

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 18 (1945)
Heft: VII

Artikel: Elektrische Messung kleiner atmosphärischer Druckschwankungen
Autor: Saxer, Leonhard
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111620>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 30.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Elektrische Messung kleiner atmosphärischer Druckschwankungen

von **Leonhard Saxer.**

(10. IX. 1945.)

Einleitung. Die vorliegende Arbeit ist hervorgegangen aus Diskussionen über unabgeklärte Klimawirkungen der Atmosphäre. Es wird von verschiedenen Seiten angenommen, dass in der Atmosphäre noch unbekannte Wirkfaktoren vorhanden sind. In dieser Richtung haben z. B. F. DESSAUER und seine Mitarbeiter in zwölfjährigen Studien die biologischen Wirkungen der Luftionen untersucht¹⁾. Als weiterer Beitrag zu diesen Forschungen wurde in der vorliegenden, in den Jahren 1942—1945 durchgeführten Arbeit, die Frage aufgegriffen, ob in der Atmosphäre kleine, rasche Luftdruckschwankungen auftreten.

Schon früher wurden von W. Schmidt bei gewissen Wetterlagen relativ kurzzeitige Luftdruckschwankungen mit Perioden von einer bis mehreren Minuten, sog. Schmidt'sche Wellen festgestellt²⁾. Vor etwa 10 Jahren haben W. STORM und VAN LEEUWEN, JOH. BOOIJ, H. ISRAEL und J. VAN NIEKERK in einer gemeinschaftlichen Arbeit „Studien über die physiologische Wirkung des Föhns“³⁾ die Frage untersucht, ob rasche Luftdruckschwankungen die Ursache der menschlichen Föhneempfindlichkeit seien, ohne aber zu einem positiven Ergebnis zu kommen. Die zuletzt genannten Autoren legten ihren Untersuchungen folgende Einteilung der Luftdruckschwankungen zugrunde:

1. Langperiodische Schwankungen mit Perioden grösser als eine Minute (Schmidt'sche Wellen).
2. Mittelperiodische Schwankungen mit Perioden zwischen einer Sekunde und einer Minute.
3. Kurzperiodische Schwankungen mit Perioden kleiner als 1 Sekunde bis an die untere Hörbarkeitsgrenze heran.

Für diese Einteilung waren messtechnische Gründe massgebend, weil die genannten Autoren für jeden dieser Bereiche einen anders konstruierten Apparat verwendeten. Wenn auch die drei verwendeten Anordnungen im Prinzip ähnlich sind, so wäre es doch vom messtechnischen Standpunkt aus wünschenswert (einfacherer Betrieb, nur eine Eichung, konstante Empfindlichkeit, gleiche Trägheit des Registriersystems usw.), alle Luftdruckschwankungen im ganzen den Meteorologen und Physiologen interessierenden Periodenbereich, d. h. von der unteren Hörbarkeitsgrenze an bis zu Perioden von 20 Minuten und mehr, mit dem *gleichen* Gerät zu registrieren.

Aufbau, Durchrechnung und Untersuchung über die praktische Verwendbarkeit eines solchen Gerätes von hoher Empfindlichkeit waren die Aufgabe der vorliegenden Arbeit.

A. Messmethode und Messapparatur.

Das Prinzip der Aufzeichnung von Luftdruckschwankungen beruht gewöhnlich darauf, dass die Volumänderungen eines abgeschlossenen Raumes, die den Änderungen des Aussendruckes proportional sind, durch irgendeine Vorrichtung, die auf Volumänderungen anspricht — Manometer, Membran, Flamme, Kondensator oder ähnliches — aufgezeichnet werden. Da von dem zu konstruierenden Gerät grosse Empfindlichkeit und eine Eigenfrequenz verlangt wurden, die oberhalb der höchsten zu messenden Frequenz liegt, wurde eine dem Kondensatormikrophon ähnliche Anordnung benützt.

1. Die druckempfindliche Dose.

a) Konstruktion.

Die Fig. 1 zeigt die verwendete Druckdose im Schnitt. Sie besteht aus einem Messingzylinder *z*, der oben mit einer etwa $\frac{1}{100}$ mm dicken Zinnmembran *m* verschlossen ist. Diese Membran gleitet auf dem polierten Rand des Zylinders und wird durch das

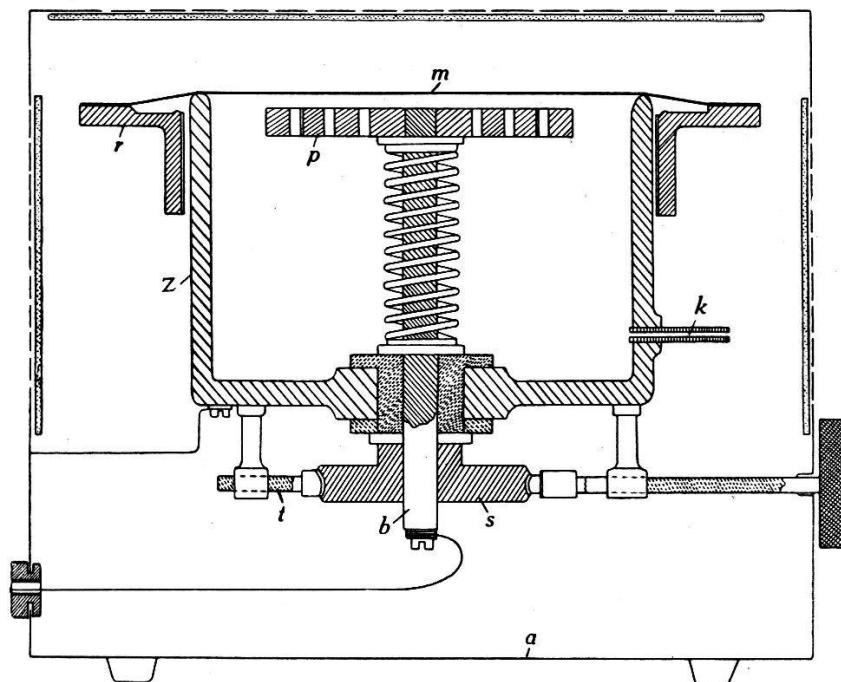


Fig. 1.

Gewicht eines Metallringes *r*, auf dessen Rand sie festgeklebt ist, gespannt. Dadurch erreicht man eine von Temperatureinflüssen und elastischen Nachwirkungen unabhängige Spannung der Membran. Durch den Boden der Dose ist der Bolzen *b* isoliert durchgeführt, der am oberen Ende eine runde durchlöchernte Platte *p* trägt. Bolzen und Platte werden durch eine starke Feder nach oben ge-

drückt und von einem über eine isolierte Achse t regulierbaren Schneckentrieb s in einer bestimmten Lage festgehalten. Das Ganze ist in einen durchlöcherten Metallkasten a eingebaut, der als elektrische Abschirmung dient und, da er an der Innenseite mit einer dünnen Schicht Filz ausgekleidet ist, auch Schutz gegen Luftströmungen bietet. Die Platte p einerseits, Zylinder und Membran, die auf Erdpotential liegen, anderseits bilden zusammen die variable Kapazität. Ändert sich der äussere Luftdruck, so ändert sich auch der Abstand zwischen Membran und Platte und damit auch die Kapazität des Systems. Um die langsamen Schwankungen (Tagesgang des Barometers, barometrische Änderungen) und ferner Temperaturschwankungen von der Registrierung fernzuhalten, wird eine Kapillare k von geeigneten Dimensionen als Verbindung zwischen Aussen- und Innenraum eingesetzt. Durch diese Kapillare wird die von der Druckdose angezeigte Luftdruckschwankung frequenzabhängig, derart, dass sehr langsame Schwankungen überhaupt nicht, sehr schnelle aber praktisch ungeschwächt zur Registrierung gelangen. Diese Frequenzabhängigkeit soll im nächsten Abschnitt genauer untersucht werden.

b) Theorie der Druckdose.

Wenn zwischen Aussen- und Innenraum der Dose eine Druckdifferenz, z. B. ein äusserer Überdruck existiert, so bewirkt das eine Durchbiegung der Membran und damit eine Veränderung des Dosenvolumens, ferner durch das Einströmen von Aussenluft durch die Verbindungskapillare auch eine Änderung der in der Dose enthaltenen Gasmenge. Diese beiden Änderungen sind über die ideale Gasgleichung miteinander verbunden.

I. Die Volumänderung durch die Membrandurchbiegung.

Bezeichnungen: P = Aussendruck
 p = Innendruck
 a = Radius der Dose
 H = Höhe der Dose
 h = Biegunspfeil der Membran
 $V_0 = a^2\pi H$ = Dosenvolumen

Durch den äusseren Überdruck kommt eine Volumänderung $\Delta V = a^2\pi \cdot \frac{h}{2}$ zustande, wenn wir voraussetzen, dass die Membran bei der Durchbiegung die Form einer Kugelschale annimmt, was bei sehr kleinen Biegunspfeilen mit hinreichender Genauigkeit erfüllt ist. Weiter wollen wir noch die Proportionalität zwischen Biegunspfeil und Druckdifferenz voraussetzen, also

$$h = -c(P - p)$$

wobei c eine Konstante ist, und die Höhe h nach oben positiv gezählt werde.

