin, daß die erregende Tischbewegung infolge der Reibung eine mehr oder minder beträchtliche Abweichung von der Sinusform zeigt. Trotz aller dieser Einschränkungen stimmen die experimentell gewonnenen Kurven und die theoretischen qualitativ sehr gut überein. Außerdem ist noch ein weiterer quantitativer Unterschied vorhanden. Die drei theoretischen Kurven sind unter der Voraussetzung berechnet, daß allen erregenden Schwingungen (2) dieselbe Amplitude zugrunde liegt. Bei den experimentell gewonnenen Kurven sind dagegen die Amplituden der erregenden Schwingungen so gewählt, daß sie aufgezeichneten Beschleunigungskurven ungefähr dieselben Maximalamplituden haben.

Ein Vergleich der Fig. 3a und 3g mit den früher von mir*) als theoretische Einschwingkurven bei Beschleunigungsmessern gebrachten Kurven zeigt keine Übereinstimmung. Das hat seinen Grund darin, daß auch für den Beschleunigungsmesser als Grenzbedingung

$$\frac{dx}{d\tau} + \frac{d\xi}{d\tau} = 0$$

anzusetzen ist, d. h. es ist auch hier die Relativgeschwindigkeit gleich Null. In der genannten Arbeit bitte ich auch alle hier nicht noch einmal erklärten Bezeichnungen nachzusehen.

Seinerzeit hatte ich die fälschliche Annahme gemacht, daß man infolge der schnellen Eigenschwingung des Beschleunigungsmessers die Geschwindigkeit der erregenden Schwingung zu Anfang der Bewegung

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

gegenüber der des Beschleunigungsmessers

$$\left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

*) H. Martin: a. a. O. S. 16.

vernachlässigen könnte. Auf diesen Irrtum machte mich gesprächsweise Herr Professor Tsuboi (Tokyo) aufmerksam, dessen Ausführungen*) damit ihre volle Gültigkeit behalten.

Meine früheren Untersuchungen über die Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen bleiben von der oben erwähnten falschen Annahme deshalb unberührt, weil bei Voraussetzung einer Erregung

$$x = C \cdot \sin \kappa \tau - \frac{1}{3} C \cdot \sin 3 \kappa \tau \dots \dots \dots (4)$$

es ohne Einfluß ist, ob ich nach der Formel (20) oder (25) meiner früheren Arbeit**) rechne. Dies hat seinen Grund darin, daß bei dem obigen Ansatz (4) allein schon

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

und damit auch

$$\left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

ist. Aus diesem Grunde stimmten auch meine früheren experimentellen Kurven mit der Theorie überein.

Es ist somit für Instrumente, deren Ansprechen auf der Verwendung einer trägen Masse beruht, gleichgültig, ob die aufzuzeichnende Bodenbewegung eine größere oder kleinere Eigenschwingungsdauer als das Seismometer hat, die Lösung der Schwingungsdifferentialgleichung

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + 2\alpha \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = -\frac{d^2 x}{d\tau^2} \dots \dots \dots (5)$$

ist bei einer Erregung der Form

$$x = A \cdot \sin \kappa \tau + B \cdot \cos \kappa \tau$$

in jedem Falle

$$\xi = \frac{\kappa^2}{N} \left[\sqrt{A^2 + B^2} \cdot \sin(\kappa \tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha \tau}}{\beta \cdot \kappa} \sqrt{A^2 + \kappa^2 \cdot B^2 + 2\alpha \kappa A B} \cdot \sin(\beta \tau + \varphi) \right]. \quad (6)$$

Dabei bestehen die weiteren Beziehungen bzw. Abkürzungen

$$N = \sqrt{(1 - \kappa^2)^2 + 4\alpha^2 \kappa^2}, \quad \beta = \sqrt{1 - \alpha^2},$$

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\alpha \kappa A}{A(1 - \kappa^2) + 2\alpha \kappa B}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\beta[B(1 - \kappa^2) - 2\alpha \kappa A]}{A \cdot \kappa [1/\kappa^2 + 2\alpha^2 - 1] + \alpha \cdot B(1 + \kappa^2)}. \quad (7)$$

2. Aufnahme der Resonanzkurve von Horizontalseismometern mit Hilfe von Neigungsschwingungen. Da ein Horizontalpendel auch auf Neigungsschwingungen

*) Ch. Tsuboi: Transient Motions of a Pendulum Caused by an External Vibration with Sudden or Gradual Commencement. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo 12, 426—445 (1934).

