

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN

Forschungsbereich Kosmische Physik

ZENTRALINSTITUT PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts Physik der Erde

Nr. 12

Die kurzperiodischen Seismographen
Typ VSJ-II und HSJ-II

von

Cristian Teupser

Als Manuskript gedruckt

Potsdam 1971

1.	Einleitung	6
2.	Allgemeine Betrachtungen über elektrodynamische Seismographen	7
2.1.	Die Bewegungsgleichungen	7
2.2.	Der Empfindlichkeitsregler	10
2.2.1.	Möglichkeiten und Grenzen des Empfindlichkeitsreglers	10
2.2.2.	Berechnung des Empfindlichkeitsreglers bei gegebenem Galvanometer und mechanischem Empfänger	12
2.2.3.	Verwendung eines Galvanometers mit magnetischem Nebenschluß	12
2.2.4.	Berechnung der elektrodynamischen Konstante des mechanischen Empfängers	13
2.3.	Die äquivalenten Parameter	17
2.3.1.	Definition und näherungsweise Bestimmung der äquivalenten Parameter	17
2.3.2.	Vergrößerung bei standardisierter Amplitudencharakteristik	18
2.3.3.	Vergrößerung bei fester Galvanometerfrequenz	19
2.3.4.	Vergrößerung bei unveränderlichen Eigenfrequenzen des mechanischen Empfängers und des Galvanometers	19
2.3.5.	Andere Abstimmungsmöglichkeit des Verrückungsmessers	21
2.4.	Die Ausschaltung der Rückwirkung durch frequenzabhängige Kopplung	22
2.4.1.	Die exakte Ausschaltung der Rückwirkung	23
2.4.2.	Näherungsweise Auslöschung der Rückwirkung	23
2.4.3.	Die Vergrößerung bei frequenzabhängiger Kopplung	24
2.4.4.	Einfluß einer Kapazitätsänderung	26
3.	Der Vertikalseismograph VSJ-II	27
3.1.	Die Konstruktion des mechanischen Empfängers	27
3.1.1.	Forderungen an die Konstruktion	27
3.1.2.	Das Konstruktionsprinzip	28
3.1.3.	Weitere Einzelheiten der Konstruktion	30
3.2.	Die Schraubenfeder	31
3.2.1.	Der Temperatureinfluß	31
3.2.2.	Die Berechnung der Schraubenfeder	32
3.2.3.	Die Prüfung der Schraubenfeder	34
3.3.	Das Blattfedergelenk	35
3.3.1.	Der Anstellwinkel	35
3.3.2.	Der Einfluß des Blattfedergelenkes auf die Eigenperiode	37
3.4.	Das Magnetsystem	39
3.4.1.	Die Berechnung des Magnetsystems	39
3.4.2.	Die Prüfung des Magnetsystems	40
3.5.	Die Bestimmung der mechanischen Parameter	42
3.6.	Die Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage	43
3.7.	Die Prüfung auf dem Schütteltisch	44

	Seite
4. Der Horizontalseismograph HSJ-II	46
4.1. Die Konstruktion des mechanischen Empfängers	46
4.1.1. Forderungen an die Konstruktion	46
4.1.2. Die wesentlichen Konstruktionselemente	46
4.1.3. Weitere Einzelheiten der Konstruktion	48
4.2. Die durch das Blattfedergelenk bedingte Oberschwingung	51
4.3. Das Magnetsystem	51
4.3.1. Betrachtungen zum freien Spiel der Tauchspulen	51
4.3.2. Die Berechnung des Magnetsystems	52
4.3.3. Die Prüfung des Magnetsystems	53
4.4. Die Bestimmung der mechanischen Parameter	55
4.5. Die Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage	55
4.6. Die Prüfung auf dem Schütteltisch	56
Literatur	58
Bildanhang	59

Zusammenfassung

Die Konstruktion sowie Eichung und Prüfung der kurzperiodischen elektrodynamischen Vertikal- und Horizontalseismographen VSJ-II und HSJ-II wird ausführlich beschrieben. Sie basiert auf bereits früher dargelegten eingehenden theoretischen Untersuchungen. Die Eigenperiode der Instrumente kann im Intervall von 0,5 bis 2 s eingestellt werden. Sie besitzen eine reduzierte Pendellänge von 8 cm und ein Trägheitsmoment von $2 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2$. Methoden zur optimalen Ankopplung geeigneter Galvanometer zur Erreichung hoher Vergrößerungen mit Hilfe der äquivalenten Parameter und die Ausschaltung der Rückwirkung des Galvanometers durch frequenzabhängige Kopplung werden zusammenfassend dargestellt.