Das momentane Volumen V der Dose ist dann die Summe aus V_0 und ΔV :

$$V = V_0 + \Delta V = \pi a^2 \left[H - \frac{c}{2} \cdot (P - p) \right] \quad (1)$$

und

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\pi a^2}{2} c (P - p) \quad (1) \cdot \text{ die Volumänderung.}$$

Der Punkt bedeutet die Ableitung nach der Zeit.

II. Änderung der Gasmenge durch die Kapillare.

Nach dem Gesetz von Hagen-Poiseuille, das für laminäre Strömung in stationärem Zustand gilt, — Bedingungen, die in unserem Fall nur bei hinreichend langsamen Schwankungen von $P(t)$ erfüllt sind — ist

$$\frac{dv}{dt} = \frac{r^4 \pi}{8 \eta l} (P - p)$$

und damit die Gaszunahme in der Dose

$$\frac{dg}{dt} = \varrho \frac{dv}{dt} = \frac{\pi r^4 \varrho (P - p)}{8 \eta l} \quad (2)$$

worin bedeuten:

- r = Radius der Kapillare
- l = Länge der Kapillare
- η = Koeffizient der inneren Reibung der Luft
- ϱ = Dichte der Luft
- g = Masse der in der Dose enthaltenen Luft in Gramm
- v = Volumen der durch die Kapillare strömenden Luft.

III. Zusammenhang der beiden Änderungen.

Differenziert man die Gleichung für ideale Gase $pV = g \frac{RT}{M}$

R = universelle Gaskonstante

T = absolute Temperatur

M = Molekulargewicht der Luft in Gramm

so erhält man

$$p \frac{dV}{dt} + V \frac{dp}{dt} = \frac{dg}{dt} \frac{RT}{M} \quad (3)$$

(1), (1)· und (2) in Gleichung (3) eingesetzt, liefern zusammen folgende Differentialgleichung:

$$-\frac{c}{2} a^2 (P - p) \cdot p + a^2 \left[H - \frac{c}{2} (P - p) \right] p \cdot = \frac{r^4 \varrho RT}{8 \eta l M} (P - p) \quad (4)$$

Setzt man noch $\frac{r^4}{8\eta l a^2} = b$ und wendet die Gasgleichung auf den Innendruck p an $\varrho \frac{R \cdot T}{M} = p$ und formt um, so wird (4)

$$(P - p) \cdot p - \frac{2H}{c} p \cdot + (P - p) p \cdot = \frac{-2b}{c} (P - p) p \cdot \quad (5)$$

Durch Substitution der Druckdifferenz $P - p = x$ zwischen Innen- und Aussenraum der Dose bekommt man

$$x \cdot \left(\underline{2x} - P - \frac{2H}{c} \right) + x \left(\underline{\frac{2b}{c} x} - \frac{2b}{c} P - P \cdot \right) + \frac{2H}{c} P \cdot = 0. \quad (6)$$

Dabei ist $x \ll P$, da die Schwankungen bezogen auf den Mittelwert des Luftdruckes sehr klein sind. Daher können die in Gleichung (6) unterstrichenen Glieder vernachlässigt werden und man erhält

$$\boxed{x \cdot \left(P + \frac{2H}{c} \right) + x \left(\frac{2b}{c} P + P \cdot \right) - \frac{2H}{c} P \cdot = 0.} \quad (7)$$

Das ist die gesuchte Differentialgleichung für die Differenz zwischen Innen- und Aussendruck bei gegebenem äusserem Druckverlauf $P(t)$. Diese Gleichung ist um so besser erfüllt, je kleiner und lang-samer die Druckschwankungen sind, weil dann der Strömungsvor-gang in der Kapillare sich dem stationären Fall nähert, für den das Gesetz von Hagen-Poiseuille gilt. Deshalb lösen wir zunächst die Gleichung für den Fall eines konstanten äusseren Überdruckes und setzen $P(t) = \bar{P} + \Delta P$

\bar{P} = Mittelwert des äusseren Druckes

ΔP = äusserer Überdruck.

Da $\Delta P \ll \bar{P}$ ist, wird (7) zu

$$x \cdot \left(\bar{P} + \frac{2H}{c} \right) + x \frac{2b}{c} \bar{P} = 0 \quad (8)$$

mit der Lösung

$$x = x_0 e^{-\frac{2b\bar{P}}{\bar{P}c+2H} \cdot t}$$

oder wenn

$$k = \pi \frac{\bar{P}c+2H}{\bar{P}b}$$

gesetzt wird

$$\boxed{x = x_0 e^{-\frac{2\pi}{k} \cdot t}} \quad (9)$$

Die Druckdifferenz zwischen Innen- und Aussenraum der Dose

gleichet sich also nach einer Exponentialfunktion aus. Nach $\frac{k}{2\pi}$ Sekunden ist die anfängliche Druckdifferenz x_0 auf den e -ten Teil abgesunken. Die Konstante k , die von den Dimensionen der Kapillare und der Druckdose und von den elastischen Eigenschaften der Membran abhängt, kann, wie im Abschnitt Eichung gezeigt wird, experimentell bestimmt werden.

Handelt es sich um sinusförmige äussere Druckschwankungen, so können wir versuchen, durch Einsetzen von $P(t) = \bar{P} + P_0 e^{i\omega t}$ in Gleichung (7) eine Näherungslösung für die Druckdifferenz x zu bekommen. Aus Gleichung (7) wird dann

$$x \cdot \left(\bar{P} + P_0 e^{i\omega t} + \frac{2H}{c} \right) + x \left(\frac{2b}{c} (\bar{P} + P_0 e^{i\omega t}) + i\omega P_0 e^{i\omega t} \right) - \frac{2H}{c} i\omega P_0 e^{i\omega t} = 0$$

darin können wir \bar{P}_0 gegen P und $i\omega P_0$ gegen $\frac{2b}{c} \bar{P}$ vernachlässigen, weil wir uns auf kleine und relativ langsame Druckschwankungen beschränken und der Faktor $\frac{2b}{c}$, wie sich aus einer Überschlagsrechnung ergibt, die gleiche Grössenordnung wie ω hat. Dann bleibt als Differentialgleichung für die Druckdifferenz x der Ausdruck

$$x \cdot \left(\bar{P} + \frac{2H}{c} \right) + x \frac{2b}{c} \bar{P} - \frac{2H}{c} i\omega P_0 e^{i\omega t} = 0. \quad (10)$$

Ansatz: $x = A e^{i\omega t}$

$$A [(\bar{P}c + 2H)i\omega + 2b\bar{P}] = 2HP_0 i\omega$$

oder

$$A \cdot B e^{-i\varphi} = 2HP_0 \omega$$

mit

$$B = \sqrt{(\bar{P}c + 2H)^2 \omega^2 + (2b\bar{P})^2} \quad \text{tg } \varphi = \frac{2b\bar{P}}{(\bar{P}c + 2H)\omega}$$

Setzen wir noch wie bei der homogenen Gleichung $k = \pi \frac{\bar{P}c + 2H}{b\bar{P}}$

und ferner $L = \frac{2H}{\bar{P}c + 2H}$, so wird die Lösung von (10)

$$\boxed{x = \frac{LP_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{k\nu}\right)^2}} e^{i(\omega t + \varphi)}} \quad (11)$$

mit $\text{tg } \varphi = \frac{1}{k\nu}$. Gleichung (11) enthält im Faktor $\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{k\nu}\right)^2}}$ die Ab-

hängigkeit des Differenzdruckes x von der Frequenz der äusseren Luftdruckschwankung. Darnach hat die Amplitude der Druckdifferenz für grosse Werte von ν praktisch den konstanten Wert LP_0 , während sie nach kleinen ν -Werten hin gegen Null abfällt.

Die Druckdifferenz x hat gegenüber $P(t)$ eine Phasenverschiebung φ , die durch die Konstante k und die Frequenz ν bestimmt ist.

Wie weit, d. h. bis zu welchen Frequenzen diese Näherungslösung für sinusförmige Druckschwankungen zulässig ist, muss durch das Experiment entschieden werden (Abschnitt Eichung).

2. Der Messoszillator.

Zum Messen und Registrieren kleiner Kapazitätsänderungen stehen eine Reihe von Methoden zur Verfügung. S. REISCH hat darüber eine ausführliche Zusammenstellung gegeben⁴⁾. Die in dieser Arbeit angeführten Verfahren verlangen aber einen ziemlichlichen Aufwand an Apparaten und sind für den Dauerbetrieb weniger brauchbar. Geeigneter für unsern Zweck schien eine von W. FRICKE angegebene Schaltung, die sich durch Einfachheit und relativ gute Stabilität auszeichnet⁵⁾.

In diesem Verfahren wird die Oszillatorschaltung von Huth-Kühn verwendet. Theorien zu dieser Sendeschaltung sind von BARKHAUSEN⁶⁾ und von RUKOP und L. HAUSER⁷⁾ entwickelt worden.

a) Das Messprinzip.

Fig. 2 zeigt die Prinzipschaltung. Sie besteht aus zwei Parallelschwingkreisen, die über die innere Röhrenkapazität C_k miteinander gekoppelt sind.