**) H. Martin: a. a. O. S. 13 u. 14.

anspricht, besteht die Möglichkeit, zur Prüfung von horizontalen Erschütterungsmessern Neigungsschwingungen zu verwenden. Das hat den Vorteil, daß man dieselbe Schüttelplatte für Horizontal- und Vertikalerschütterungsmesser verwenden kann. Es ist auch dann von Vorteil, wenn man keine ganz sauberen horizontalen Tischschwingungen für den ganzen Untersuchungsbereich zur Verfügung hat.

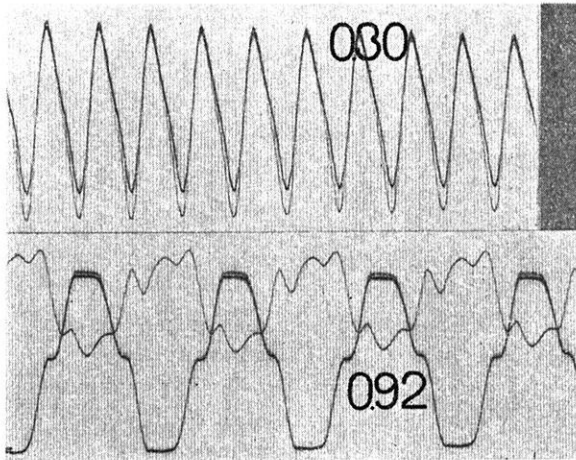


Fig. 4

Nach den Erfahrungen, die ich speziell mit meinem Schütteltisch (siehe Abschnitt 1) gemacht habe, treten bei langsamen Schwingungen die Reibungskräfte der Lagerung des Tisches in dem Sinne störend auf, daß trotz einer rein sinusförmigen Erregung (z. B. durch ein Federpendel) die Bewegung des Tisches um so mehr von der Sinusform abweicht, je langsamer die Bewegung ist. Die Aufzeichnung des Seismometers ist dann unter

Umständen die Beschleunigungskurve und hat mit einer Sinusform nichts mehr zu tun. Dafür möge als Beleg Fig. 4 dienen. Die Eigenschwingung des Seismometers betrug $T_0 = 0.6$ Sekunden.

Die Ermittlung der Resonanzkurvenpunkte ist mit Hilfe der in Fig. 5 schematisch dargestellten Versuchsanordnung erfolgt. Der Resonanzfaktor*)

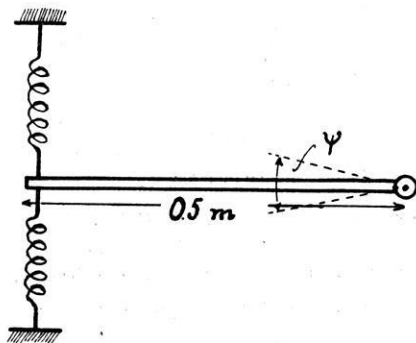


Fig. 5. Schematische Versuchsanordnung

setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Die Größe des horizontalen Anteils ist $C_1 \cdot \kappa^2 / N$, während der durch die Neigung bedingte Anteil den Betrag C_2 / N erhält. Dabei ist die Erregung im dimensionslosen Zeitmaßstab in der Form

$$x = \psi_m \sin \kappa \tau \dots (8)$$

angesetzt, während N die in (7) angegebene Form hat. Damit ist der Resonanzfaktor R_f zu schreiben

$$R_f = \frac{C_1 \cdot \kappa^2 + C_2}{N}$$

*) Vgl. z. B. H. Martin: Schwingungslehre. Handb. d. Experimentalphysik (Wien-Harms) 17, Teil 1, S. 46, Leipzig 1935.

Darin ist C_1 der Vergrößerungsfaktor für unendlich schnelle horizontale Schwingungen und C_2 der für statische Ausschläge (Neigungen). In der Fig. 6 sind die experimentell ermittelten Resonanzkurvenpunkte zusammen mit der theoretischen Resonanzkurve, die sich wiederum aus zwei Resonanzkurven zusammensetzt, gezeichnet. Ebenso sind die Werte von C_1 und C_2 angegeben.

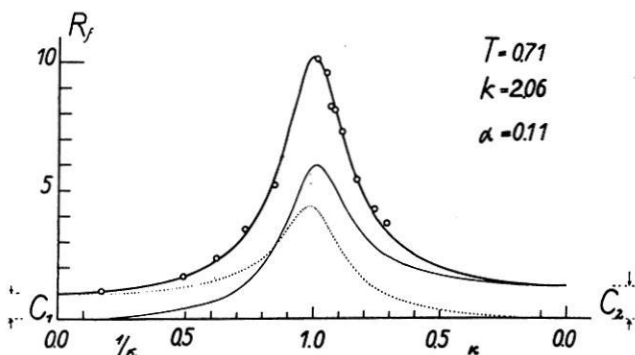


Fig. 6. Resonanzkurve bei Verwendung von Neigungsschwingungen

3. Einschwingvorgang von Horizontalseismometern bei Neigungsschwingungen.

Zum Schluß möchte ich noch ein Beispiel für den Einschwingvorgang bei Neigungsschwingungen bringen. Wie im vorigen Abschnitt erörtert wurde, treten bei einem Horizontalpendel infolge seiner Neigungsempfindlichkeit zwei Einflüsse, Einfluß der horizontalen Verschiebung, Einfluß durch die Neigung, in Erscheinung. Der erstere tritt dann nicht auf, wenn die Neigungsachse gerade durch den Schwerpunkt des Horizontalseismometers geht.