Summary

The design, calibration and testing of the short-period electromagnetic vertical and horizontal seismographs VSJ-II and HSJ-II are described in detail. They are based on extensive theoretical studies already previously reported. The period of the instruments is adjustable at an interval from 0.5 to 2 seconds. The instruments have a reduced pendulum length of 8 cm and a moment of inertia of $2 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2$. Methods for optimum coupling of suitable galvanometers to obtain high magnification by means of the equivalent parameters are summarised as well as elimination of galvanometer reaction by frequency-dependent coupling.

Résumé

On décrit en détail la construction aussi bien que l'étalonnage et la vérification des sismographes verticaux et horizontaux électromagnétiques à courtes périodes, VSJ-II et HSJ-II. Elle est basée sur des recherches théoriques approfondies exposées déjà dans le passé. La période propre des instruments peut être réglée sur un intervalle allant de 0.5 à 2 sec. Les instruments ont une pendule de longueur réduite à 8 cm avec un moment d'inertie de $2 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2$. On représente alors en résumé des méthodes pour l'accouplement optimal de galvanomètres appropriés afin d'en arriver à de hautes amplifications à l'aide des paramètres équivalents et l'exclusion de la réaction du galvanomètre par un accouplement en fonction de la fréquence.

Резюме

Разработка конструкции, а также эталонирование и испытание электродинамических вертикальных и горизонтальных сейсмографов краткопериодического действия, типа VSJ-II и HSJ-II, поясняются в подробном описании. Описание основывается на излагаемых еще раньше подробных теоретических исследованиях. Собственная частота периодов аппарата может устанавливаться в пределах от 0,5 до 2 сек. Инструменты работают с маятниками укороченной длины, порядка 8 см и инерционным моментом $2 \cdot 10^5 \text{ г см}^2$. Методы оптимального сопряжения с соответствующими гальванометрами для достижения высокой степени увеличения при помощи эквивалентных параметров, а также исключение возвратного действия гальванометра вследствие обратной связи по частоте приведены в общих чертах.

1. Einleitung

Leistungsfähige Gerätesysteme sind eine wesentliche Grundlage für den Betrieb seismologischer Observatorien. Es war daher notwendig, nach den auf der Grundlage eingehender theoretischer Untersuchungen entwickelten langperiodischen Seismographen VSJ-I und HSJ-I auch die entsprechenden kurzperiodischen Instrumente zu schaffen. Auch hier bot sich das elektrodynamische Prinzip an, da mit ihm stabil arbeitende Geräte mit hoher Vergrößerung und vielseitiger Abstimmungsmöglichkeit realisiert werden können. Die elektrodynamischen Seismographen bestehen aus einem mechanischen Empfänger, der die Bodenbewegung mit Hilfe eines Tauchspulsystems in elektrische Signale wandelt. Diese Signale werden einem Galvanometer zugeführt und photographisch registriert. Selbstverständlich kann man die hier beschriebenen mechanischen Empfänger auch als Meßwertgeber für elektronische Datenerfassungsanlagen benutzen.

Zur Aufnahme der für seismologische Zwecke hauptsächlich interessierenden translatorischen Bodenbewegungen werden für eine komplette Station ein Vertikal- und zwei Horizontalseismographen benötigt. Die Konstruktion der neuen kurzperiodischen Geräte VSJ-II und HSJ-II wird im folgenden ausführlich beschrieben. Vorangestellt ist eine zusammenfassende Darstellung von Methoden zur Abstimmung und Berechnung der elektrischen Parameter des mechanischen Empfängers und des Galvanometers sowie der Kopplungsglieder zwischen beiden, wobei eine optimale Nutzung der gegebenen Möglichkeiten angestrebt wurde.

Um die Übernahme von in den Abhandlungen [3], [13] über langperiodische Seismographen abgeleiteten Formeln zu erleichtern, wurden möglichst die dort verwendeten Schreibweisen und Symbole benutzt. Es mußte deshalb darauf verzichtet werden, die Schreibweise der Formeln in der gesamten Arbeit nach einheitlichen mathematischen Konventionen durchzuführen.

Die Konstruktion beider Instrumente, der fruchtbare Diskussionen mit Herrn Dr. ULLMANN vorangingen, lag in den bewährten Händen von Herrn Ing. SCHUHMAN. Die experimentellen Untersuchungen der in der Werkstatt des Institutes präzise hergestellten Mustergeräte wurden von Herrn Ing. M. BRUNNER ausgeführt. Die mühevollen Reinschrift des Heftes wurde von Frau G. KUNZE angefertigt. Allen diesen und auch den nicht ausdrücklich genannten Mitarbeitern des Institutes soll für ihre tatkräftige Unterstützung herzlich gedankt werden.