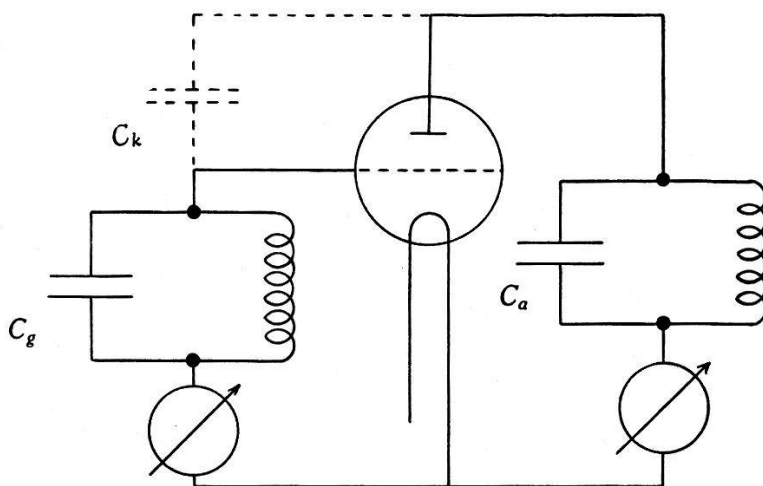


Fig. 2.
Prinzipschaltung.

Bezeichnungen:

- C_a = Kapazität des Anodenschwingkreises
- d_a = Dämpfung des Anodenschwingkreises
- C_g = Kapazität des Gitterschwingkreises
- d_g = Dämpfung des Gitterschwingkreises

C_k = Kopplungskapazität gebildet durch die Röhrenkapazität und die Kapazität der Zuleitungen

ω = die sich erregende Kreisfrequenz

v = Verstimmung, d. h. Differenz zwischen Anodenkreisfrequenz und Gitterkreisfrequenz.

Die hier nicht angeführte Rechnung ergibt mit einigen für den vorliegenden Fall zulässigen Vernachlässigungen die Schwingungsbedingung

$$\frac{1}{S} \leq \frac{\omega C_k}{2 C_a C_g (d_a + d_g) \sqrt{v^2 + 4 d_a d_g}} \quad (1)$$

Die rechte Seite der Gleichung (1) bezeichnen wir mit R = Rückkopplung. Ist für eine gegebene Verstimmung v $R = \frac{1}{S}$, so schwingt eine bestehende Wechselspannung mit konstanter Amplitude weiter, der Schwingungszustand ist stationär.

Wählen wir nun v etwas kleiner, so dass $R > \frac{1}{S}$ wird, so wachsen beliebig kleine Schwingungen exponentiell an, die Kennlinie der Röhre wird stärker ausgesteuert, so dass die mittlere Steilheit sich ändert, bei Röhren mit Sättigung kleiner wird. Dazu kommt noch die Wirkung des bei wachsenden Schwingungen grösser werdenden Gitterstromes, der eine zusätzliche Dämpfung im Gitterkreis hervorruft, also R verkleinert. Beide Wirkungen haben zur Folge, dass die Schwingungen nicht unbegrenzt anwachsen, sondern sich bei einer bestimmten Amplitude ein stationärer Zustand einstellt, wo das Gleichheitszeichen in (1) wieder gilt.

Verstimmen wir die beiden Kreise so stark, dass $R < \frac{1}{S}$, so ist keine Selbsterregung mehr möglich.

Zusammenfassend können wir sagen: solange $R \geq \frac{1}{S}$ ist, gehört zu jeder Verstimmung v eine bestimmte Schwingungsamplitude und damit auch ein bestimmter Gitterstrom. Die Grösse des Bereiches, in welchem das System schwingt, hängt, wie man aus (1) sieht, bei gegebener mittlerer Steilheit der Röhre von den Dämpfungen der beiden Schwingkreise und vom Verhältnis der Gitteranodenkapazität zu den beiden Schwingkreiskapazitäten ab. Wählt man das Verhältnis $\frac{C_k}{C_a C_g}$ sehr klein, so ist Selbsterregung nur noch für kleine Werte von v und bei hinreichend kleiner Dämpfung der beiden Schwingkreise möglich. Innerhalb dieses engen Schwingungsbereiches treten nun bei kleinen Änderungen von v grosse Änderungen der Rückkopplung R auf. Diese Eigenschaft lässt sich zur Messung kleiner Kapazitätsänderungen verwenden. Legen wir un-

vern Messkondensator z. B. in den Anodenschwingkreis und halten die Grössen des Gitterkreises fest, so hat eine geringe Änderung ΔC_a des Messkondensators ein Δv und damit eine bedeutende Änderung von R und der entstehenden Schwingamplitude zur Folge.

b) Aufbau und Betrieb.

Fig. 3 zeigt die vollständige Schaltung des Messoszillators. Um eine möglichst grosse Empfindlichkeit zu erreichen, muss nach den

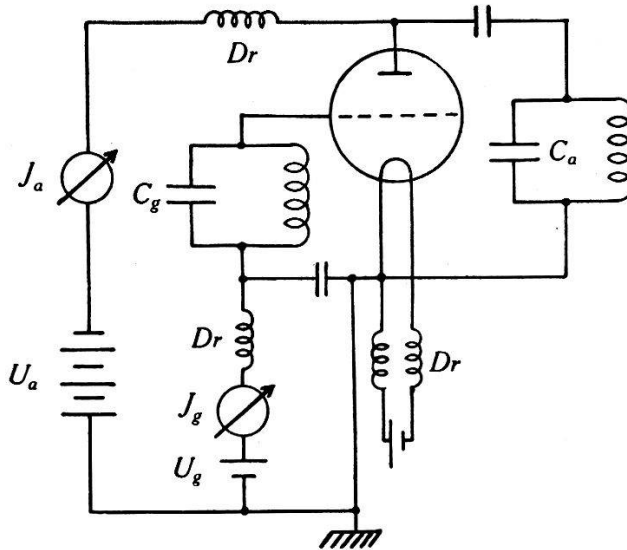


Fig. 3.

Überlegungen des letzten Abschnittes das Verhältnis $\frac{C_k}{C_a C_g}$ klein sein. Es wurden im vorliegenden Fall für C_g ein Luftkondensator von ca. 700 cm und für C_a der Druckkondensator, der ebenfalls ein Luftkondensator von ungefähr gleicher Kapazität ist, gewählt. Bei einer Gitteranodenkapazität der Röhre von ca. 3 cm erhält dann das Verhältnis $\frac{C_k}{C_g C_a}$ den Wert $6 \cdot 10^{-6}$. Die Induktivitäten der beiden Kreise bestehen zur Erreichung kleiner Dämpfungen aus freitragenden Spulen von 10—15 Windungen. Um eine äussere Rückkopplung, die die Empfindlichkeit beträchtlich herabsetzen würde, zu vermeiden, wurde der Gitterkreis einzeln abgeschirmt. Das Ganze wurde in einen Metallkasten eingebaut und durch Einbau von Drosseln die Hochfrequenz von den Aussenkabeln zu Netzanschlussgerät, Heizbatterie und Messinstrument ferngehalten. Besondere Sorgfalt erfordert die Wahl der Röhre. Wie bereits erwähnt wurde, soll die mittlere Steilheit der Röhre mit wachsender Aussteuerung langsam abnehmen, damit sich für jeden Wert der Rückkopplung innerhalb des Bereiches, wo Selbst-

erregung stattfindet, eine bestimmte, von der Grösse der Rückkopplung abhängige Schwingamplitude und damit ein bestimmter Gitter- und Anodenstrom einstellen. Röhren mit raumladungsähnlicher Kennlinie ohne Sättigung eignen sich also nicht gut, da mittlere Steilheit bei diesen Röhren schon von einer kleinen Aussteuerung an dauernd zunimmt, und sich daher bei einem gewissen Wert der Rückkopplung sofort die maximale Amplitude erregt, die auch bei weiterer Verstimmung bestehen bleibt, d. h. auf kleine Kapazitätsänderungen praktisch kaum mehr reagiert. Für diesen Zweck kamen daher ältere Röhrentypen mit Sättigung und direkter

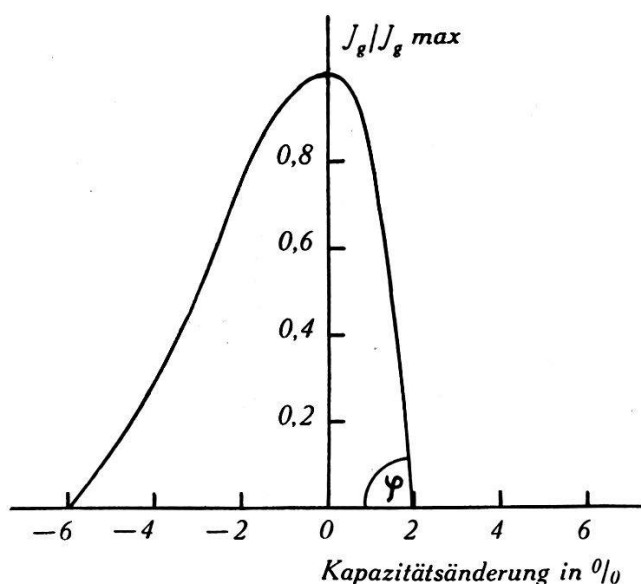


Fig. 4.