Ist die Erregung wieder in der Form (8) gegeben, dann lautet für ein ungedämpftes Horizontalpendel die Lösung der Schwingungsdifferentialgleichung (5)

$$\xi = \frac{C_1 \cdot \kappa^2}{N} \cdot \sin \kappa \tau - \frac{C_1 \cdot \kappa}{N} \cdot \sin \tau + \frac{C_2}{N} \sin \kappa \tau - \frac{C_2 \cdot \kappa}{N} \cdot \sin \tau \dots (9)$$

wobei C_1 , C_2 und N dieselben Bedeutungen haben wie im Abschnitt 2. Die Lösung (9) schreiben wir

$$\xi = \frac{1}{N} [(\dot{C}_1 \cdot \kappa^2 + C_2) \cdot \sin \kappa \tau - \kappa(C_1 + C_2) \cdot \sin \tau] \dots (10)$$

Danach ist das Verhältnis der Amplitude der erzwungenen Schwingung zu der der freien Schwingung

$$v = \frac{C_1 \cdot \kappa^2 + C_2}{\kappa(C_1 + C_2)} \dots (11)$$

Durch Ausmessen der Amplituden der erzwungenen und der freien Schwingung lassen sich die Konstanten C_1 und C_2 und damit die Anteile der horizontalen Bewegung und der Neigung ermitteln.

In gleicher Weise erhält man für das Verhältnis v , wenn die Erregung

$$x = \psi_m \cdot \cos z\tau \dots \dots \dots (12)$$

ist,

$$v = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

In Fig. 7 habe ich die theoretischen Kurven gezeichnet, wenn ich einmal eine rein horizontale Erregung voraussetze (Fig. 7a, Erregung: $x = C \cdot \sin z\tau$ bzw. $x = C \cdot \cos z\tau$). Dabei stellt die punktierte Kurve in beiden Fällen die freie Schwingung des Horizontalseismometers dar. Den beiden Kurven in Fig. 7b liegen die Erregungen (8) bzw. (12) zugrunde. Sie sind hinsichtlich ihrer Konstruktionselemente den beiden experimentellen Kurven 7c und 7d angepaßt.

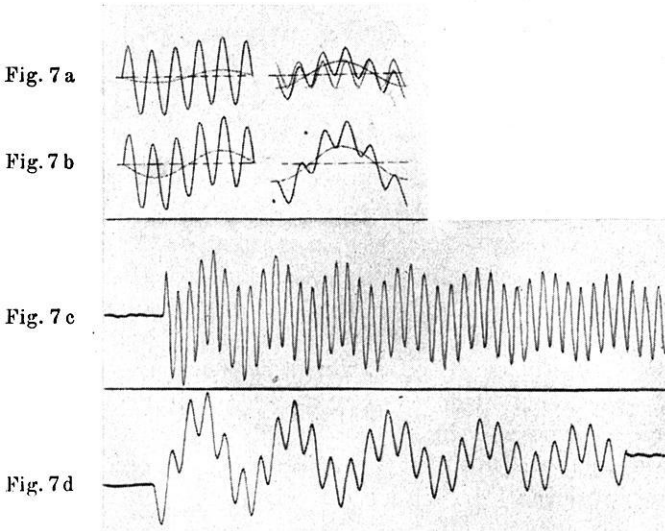


Fig. 7. Theoretische und experimentelle Einschwingkurven

Während die punktierte Kurve der ersten Kurve von 7b wieder die freie Schwingung des Horizontalseismometers zeigt, die entsprechend (10) eine größere Amplitude hat als die entsprechende Kurve in der darüberstehenden theoretischen Figur, stellt in Fig. 7b die punktierte Kurve der zweiten Figur den Anteil der freien Schwingung dar, der infolge der Neigung noch zur entsprechenden freien einer reinen horizontalen Erregung hinzukommt. Den theoretischen Kurven 7a und 7b liegen gleiche Amplituden der erzwungenen Schwingungen zugrunde, und sie sollen den Unterschied in den Amplituden der freien Schwingungen zeigen. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen Kurven 7b und den dazugehörigen experimentellen 7c und 7d ist eine sehr gute.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1936.