2. Allgemeine Betrachtungen über elektrodynamische Seismographen

2.1. Die Bewegungsgleichungen

Bei den hier beschriebenen elektrodynamischen Seismographen sind am Gehänge des mechanischen Empfängers ein (Typ VSJ-II) bzw. zwei (Typ HSJ-II) Spulenkörper angebracht, die in die Felder von gestellfesten Permanentmagneten tauchen. Auf diesen Spulenkörpern befinden sich im allgemeinen zwei getrennte Wicklungen R_{s1} und R_{s2} . Eine dieser Wicklungen ist über einen Empfindlichkeitsregler aus den Widerständen R_1 , R_2 und R_3 mit dem Galvanometer, das den inneren Widerstand R_g besitzt, verbunden. Die zweite ist entweder offen oder mit dem Widerstand R_D abgeschlossen; sie kann zur Erteilung von Testimpulsen benutzt werden. Die Schaltung ist in Abb. 1

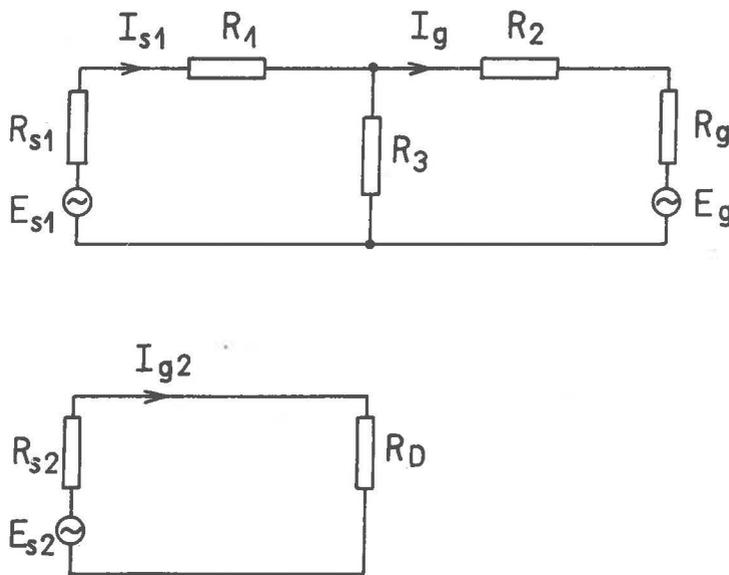


Abb. 1. Schaltung des elektrodynamischen Seismographen

dargestellt. Die linearisierten Bewegungsgleichungen des Systems mechanischer Empfänger - Galvanometer lauten [3, 5, 8, 10, 13]:

$$(1) \quad \ddot{\theta} + 2 D_{s0} \omega_s \dot{\theta} + \omega_s^2 \theta = -\frac{\ddot{X}}{I} - \frac{G_{s1} I_{s1}}{K_s} - \frac{G_{s2} I_{s2}}{K_s},$$

$$(2) \quad \ddot{\psi} + 2 D_{g0} \omega_g \dot{\psi} + \omega_g^2 \psi = \frac{G_g I_g}{K_g}.$$

Dabei sind:

- X die translatorische Komponente der Bodenverrückung, auf die der Seismograph anspricht,
- θ der Winkelausschlag,
- D_{s0} der Dämpfungsgrad der Luftreibung,
- ω_s das 2π -fache der Eigenfrequenz,
- G_{s1} , G_{s2} die elektrodynamischen Konstanten der Tauchspulenwicklungen,
- I_{s1} , I_{s2} die Ströme in den Spulen,
- K_s das Trägheitsmoment des mechanischen Empfängers,

Ψ , D_{go} , ω_g , G_g , I_g , K_g die analogen Größen des Galvanometers,
 1 die reduzierte Pendellänge des mechanischen Empfängers.

Die Eigenfrequenzen ω_s und ω_g sind mit den Eigenperioden T_s und T_g durch die Beziehungen

$$(3) \quad \omega_s = \frac{2\pi}{T_s},$$

$$(4) \quad \omega_g = \frac{2\pi}{T_g}$$

verknüpft. Die in den Spulen induzierten Spannungen sind durch

$$(5) \quad E_{s1} = G_{s1} \dot{\theta},$$

$$(6) \quad E_{s2} = G_{s2} \dot{\theta},$$

$$(7) \quad E_g = -G_g \dot{\psi}$$

gegeben. Die Ströme I_{s1} und I_{s2} sind so orientiert, daß ein positiver Strom der Gehägebewegung entgegenwirkt, während ein positiver Strom I_g einen positiven Galvanometerausschlag hervorruft.