Heizung in Frage. Es wurden folgende Typen ausprobiert: Telefunken Re 034, Re 074, Re 084, Re 134, Valvo W 406, Tungram HR 406, L 414. Von diesen ergaben Telefunken Re 034 sowie die Korrespondenztypen W 406 und HR 406 von Valvo und Tungram die besten Empfindlichkeiten. Fig. 4 zeigt die Abhängigkeit des Gitterstroms von der prozentualen Kapazitätsänderung im Anodenkreis. Man sieht, dass die rechte Seite der Kurve fast bis zum Maximum linear ansteigt und eine beträchtliche Steilheit besitzt ($\text{tg } \varphi = 80$). Zur Erreichung dieser Empfindlichkeit ist notwendig, dass man das Gitter der Röhre so weit als möglich negativ vorspannt, ohne dass aber schon harter Schwingungseinsatz eintritt. Ähnliche Kurven wie Fig. 4 ergibt bei geeigneter Wahl der Betriebsspannungen die Abhängigkeit des Anodengleichstroms von der Verstimmung, die Steilheit ist annähernd dieselbe. Da aber der Anodenstrom beträchtlich grösser als der Gitterstrom ist, eignet er sich ohne weitere Verstärkung zum Betriebe eines Registrierinstru-

menten, z. B. einer empfindlichen Oszillographenmeßschleife. Anoden- und Gitterspannung werden einem stabilisierten Netzanschlussgerät, die Heizspannung einem Akkumulator entnommen. Fig. 5 zeigt eine schematische Darstellung der Messapparatur.

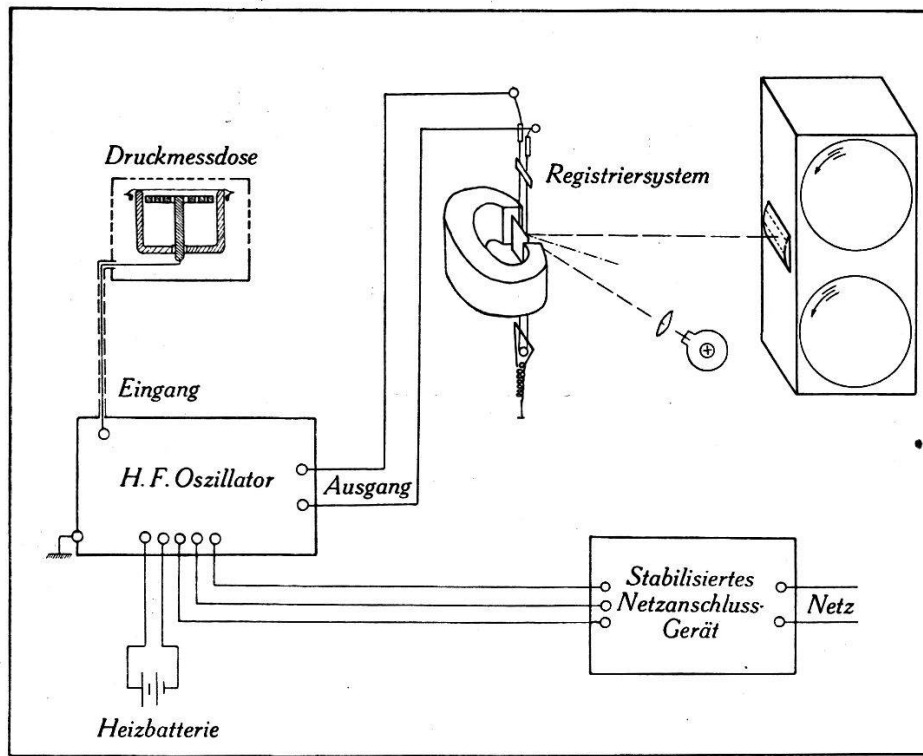


Fig. 5.

B. Eichung der Druckdose.

Die Eichung der Apparatur erfolgte in der Weise, dass die Druckdose unter eine geschlossene Glasglocke gebracht wurde, in welcher durch eine kleine Kolbenpumpe sinusförmige Druckschwankungen von bekannter Amplitude und Frequenz erzeugt wurden. In Fig. 6 ist die Eichanordnung schematisch dargestellt; der Hub des Kolbens wird durch einen vorstellbaren Exzenter eingestellt und an dem graduierten Glaszylinder abgelesen. Um bei der hohen Empfindlichkeit der Apparatur nicht zu kleine Hubhöhen und infolgedessen grosse Messfehler zu bekommen, wurde zwischen Pumpe und Glasglocke ein Ausgleichsgefäß von 60 Liter Inhalt eingeschaltet. Gleichzeitig wurden damit die Erschütterungen vom Antriebsaggregat, dessen Tourenzahl im Verhältnis von 1 : 200 regulierbar ist, von der Druckdose ferngehalten. Aus dem Hub Δv des Kolbens und dem Volumen v von Glasglocke und Ausgleichsgefäß berechnet sich die Druckamplitude P_0 nach der Gleichung $P = \frac{\Delta v}{2v} \bar{P}$, wo \bar{P} den in der Glasglocke herrschenden Ruhedruck

bedeutet. Hält man die Frequenz der Pumpe konstant und verändert den Hub, so registriert man die Abhängigkeit des Ausschlages von der äusseren Druckamplitude. Fig. 7 zeigt die Messergebnisse

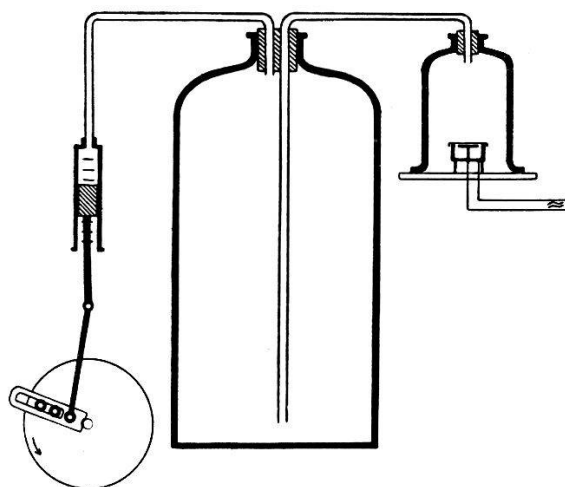


Fig. 6.

für zwei verschiedene Frequenzen; die Eichkurven sind Geraden, deren Richtungskoeffizient von der Frequenz abhängt. Die Druckaufzeichnung ist also linear, und damit ist die früher gemachte

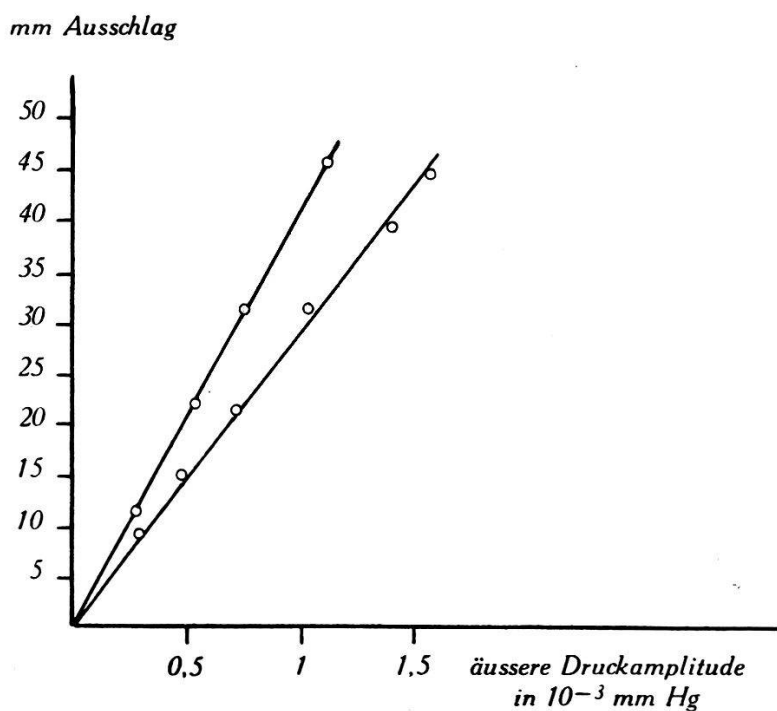


Fig. 7.

Annahme, die Durchbiegung der Membran sei proportional zur Differenz zwischen Innen- und Aussendruck der Druckdose, hinreichend gerechtfertigt.

Zur Prüfung der in Abschnitt A, 1 b) entwickelten Theorie über die Wirkung der Ausgleichskapillare auf die Aufzeichnung von Luftdruckschwankungen mit verschiedenen Frequenzen, wird bei konstantem Pumpenhub die Tourenzahl des Antriebsmotors stufenweise verändert. Die dabei registrierten Kurven sind in Fig. 8 stark verkleinert wiedergegeben (Maßstab 1 : 5).

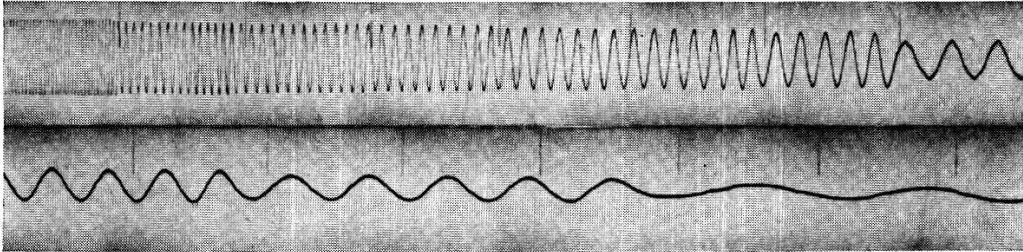


Fig. 8.

Die Auswertung erfolgt durch Bestimmung der Frequenz aus der Distanz der Zeitmarken und durch Ausmessen der zugehörigen Amplituden. Nach Gleichung (11), Abschnitt A, 1 b), ist die Differenz x zwischen Innen- und Aussendruck bei sinusförmigen äusseren Druckschwankungen gegeben durch

$$x = \frac{L P_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{k \nu}\right)^2}} e^{i(\omega t + \varphi)} = x_0 \cdot e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (11)$$

worin

$$x_0 = \frac{L P_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{k \nu}\right)^2}}$$

die Amplitude der Differenz zwischen Innen- und Aussendruck ist.

Nach dem Vorhergehenden ist der Ausschlag A des Registrierinstrumentes bei konstanter Frequenz proportional zur äusseren Druckamplitude P_0 und damit auch proportional zu x_0 . Für zwei verschiedene Frequenzen ν_1 und ν_2 ergibt sich daher das Verhältnis der zugehörigen Registrierausschläge A_1 und A_2 für gleiche äussere Druckamplituden P_0 zu

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{x_{01}}{x_{02}} = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{k \nu_2}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{k \nu_1}\right)^2}}$$

woraus der Wert

$$k = \sqrt{\frac{\nu_1^2 A_2^2 - A_1^2 \nu_2^2}{\nu_1^2 \nu_2^2 (A_1^2 - A_2^2)}}.$$

Die verschiedenen Wertepaare A_1, A_2 und ν_1, ν_2 werden den Kurven der Fig. 8 entnommen und damit ein Mittelwert für k berechnet.

Eine andere Methode zur Bestimmung der Konstanten k , die viel schneller und mit weniger apparativem Aufwand zum Ziele führt, ergibt sich aus der Lösung (Gleichung (9), Abschn. A, 1 b) der homogenen Differentialgleichung.

Erzeugen wir in der Glasglocke durch rasches Einschieben des Kolbens in den Zylinder der Pumpe einen zeitlich konstanten Überdruck, so verläuft der Druckausgleich nach der Gleichung

$$x = x_0 e^{-\frac{2\pi}{k} \cdot t}$$

oder weil Ausschlag A und Druckdifferenz x einander proportional sind

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{2\pi}{k} \cdot t}.$$

Fig. 9 zeigt die registrierte Kurve.

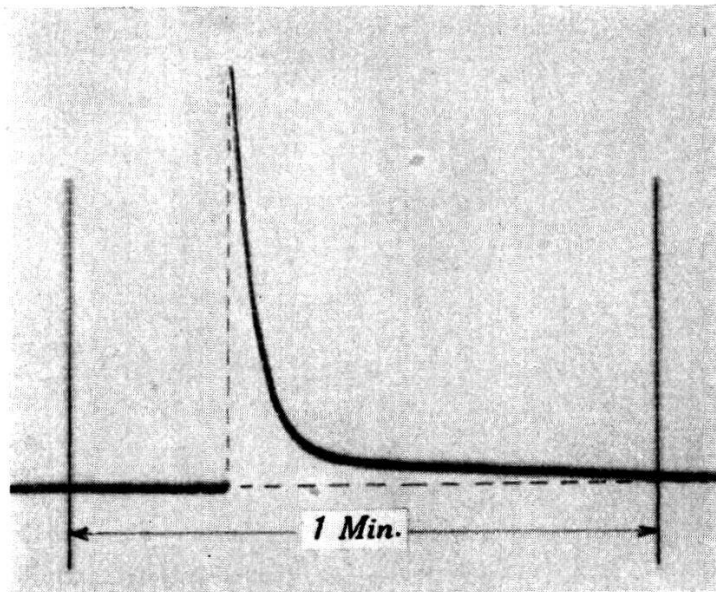


Fig. 9.

Zu zwei verschiedenen Zeiten t_1 und t_2 besteht also zwischen den zugehörigen Amplituden A_1 und A_2 die Beziehung

$$\frac{A_1}{A_2} = e^{-\frac{2\pi}{k}(t_1 - t_2)}$$

woraus sich der Wert von k ergibt:

$$k = \frac{2\pi(t_2 - t_1)}{\ln \frac{A_1}{A_2}}.$$

Die verschiedenen Wertepaare von A_1 , A_2 und t_1 , t_2 werden wiederum der Registrierung (Fig. 9) entnommen und damit ein Mittelwert für k gebildet. Innerhalb der Messgenauigkeit stimmen diese Werte von k mit den nach der ersten Methode berechneten überein, wie man aus Fig. 10 ersehen kann, wo die Kurve mit dem aus der Exponentialkurve bestimmten k -Wert berechnet wurde

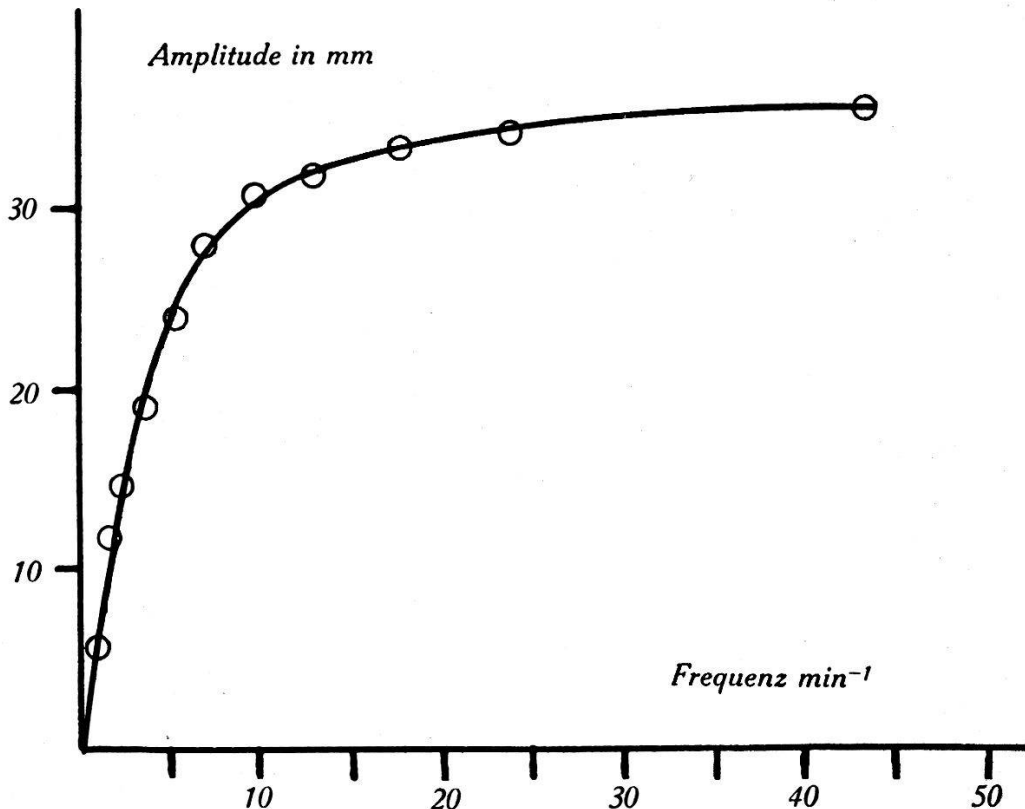


Fig. 10.

und nachträglich die nach der ersten Methode gemessenen Amplituden als Kreise eingezeichnet wurden.

Die quasistationäre Betrachtungsweise bei der Aufstellung der Differentialgleichung in Abschnitt A, 1 b), d. h. die Anwendung des Hagen-Poiseuille'schen Gesetzes auf Strömungsvorgänge mit sinusförmigem Druckverlauf ist also für die betrachteten Frequenzen (bis $\nu \approx 40 \text{ Min}^{-1}$) noch zulässig. Zur Prüfung der Zuverlässigkeit der gesamten Messapparatur wurde die Druckdose durch eine Glasglocke von der Aussenluft abgeschlossen, wobei sich bei nicht zu grossen Schwankungen der Raumtemperatur und guter Stabilisation der Speisespannungen über Stunden hinaus eine gerade Linie als Registrierkurve ergab. Grössere Temperaturschwankungen bewirken eine Nullpunktswanderung, bedingt einerseits durch Kapazitätsänderungen im Oszillator, anderseits durch den aus der Temperaturdifferenz resultierenden Druckunterschied zwischen Innen-

und Aussenraum der Messdose. Zur weiteren Kontrolle wurde gleichzeitig mit zwei voneinander unabhängigen Apparaten, die in Empfindlichkeit und Zeitkonstanten annähernd übereinstimmten auf den gleichen lichtempfindlichen Papierstreifen registriert. Dabei wurde der eine Apparat aus dem Netz, der andere mit Anodenapparat betrieben, so dass eine gegenseitige Beeinflussung ausge-

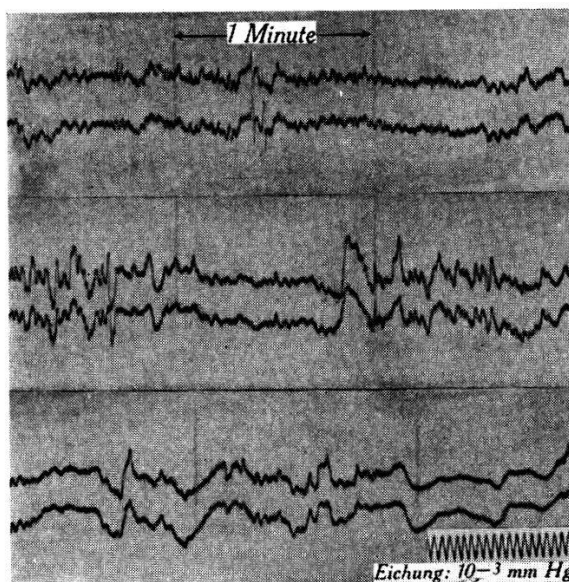


Fig. 11.

schlossen war. Die beiden gleichzeitig registrierten Kurven waren praktisch identisch, selbst wenn, wie im Fall der Fig. 11, die beiden Messapparaturen in voneinander getrennten Räumen aufgestellt waren, deren Volumen sich wie 1 : 4 verhalten.