Mit Hilfe der KIRCHHOFFSchen Regeln, der Abb. 1 und der Gleichungen (5) bis (7) ergeben sich aus (1) und (2) die bekannten Differentialgleichungen des elektrodynamischen Seismographen

$$(8) \quad \ddot{\theta} + 2 D_s \omega_s \dot{\theta} + \omega_s^2 \theta = -\frac{\ddot{X}}{I} + \frac{4 D_s \omega_s D_g \omega_g \sigma^2}{K_g} \dot{\psi},$$

$$(9) \quad \ddot{\psi} + 2 D_g \omega_g \dot{\psi} + \omega_g^2 \psi = K_g \dot{\theta}.$$

Dabei sind die Dämpfungsgrade

$$(10) \quad D_s = D_{so} + D_{s1} + D_{s2},$$

$$(11) \quad D_g = D_{go} + D_{g1},$$

$$(12) \quad D_{s1} = \frac{G_{s1}^2}{2 K_s \omega_s (R_{s1} + R_{as1})},$$

$$(13) \quad D_{s2} = \frac{G_{s2}^2}{2 K_s \omega_s (R_{s2} + R_D)},$$

$$(14) \quad D_{g1} = \frac{G_g^2}{2 K_g \omega_g (R_g + R_{ag})},$$

die äußeren Spulenwiderstände

$$(15) \quad R_{as1} = R_1 + \frac{R_3 (R_g + R_2)}{R_g + R_2 + R_3},$$

$$(16) \quad R_{ag} = R_2 + \frac{R_3 (R_{s1} + R_1)}{R_{s1} + R_1 + R_3},$$

der Übertragungsfaktor

$$(17) \quad k_g = \frac{G_{s1} G_g R_3}{K_g [(R_{s1} + R_1)(R_g + R_2) + R_3 (R_{s1} + R_g + R_1 + R_2)]}$$

und der Rückwirkungsfaktor

$$(18) \quad \sigma = \frac{k_g}{2} \sqrt{\frac{K_g}{D_s \omega_s D_g \omega_g K_s}}$$

Die sog. dynamische Vergrößerung \mathfrak{B} eines Seismographen ist definiert durch das Verhältnis des Galvanometeraussschlages zur Bodenamplitude bei einer rein harmonischen Bodentranslation der Frequenz ω , wenn der Einschwingvorgang abgeklungen ist:

$$(19) \quad \mathfrak{B} = V_0 \bar{W}(\omega).$$

Wenn L_g die Lichtzeigerlänge des Galvanometers bezeichnet und $D_s \omega_s \cong D_g \omega_g$ ist, so definiert man den Vergrößerungsfaktor

$$(20) \quad V_0 = \frac{L_g k_g}{D_g \omega_g l}$$

Die Lösung des Differentialgleichungssystems (8), (9) ergibt mit (19), (20) die normierte Amplitudencharakteristik

$$(21) \quad \bar{W}(\omega) = \frac{2 D_g \omega_g \omega^3}{\sqrt{[(\omega^2 - \omega_s^2)(\omega^2 - \omega_g^2) - 4 D_s D_g \omega_s \omega_g \omega^2 (1 - \sigma^2)]^2 + 4 \omega^2 [D_g \omega_g (\omega^2 - \omega_s^2) + D_s \omega_s (\omega^2 - \omega_g^2)]^2}}$$

Unter den Voraussetzungen

$$(22) \quad D_s \cong D_g, \quad \omega_s \ll \omega_g$$

folgt für $\omega \approx \omega_g$ aus (21) $\bar{W}(\omega) \approx 1$. Es werden damit Bodenbewegungen mit Perioden in der Nähe der Galvanometereigenperiode mit der Vergrößerung V_0 aufgezeichnet.

Für Seismographen, die in einem breiten Intervall die Bodenverrückung aufzeichnen sollen, ist es üblich, die Abstimmung

$$(23) \quad \omega_s \ll \omega_g, \quad D_g = \frac{\omega_g}{2\omega_s}, \quad D_s = 0,5$$

zu wählen [1, 7, 8, 10]. In diesem Fall arbeitet der Seismograph im Intervall

$$(24) \quad \omega_s < \omega < \frac{\omega_g}{\omega_s}$$

als Verrückungsmesser [10], also nahezu mit der Vergrößerung V_0 , falls der Rückwirkungsfaktor $\sigma^2 \ll 1$ ist (weiteres dazu in Abschnitt 2.3.).

Aus (20) folgt mit (18)

$$(25) \quad V_0 = \frac{2 L_g \sigma}{l} \sqrt{\frac{D_s \omega_s K_s}{D_g \omega_g K_g}}$$

Weiterhin berechnet man aus (18) mit (10) bis (17)

$$(26) \quad \sigma^2 = \frac{D_{s1} D_{g1}}{D_s D_g} \frac{R_3^2}{(R_{s1} + R_1 + R_3)(R_g + R_2 + R_3)}.$$

Aus (26) ersieht man, daß

$$(27) \quad 0 \leq \sigma \leq 1.$$

Es ist also nach (25) und (27) der maximal erreichbare Vergrößerungsfaktor

$$(28) \quad V_{om} = \frac{2 L_g}{1} \sqrt{\frac{D_s \omega_s K_s}{D_g \omega_g K_g}}.$$