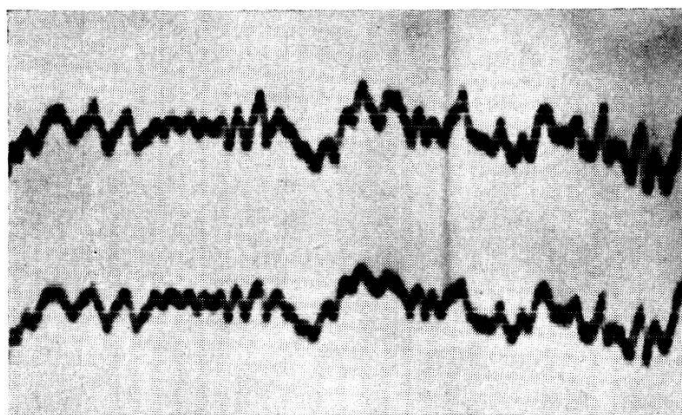


Fig. 12.

Fig. 12 ist eine Teilvergrößerung aus Fig. 11, die zeigt, dass die Übereinstimmung auch in den Einzelheiten noch besteht, womit die Zuverlässigkeit der Messmethode erwiesen ist.

C. Messergebnisse.

Die Durchführung von meteorologischen Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Wetterlage und auftretenden Luftdruckschwankungen, also z. B. die Untersuchung der Frage, welche Arten von Luftdruckschwankungen bei Föhnlage oder bei einem Kaltlufteinbruch usw. auftreten, lag ausserhalb dem für diese Arbeit vorgesehenen Rahmen, da dazu das Beobachtungsmaterial mehrjähriger Dauerregistrierungen nötig wäre. Solche Untersuchungen werden mit der beschriebenen Apparatur und mit Leuchtgasvariographen im Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos-Platz durchgeführt (Leiter Prof. Dr. W. MÖRIKOFER).

1. Ergebnisse.

Unsere Versuche beschränkten sich also auf relativ kurzzeitige Proberegistrierungen, die über die Verwendbarkeit der Apparatur in der praktischen Meteorologie Aufschluss geben sollten. Fig. 13

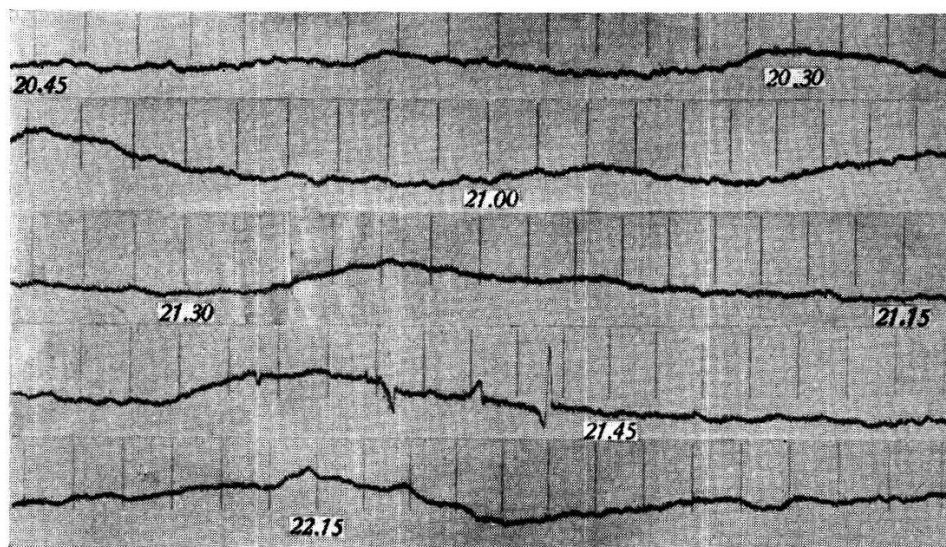


Fig. 13.

zeigt einen stark verkleinerten Ausschnitt aus einer $2\frac{1}{2}$ stündigen Registrierung bei windstillem Wetter mit Luftdruckschwankungen von ungefähr 10—15 Minuten, stellenweise auch solche von einer Minute Periodendauer (Zeitmarkenintervall 1 Minute). Kürzerperiodische Schwankungen mit Perioden von 30—1 Sekunden und weniger traten vorwiegend bei Wind auf, wie aus dem Registrierbeispiel der Fig. 11 und 12 hervorgeht, die bei schwachem Wind aufgenommen wurde. Ausser diesen aus der meteorologischen Literatur bekannten und von der jeweiligen Wetterlage abhängigen

Luftdruckschwankungen zeigten sich nun bei allen unsern Registrierungen, sofern die Apparatur genügend empfindlich eingestellt wurde, kleine Schwankungen mit Perioden, die zwischen 3 und 6 Sekunden und Amplituden, die zwischen $0,5 \cdot 10^{-4}$ und $5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg liegen. Diese Art von Luftdruckschwankungen ist infolge ihrer kleinen Amplituden in den Registrierungen nur dann auf den ersten Blick zu erkennen, wenn die Empfindlichkeit der Apparatur genügend hoch ist und keine andern durch Wind oder durch Störungen im Hause (z. B. häufiges Öffnen und Schliessen von Türen, Gehen von Personen usw.) verursachten kurzzeitigen Schwankungen mit grösseren Amplituden da sind. Einen kleinen Ausschnitt aus einer solchen mehrstündigen Registrierung, die bei äusserer Windstille und völliger Ruhe im Hause durchgeführt

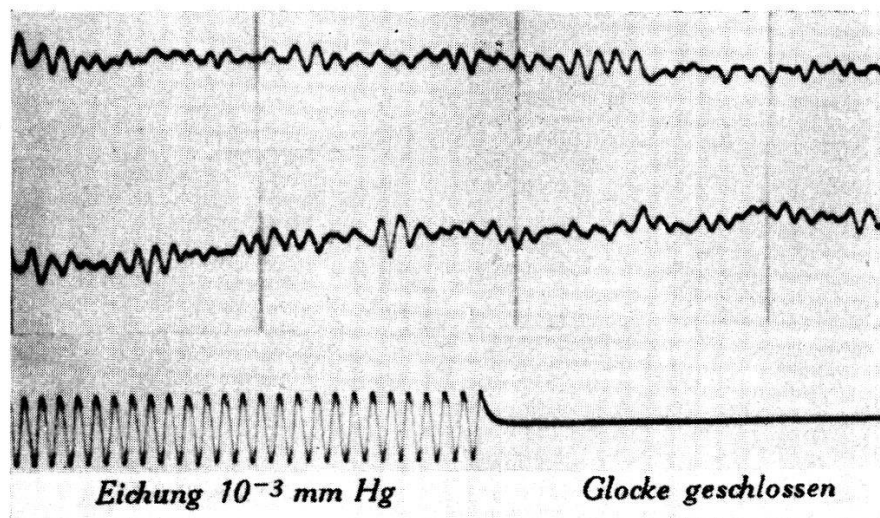


Fig. 14.

wurde, zeigt Fig. 14. Die druckempfindliche Dose befand sich dabei unter einer Glasglocke, die durch einen Hahn mit der Aussenluft in Verbindung stand. Dieser Hahn konnte zur Eichung und zur Kontrolle der Apparatur zeitweise geschlossen werden. In Fig. 14 sind auf den beiden oberen Streifen zwei Ausschnitte mit den genannten Luftdruckschwankungen und auf dem unteren eine Vergleichskurve mit bekannter Amplitude und Frequenz und die Kontrollregistrierung bei geschlossener Glocke im Maßstab 1:2 verkleinert wiedergegeben. Daraus ersieht man, dass es sich um Luftdruckschwankungen handelt, die etwa 10—15mal in der Minute auftreten (Zeitmarkenintervall = 1 Minute) mit Amplituden von einigen 10^{-4} mm Hg, die ungefähr alle Minuten schwebungsartig zu- und abnehmen. Wenn die Apparatur infolge von grösseren, durch das Wetter bedingten Schwankungen nicht so empfindlich

eingestellt werden kann, ohne dass der Lichtzeiger über den Rand des Registrierpapieres hinausgehen würde, so überlagern sich die kleinen Schwankungen den grossen, und die registrierte Kurve bekommt dadurch das gezähnte Aussehen der Fig. 13.