2.2. Der Empfindlichkeitsregler

2.2.1. Möglichkeiten und Grenzen des Empfindlichkeitsreglers

Durch Einschaltung eines Empfindlichkeitsreglers in den Kopplungskreis wird nicht nur die Vergrößerung des Seismographen herabgesetzt, sondern es können auch die Dämpfungen des mechanischen Empfängers und des Galvanometers geändert werden. Wenn man in (12), (14), (15), (16) und (17) $R_1 = R_2 = 0$ sowie $R_3 = \infty$ setzt, erhält man die Dämpfungsgrade \bar{D}_{s1} , \bar{D}_{g1} und den Übertragungsfaktor \bar{k}_g , die der Seismograph ohne Empfindlichkeitsregler bei Vernachlässigung von D_{s0} , D_{g0} und D_{s2} haben würde:

$$(29) \quad \bar{D}_{s1} = \frac{G_{s1}^2}{2 K_s \omega_s (R_{s1} + R_g)},$$

$$(30) \quad \bar{D}_{g1} = \frac{G_g^2}{2 K_g \omega_g (R_{s1} + R_g)},$$

$$(31) \quad \bar{k}_g = \frac{G_{s1} G_g}{K_g (R_{s1} + R_g)}.$$

Durch Einschaltung des Empfindlichkeitsreglers werden die Dämpfungen um die Faktoren μ_s und μ_g sowie der Übertragungsfaktor um den Faktor $1/n$ geändert:

$$(32) \quad D_{s1} = \mu_s \bar{D}_{s1},$$

$$(33) \quad D_{g1} = \mu_g \bar{D}_{g1},$$

$$(34) \quad k_g = \frac{\bar{k}_g}{n}.$$

Aus (32) bis (34) folgt mit (29) bis (31) sowie (12), (14), (17):

$$(35) \quad \mu_s = \frac{R_{s1} + R_g}{R_{s1} + R_{as1}},$$

$$(36) \quad \mu_g = \frac{R_{s1} + R_g}{R_{ag} + R_g},$$

$$(37) \quad n = \frac{(R_{s1} + R_1)(R_g + R_2) + R_3 (R_{s1} + R_g + R_1 + R_2)}{R_3 (R_{s1} + R_g)}.$$

Setzt man in (35) bis (37) die Beziehungen (15), (16) ein, so kann man die erhaltenen Gleichungen nach R_1 , R_2 , R_3 auflösen:

$$(38) \quad R_1 = \frac{n(n\mu_g - 1)(R_{s1} + R_g)}{n^2\mu_s\mu_g - 1} - R_{s1},$$

$$(39) \quad R_2 = \frac{n(n\mu_s - 1)(R_{s1} + R_g)}{n^2\mu_s\mu_g - 1} - R_g,$$

$$(40) \quad R_3 = \frac{n(R_{s1} + R_g)}{n^2\mu_s\mu_g - 1}.$$

Wenn μ_s , μ_g und n vorgegeben sind, können die Widerstände des Empfindlichkeitsreglers berechnet werden. Da sich dafür positive Werte ergeben müssen, bestehen die Bedingungen

$$(41) \quad n^2\mu_s\mu_g \geq 1,$$

$$(42) \quad n(n\mu_g - 1)(R_{s1} + R_g) \geq R_{s1}(n^2\mu_s\mu_g - 1),$$

$$(43) \quad n(n\mu_s - 1)(R_{s1} + R_g) \geq R_g(n^2\mu_s\mu_g - 1).$$

Aus (42) und (43) folgt, nach μ_s bzw. μ_g aufgelöst:

$$(44) \quad \frac{nR_{s1} + (n-1)R_g}{n^2[R_{s1} + (1-\mu_g)R_g]} \leq \mu_s \leq \frac{n(n\mu_g - 1)(R_{s1} + R_g) + R_{s1}}{n^2\mu_g R_{s1}},$$

$$(45) \quad \frac{(n-1)R_{s1} + nR_g}{n^2[(1-\mu_s)R_{s1} + R_g]} \leq \mu_g \leq \frac{n(n\mu_s - 1)(R_{s1} + R_g) + R_g}{n^2\mu_s R_g}.$$

Die Bedingungen (44) und (45) sind nur erfüllbar, wenn die oberen Grenzen größer als die unteren sind. Es muß daher

$$(46) \quad \frac{1}{n} \leq \mu_g \leq 1 + \frac{(n-1)R_{s1}}{nR_g},$$

$$(47) \quad \frac{1}{n} \leq \mu_s \leq 1 + \frac{(n-1)R_g}{nR_{s1}}$$

sein. Wenn die linken Seiten von (46) und (47) gelten, ist auch (41) erfüllt. Ausführlichere Betrachtungen zur Erfüllung der Bedingung (44) sind in [6] zu finden.

Aus (26) ergibt sich mit (38) bis (40)

$$(48) \quad \sigma^2 = \frac{D_{s1} D_{g1}}{D_s D_g n^2 \mu_s \mu_g}.$$

Falls die zweite Spule des mechanischen Empfängers nicht vorhanden oder offen ist, also $R_D = \infty$, und die Anteile der Luftdämpfungen vernachlässigbar sind, vereinfacht sich (48):

$$(49) \quad \sigma^2 = \frac{1}{n^2 \mu_s \mu_g}.$$

Man erkennt, daß (41) im Einklang mit (27) ist. Aus (20) folgt mit (11), (30), (31), (33), (34)

$$(50) \quad V_o = \left(1 - \frac{D_{go}}{D_g}\right) \frac{2 L_g G_{s1}}{1 G_g n \mu_g}.$$

2.2.2. Berechnung des Empfindlichkeitsreglers bei gegebenem Galvanometer und mechanischem Empfänger

Bei der Berechnung eines Seismographen ist meist eine bestimmte Amplitudencharakteristik, also D_s , D_g , ω_s , ω_g , und eine bestimmte Vergrößerung V_o gefordert. Wenn ein geeignetes Galvanometer mit der Eigenfrequenz ω_g vorhanden ist, seine übrigen Parameter G_g , K_g , D_{go} , R_g unveränderlich sind und weiterhin die Parameter l , K_s , G_{s1} , R_s des mechanischen Empfängers ebenfalls festliegen, stellt man den mechanischen Empfänger auf die geforderte Eigenfrequenz ω_s ein. Man berechnet nach (28) V_{om} . Es muß nun $V_o \leq V_{om}$ sein, was eventuell durch Vergrößerung der Lichtzeigerlänge zu erreichen ist. Aus (25) folgt dann σ^2 . Es ist zu prüfen, ob nicht durch ein zu großes σ^2 die Amplitudencharakteristik zu stark verändert wird. Möglicherweise müssen die Parameter D_s , D_g , ω_s , ω_g dann verändert werden (s. Abschnitt 2.3.). Aus (29), (30), (32), (33), (48) folgt dann n , μ_s , μ_g . Falls (41) bis (43) erfüllt ist, kann der Empfindlichkeitsregler gebaut und somit die gewünschte Abstimmung realisiert werden. Zu beachten ist, daß (41) bis (43) unter Beibehaltung von μ_s und μ_g für größeres n nicht erfüllt zu sein brauchen. Ein Stufenregler unterliegt also gewissen Beschränkungen [6].

2.2.3. Verwendung eines Galvanometers mit magnetischem Nebenschluß

Wenn das Galvanometer einen magnetischen Nebenschluß besitzt, kann die elektrodynamische Konstante G_g geändert werden. Damit erweitern sich die Abstimmungsmöglichkeiten. Definiert man als Kurzschlußdämpfung des mechanischen Empfängers bzw. Galvanometers

$$(51) \quad D_{sk} = \frac{G_{s1}^2}{2 K_s \omega_s R_{s1}},$$

$$(52) \quad D_{gk} = \frac{G_g^2}{2 K_g \omega_g R_g}$$

und setzt ferner

$$(53) \quad G_g^* = \frac{2 L_g G_{s1}}{l V_o},$$

so folgt bei Vernachlässigung von D_{so} , D_{go} , D_{s2} aus (49), (50), (53)

$$(54) \quad n \mu_g = \frac{G_g^*}{G_g},$$

$$(55) \quad n \mu_s = \frac{G_g}{G_g^* \sigma^2}$$

und weiter mit (10), (29), (32), (51)

$$(56) \quad n = \frac{G_g D_{sk} R_{s1}}{G_g^* \sigma^2 D_s (R_{s1} + R_g)}.$$

Die Bedingung (42) lautet mit (48), (54), (56)

$$(57) \quad G_g \leq G_g^* \left[1 - \frac{D_s}{D_{sk}} (1 - \sigma^2) \right].$$

Die Bedingung (43) ergibt mit (48), (55), (56)

$$(58) \quad G_g \geq G_g^* \left[\frac{\sigma^2}{2} + \sqrt{\frac{\sigma^4}{4} + \sigma^2 (1 - \sigma^2) \frac{D_s R_g}{D_{sk} R_{s1}}} \right].$$

Aus (57) und (58) folgt, daß überhaupt nur ein G_g möglich ist, wenn

$$(59) \quad \left[\frac{D_s}{D_{sk}} \left(\frac{R_g}{R_{s1}} - 1 \right) + \frac{D_s^2}{D_{sk}^2} \right] \sigma^2 \leq \left(1 - \frac{D_s}{D_{sk}} \right)^2.$$