Da diese Art von Luftdruckschwankungen in der meteorologischen Literatur nirgends erwähnt ist, wurden über mehrere Monate hinaus kurzzeitige Proberegistrierungen durchgeführt. Dabei konnte festgestellt werden, dass diese Schwankungen immer auftraten, wobei die Frequenz zwischen 9 und 17 pro Minute variieren kann, meistens aber bei 12 pro Minute liegt, während die maximalen Amplituden ziemlich starken Schwankungen unterworfen sind, ohne dass sich in dieser Zeit ein Zusammenhang mit der jeweils herrschenden Witterung herstellen liess; doch scheinen die maximalen Amplituden im Winter beträchtlich grösser als im Sommer zu sein.

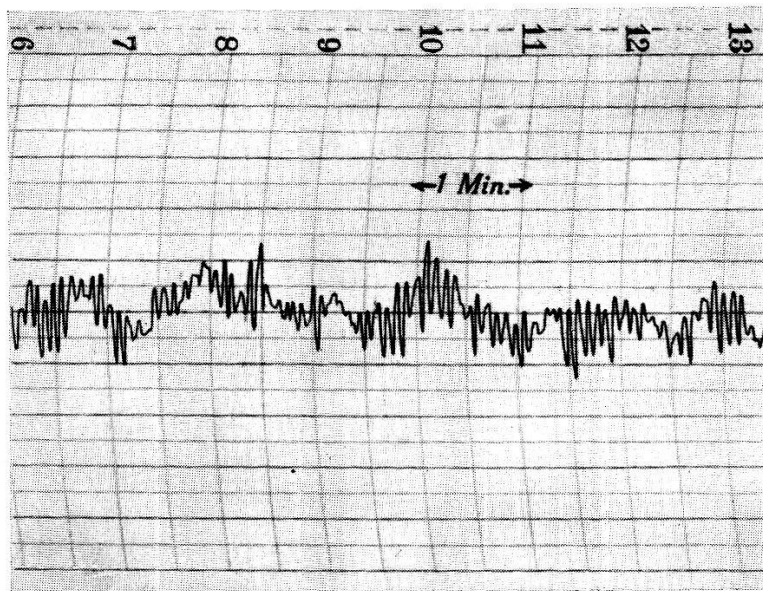


Fig. 15.

Zur Kontrolle wurden noch an einem windstillen Tag Kurven im Freien ausserhalb der Stadt Fribourg aufgenommen, die das gleiche Ergebnis zeigten; ebenso auch die bei der Aufstellung der Apparatur im Keller des Observatoriums in Davos-Platz durchgeführten Proberegistrierungen und weitere Messungen in Aarau. Da die photographische Registriermethode im Dauerbetrieb kostspielig und zeitraubend ist, wurde versucht, unter Zwischenschaltung eines zweistufigen Gleichstromverstärkers einen Tintenschreiber als Registrierinstrument zu verwenden. Fig. 15 und 16 zeigen zwei Kurven, die so erhalten wurden, dass die Anodenstromschwankungen des Oszillators durch einen Gleichstromverstärker von 25 mA/Volt

Steilheit verstärkt und dann von einem Tintenschreiber mit Synchronmotor registriert wurden (Papiervorschub 2 cm pro Minute). Die kleinen Schwankungen mit einer Frequenz von ca. 12 pro Minute treten ganz besonders deutlich in Fig. 15 hervor, während sie in Fig. 16 grösseren Luftdruckschwankungen von ca. 2—3 Minuten

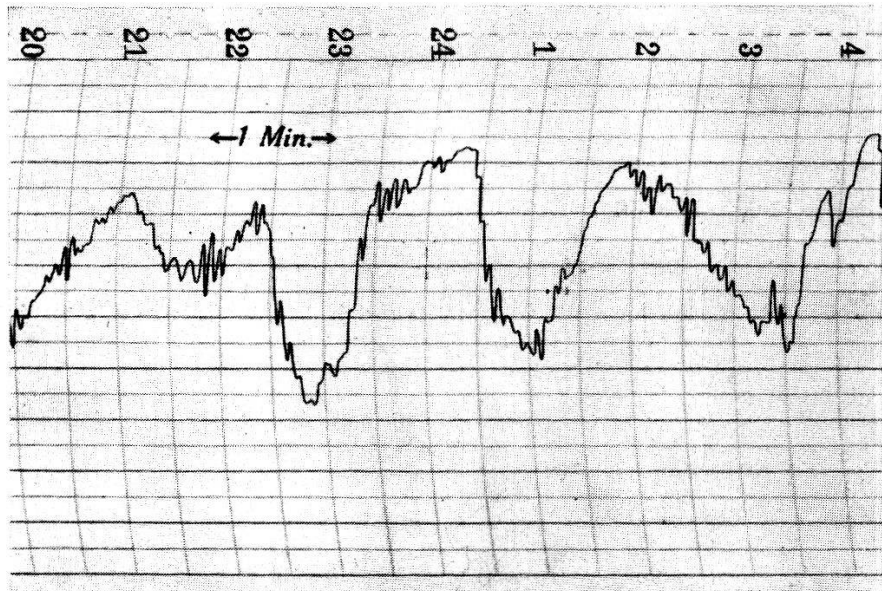


Fig. 16.

Periodendauer überlagert sind; bei beiden Beispielen erkennt man wieder leicht den schwebungsartigen Charakter dieser kleinen Schwankungen. Diese Methode der direkten Registrierung mit einem Tintenschreiber von kleiner Trägheit und dünnflüssiger Registriertinte gibt die Schwankungen bis zu Frequenzen von etwa 20 pro Minute noch amplitudengetreu wieder, so dass sie sich noch gut für die Untersuchung der beschriebenen Luftdruckschwankungen von ca. 12 pro Minute eignet.

2. Diskussion der kurzperiodischen Luftdruckschwankungen.

Zu dieser im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen merkwürdigen Art von kurzperiodischen Luftdruckschwankungen, die, anscheinend unabhängig von meteorologischen Einflüssen, beständig in der Atmosphäre vorhanden sind, gibt es in der Geophysik eine auffallend ähnliche Erscheinung, die den Namen mikroseismische Unruhe trägt. Der Geophysiker C. MAINKA⁸⁾ beschreibt diese Erscheinung folgendermassen: „In den Aufzeichnungen der Seismographen jeder Erdbebenwarte fallen zunächst die regelmässig aufeinanderfolgenden Wellen von 4—6 sec Periode auf, denen

Bodenbewegungen von 1—5 Mikrons durchschnittlicher Amplitudengrösse zukommen. Oft wird der gleichmässige Charakter dieser Wellenfolgen durch das Auftreten von *Schwebungen* gestört. Derartige sinusartige Wellenzüge, deren Ursachen meteorologische Vorgänge und deren Folgeerscheinungen z. B. Anprallen von Brandungswellen an felsigen Steilküsten sind, nennt der Seismologe *mikroseismische Unruhe*.“ Einen Ausschnitt aus einer Registrierung

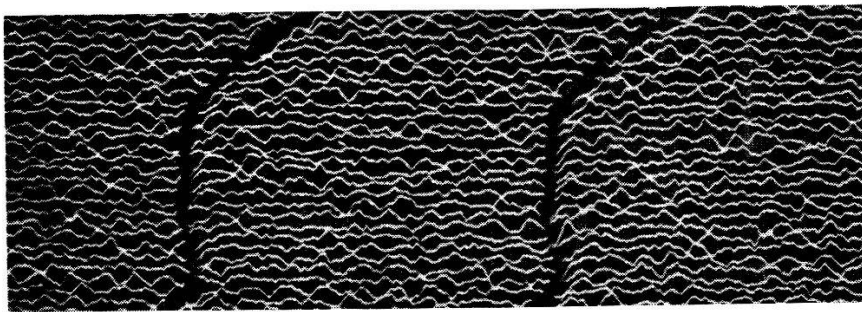


Fig. 17.

dieser mikroseismischen Unruhe oder seismischen Bodenunruhe, wie man nach einem Vorschlag B. GUTENBERG's diese Erscheinung auch nennt, zeigt Fig. 17, die in der astronomisch-meteorologischen Anstalt der Universität Basel aufgenommen wurde. Die Zeitmarken im Intervall von einer Minute sind durch kleine Unterbrechungen in der Kurve gekennzeichnet. Greifen wir aus einer solchen Auf-

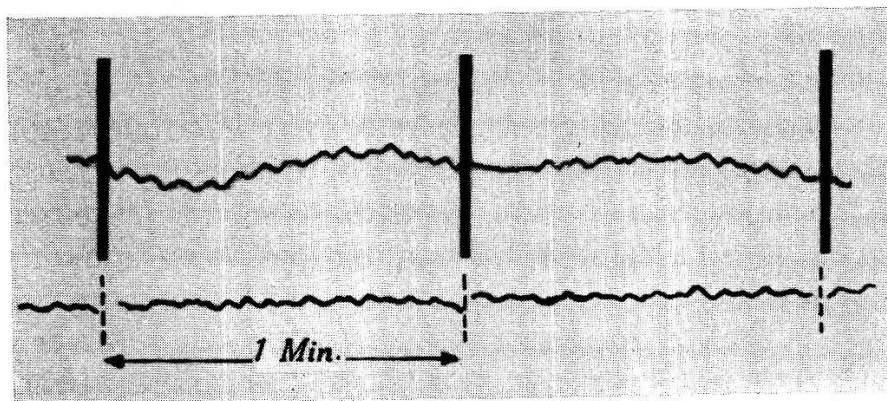


Fig. 18.