Falls

$$(60) \quad \frac{D_{sk}}{D_s} > 1 + \frac{R_g}{R_{s1}},$$

ist für alle Rückwirkungs-faktoren (59) erfüllt. Kann man mit Hilfe des magnetischen Nebenschlusses $G_g = G_g^*$ einstellen, so ist die Vergrößerung V_{om} zu erreichen. Da für $\sigma < 1$ aus (57) $G_g < G_g^*$ folgt, kann man keinen Empfindlichkeitsregler bauen, der die Vergrößerung unter V_{om} herabsetzt, wenn die übrigen Parameter unverändert bleiben sollen. Das größte $\sigma = \sigma_0$, für das eine solche Forderung erfüllt werden kann, erhält man, wenn man in (57) $\sigma = 0$ und in (58) $\sigma = \sigma_0$ setzt. Es muß dann

$$(61) \quad 1 - \frac{D_s}{D_{sk}} \geq \frac{\sigma_0^2}{2} + \sqrt{\frac{\sigma_0^4}{4} + \sigma_0^2 (1 - \sigma_0^2) \frac{D_s R_g}{D_{sk} R_{s1}}}$$

sein. Das ergibt

$$(62) \quad \sigma_0^2 \leq \frac{1}{2} \left[\frac{D_{sk} R_{s1}}{D_s R_g} - \frac{R_{s1}}{R_g} + 1 \right] - \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{D_{sk} R_{s1}}{D_s R_g} - \frac{R_{s1}}{R_g} + 1 \right]^2 - \frac{R_{s1} D_{sk}}{R_g D_s} \left(1 - \frac{D_s}{D_{sk}} \right)^2}.$$

Mit (25) und (62) erhält man die größte Vergrößerung, die ein Seismograph einer bestimmten Abstimmung erreichen kann, wenn er noch einen Empfindlichkeitsregler zur stufenweisen Herabsetzung besitzen soll. G_g muß dann auf den Wert

$$(63) \quad G_g = G_g^* \left[1 - \frac{D_s}{D_{sk}} \right]$$

eingestellt werden.

2.2.4. Berechnung der elektrodynamischen Konstante des mechanischen Empfängers

Falls mit den vorhandenen Spulen des mechanischen Empfängers die gewünschten Eigenschaften nicht erreicht werden können, müssen sie mit geeigneteren Parametern neu gewickelt werden. Wenn die übrigen Parameter des mechanischen Empfängers und des Galvanometers festliegen, definiert man zunächst

$$(64) \quad G_s^* = \frac{1}{2} \frac{G_g V_0}{L_g},$$

wobei natürlich $V_o \leq V_{om}$ sein muß. Bei Vernachlässigung von D_{so} , D_{go} , D_{s2} folgt aus (48), (50), (64)

$$(65) \quad n \mu_g = \frac{G_s}{G_s^*},$$

$$(66) \quad n \mu_s = \frac{G_s}{G_s^* \sigma^2}.$$

Ferner ist mit (29), (32), (51)

$$(67) \quad \frac{R_{s1} + R_g}{R_{s1}} = \frac{\mu_s D_{sk}}{D_s}$$

und mit (30), (33), (52)

$$(68) \quad \frac{R_{s1} + R_g}{R_g} = \frac{\mu_g D_{gk}}{D_g}.$$

Man könnte meinen, daß D_{sk} nicht als Konstante eingeführt werden darf, weil G_{s1} geändert wird. Das ist aber trotzdem zulässig, wenn der zur Verfügung stehende Winkelraum voll ausgenutzt werden soll (s. Abschnitt 3.4.1.).

Die Bedingungen (42) und (43) ergeben mit (48) und (65) bis (68)

$$(69) \quad G_s \geq \frac{G_s^*}{1 - \frac{D_s}{D_{sk}} (1 - \sigma^2)},$$

$$(70) \quad G_s \leq \frac{G_s^*}{\sigma^2} \left[1 - \frac{D_g}{D_{gk}} (1 - \sigma^2) \right].$$

Aus (69) und (70) folgt, daß nur dann ein G_s möglich ist, wenn

$$(71) \quad \sigma^2 \leq \left(\frac{D_{sk}}{D_s} - 1 \right) \left(\frac{D_{gk}}{D_g} - 1 \right).$$

Abb. 2 gibt ein Diagramm, aus dem man bei bekanntem D_{sk}/D_s und D_{gk}/D_g die möglichen σ entnehmen kann. Falls $\sigma = 1$ möglich ist, kann man die Vergrößerung V_{om} erreichen, wenn man $G_s = G_s^*$ wählt. Es ist dann analog wie im vorigen Abschnitt nicht möglich, durch einen Empfindlichkeitsregler die Vergrößerung unter Beibehaltung der übrigen Parameter herabzusetzen, da dann nach (69) $G_s > G_s^*$ sein muß. Das größte $\sigma = \sigma_s$, für das eine solche Forderung erfüllt werden kann, erhält man, wenn in (69) $\sigma = 0$ und in (70) $\sigma = \sigma_s$ gesetzt wird. Es muß dann