zeichnung von seismischer Bodenunruhe willkürlich ein Kurvenstück heraus und stellen es irgend einem Ausschnitt einer Luftdruckregistrierung, die die genannten kurzperiodischen Schwankungen enthält, gegenüber, wie das in Fig. 18 dargestellt ist (unten seismische Bodenunruhe, oben Luftdruckschwankungen), so ist eine gewisse Ähnlichkeit in Periodendauer und Charakter der beiden Kurven leicht zu erkennen. Diese Ähnlichkeit könnte zur Vermu-

tung Anlass geben, dass die Druckmessdose unserer Apparatur auch als Seismograph wirkt, d. h. nicht nur Luftdruckschwankungen, sondern auch die seismische Bodenunruhe registriert. Dass dies nicht der Fall ist, zeigt die Berechnung der Trägheitskräfte pro cm^2 der Membranfläche, wenn die Druckdose die Bewegung der seismischen Bodenunruhe mitmacht. Nach B. GUTENBERG⁹⁾ überschreitet die Amplitude der seismischen Bodenunruhe in Zürich kaum 1μ . Erfolgt die Bodenbewegung, d. h. auch die Bewegung der Messdose in der Vertikalen nach der Gleichung $y = a \sin \omega t$, so beträgt der Momentanwert K der Trägheitskraft pro cm^2 der Membranfläche

$$K = -\mu y'' \text{ und deren Amplitude } K_0 = \mu \omega^2 a,$$

worin μ die Masse pro cm^2 der Membran bedeutet.

Mit den Zahlenwerten: $\nu = 0,2 \text{ sec}^{-1}$

$$a = 10^{-4} \text{ cm}$$

$$\mu = 10^{-2} \text{ gcm}^{-2}$$

ergibt sich für K_0 der Wert von $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ dyn cm}^{-2}$ oder $1,2 \cdot 10^{-9} \text{ mm Hg}$. Die durch die seismische Bodenunruhe hervorgerufenen Drucke auf die Membran sind also ungefähr 10^5 mal kleiner als die gemessenen Luftdruckschwankungen. Die registrierten Kurven sind also tatsächlich Luftdruckschwankungen, was übrigens auch mit der früher angeführten experimentellen Feststellung übereinstimmt, dass die Schwankungen verschwinden, wenn die druckempfindliche Dose durch eine Glasglocke von der Aussenluft abgeschlossen wird (Fig. 14).

Es bleibt noch die Möglichkeit, dass die Erdoberfläche durch die seismische Bodenunruhe wie eine schwingende Membran Luftdruckschwankungen in der umgebenden Luftschicht erzeugt, oder, was auf dasselbe herauskommt, dass die über der Dosenmembran lagernde Luftmasse bei der Bewegung der Messdose durch die Bodenunruhe Druckkräfte von der Grössenordnung der gemessenen Luftdruckschwankungen bewirkt. Zur Berechnung dieser Druckkräfte legen wir wiederum den von GUTENBERG angegebenen Wert von 10^{-4} cm für die Amplitude der Bodenbewegung zugrunde. Nach der Akustik besteht bei sinusförmiger Bewegung zwischen Teilchengeschwindigkeit s und erzeugtem Schalldruck p die Beziehung $p = s \cdot z$, wo z den Schallwellenwiderstand bedeutet. Die Teilchengeschwindigkeit der Luft ist gleich der Geschwindigkeit der Erdoberfläche, also $s = a \cdot \omega$, wo a die Amplitude der Bodenbewegung ist.

Zahlenwerte: $a = 10^{-4} \text{ cm}$

$$\nu = 0,2 \text{ sec}^{-1}$$

$$z = 41,5 \text{ dyn sec cm}^{-2} \text{ für Luft von } 20^\circ \text{ C und } 760 \text{ mm Hg.}$$

Daraus berechnet sich für p der Wert von $5,3 \cdot 10^{-3} \text{ dyn cm}^{-2}$ oder $3,9 \cdot 10^{-6} \text{ mm Hg}$, also ein Wert der 10—50mal unter den gemessenen Luftdruckschwankungen liegt. In Wirklichkeit ist der Unterschied grösser, da 10^{-4} cm ein Maximum der Vertikalkomponente darstellt. Damit fällt mit grosser Wahrscheinlichkeit auch die zweite Erklärungsmöglichkeit dahin. Eine gleichzeitige Registrierung von Luftdruckschwankungen und seismischer Bodenunruhe am gleichen Ort wäre aber trotzdem noch erwünscht, da die Grösse der Bodenunruhe auch vom geologischen Untergrund, auf dem sich die betreffende seismische Station befindet, abhängt (B. GUTENBERG, loc. cit.). Eine solche Parallelregistrierung liess sich aber bis jetzt aus technischen Gründen noch nicht durchführen.

Vorläufig bleibt also die Ursache dieser kurzperiodischen Luftdruckschwankungen ungeklärt. Die Frage, ob die Ähnlichkeit in Periodendauer und Charakter der beiden Erscheinungen nur zufällig besteht, oder ob die Bodenunruhe und diese Luftdruckschwankungen eine gemeinsame Ursache oder einen ähnlichen Entstehungsmechanismus haben, kann vielleicht erst durch mehrjährige Registrierungen entschieden werden, bedürfte jedenfalls grosser synchroner Messreihen an verschiedenen Orten. Solche Versuche würden unter Umständen auch aufschlussreich für die Theorien der Entstehung der seismischen Bodenunruhe sein, da auf diesem Gebiete immer noch Unklarheiten herrschen. Diejenige Hypothese über die Entstehung der Bodenunruhe, die von den meisten Geophysikern anerkannt wird, formuliert B. GUTENBERG (loc. cit.) wie folgt: „Die Ursache der regelmässigen Bodenunruhe mit Perioden von 4—10 Sekunden sind, wie E. WIECHERT zuerst vermutete, Brandungen an den Steilküsten Westeuropas. Die hierdurch hervorgerufenen Bewegungen pflanzen sich, besonders bei starker Brandung an der Küste Norwegens, bis nach Zentralasien fort. Die Höchstwerte der Bewegung treten in der Nähe der stärksten Steilküstenbrandung auf.“ Diese Ansicht wird aber nicht von allen Autoren geteilt, so sprach z. B. O. MEISSNER die Ansicht aus, „dass die *Luftunruhe* der veranlassende Faktor der Bodenunruhe sei“ (GUTENBERG, loc. cit.).

Wenn also zwischen seismischer Bodenunruhe und Luftdruckschwankungen eine Korrelation existiert, so müsste sich diese, da die Grösse der seismischen Bodenunruhe durch gewisse meteorologische und geophysikalische Vorgänge (z. B. Brandung, Luftdruckverteilung und Wind) beeinflusst wird und überdies auch einen charakteristischen Jahresgang aufweist, durch Vergleich der Luftdruckschwankungen mit den gleichzeitigen mikroseismischen Registrierungen in- und ausländischer Stationen herausfinden lassen.

Weitere Aufschlüsse über die Natur dieser kurzperiodischen Luftdruckschwankungen bekäme man durch gleichzeitige Registrierungen an verschiedenen Orten, die in horizontaler oder vertikaler Richtung einige hundert Meter auseinanderliegen; aus dabei auftretenden Phasenverschiebungen könnte ihre Ausbreitungsrichtung ermittelt werden. Diese sehr umfangreichen Untersuchungen sollen späteren Arbeiten vorbehalten sein.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. F. DESSAUER, bin ich für das stete Interesse und das Wohlwollen, womit er diese Arbeit gefördert hat, zu grossem Dank verpflichtet. Herrn Dr. V. HARDUNG danke ich für zahlreiche wertvolle Diskussionen.

Literatur.

- 1) F. DESSAUER, „Zehn Jahre Forschung auf physikalisch-medizinischem Grenzgebiet“, Frankfurt.
- 2) W. SCHMIDT, Wiener Bericht **118** (1909), 885; W. SCHMIDT, Wiener Bericht **122** (1913), 835; W. SCHMIDT, Wiener Bericht **29**, (1912) 406; W. SCHMIDT, Wiener Bericht **122** (1914), 908ff.
- 3) W. STORM VAN LEEUWEN und J. BOOIJ, Gerl. Beitr. Geophys. **39** (1933), 105; W. STORM VAN LEEUWEN und J. BOOIJ, Gerl. Beitr. Geophys. **44** (1935), 400ff.
- 4) S. REISCH, Zs. f. Hochfr. techn. **38** (1931), 101.
- 5) W. FRICKE, Zs. f. Hochfr. techn. **43** (1934), 149.
- 6) BARKHAUSEN, Jahrb. d. drahtlosen Tel. **21** (1923), 198.
- 7) RUKOP und L. HAUSER, Zs. f. techn. Phys. (1923), 101.
- 8) C. MAINKA, Geophysik von A. PREY, C. MAINKA, E. TAMS, Berlin (1922), p. 206.
- 9) B. GUTENBERG, „Die seismische Bodenunruhe“, Sammlung geophysikalischer Schriften Nr. 3.

Physikal. Institut der Universität Freiburg (Schweiz).