$$(72) \quad \sigma_s^2 \leq \frac{\left(1 - \frac{D_s}{D_{sk}} \right) \left(1 - \frac{D_g}{D_{gk}} \right)}{1 - \left(1 - \frac{D_s}{D_{sk}} \right) \frac{D_g}{D_{gk}}}$$

sein. Abb. 3 gibt ein Diagramm aus dem die möglichen σ_s entnommen werden können. Mit (25) und (72) erhält man die größte Vergrößerung, die ein Seismograph einer bestimmten Abstimmung erhalten kann, wenn er noch einen Empfindlichkeitsregler zur stufenweisen Herabsetzung besitzen soll. G_s erhält man dann aus (69) mit $\sigma = 0$.

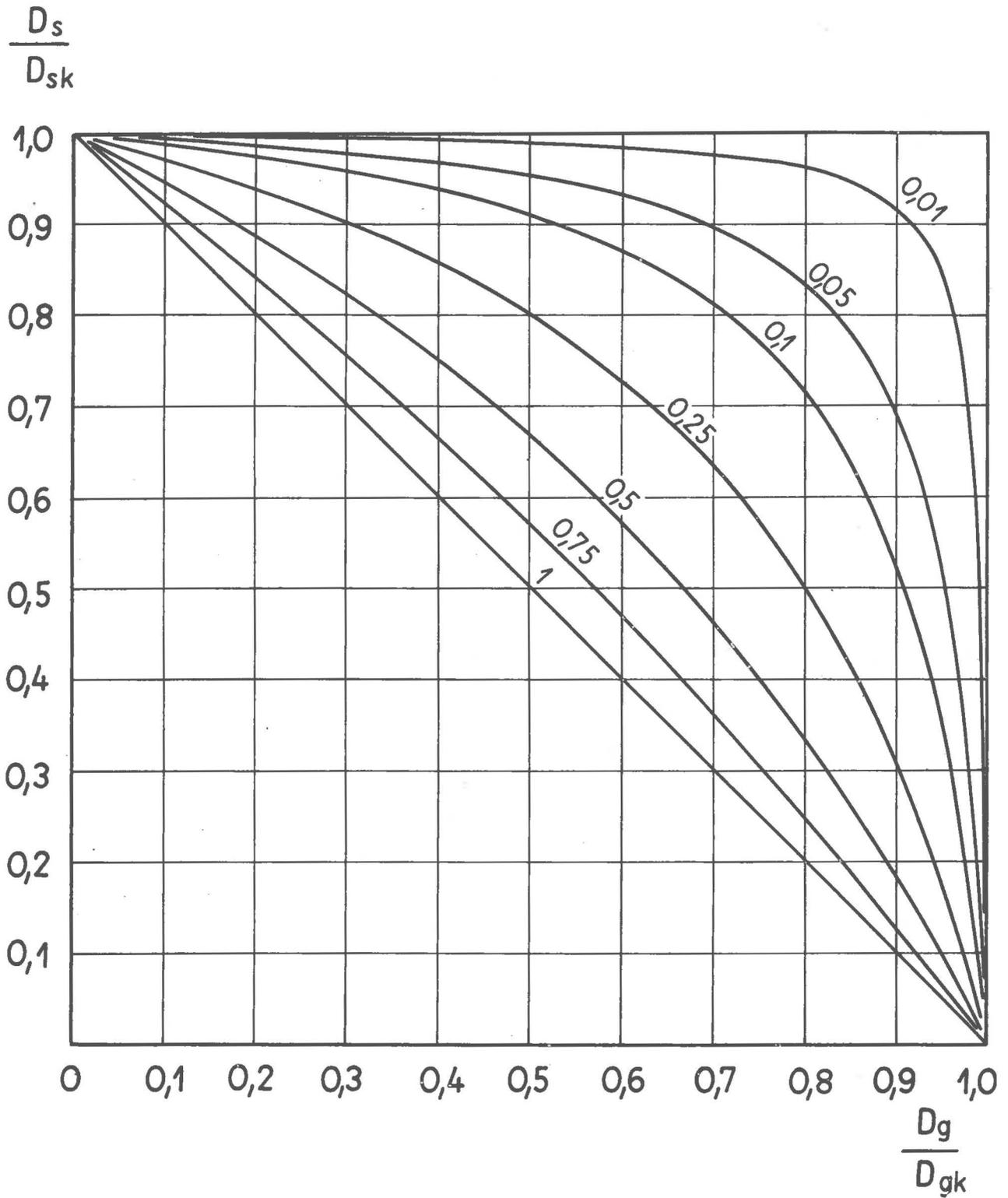


Abb. 2. Maximal mögliche Rückwirkung bei gegebenen Kurzschlußdämpfungen
(Parameter der Kurven σ^2)

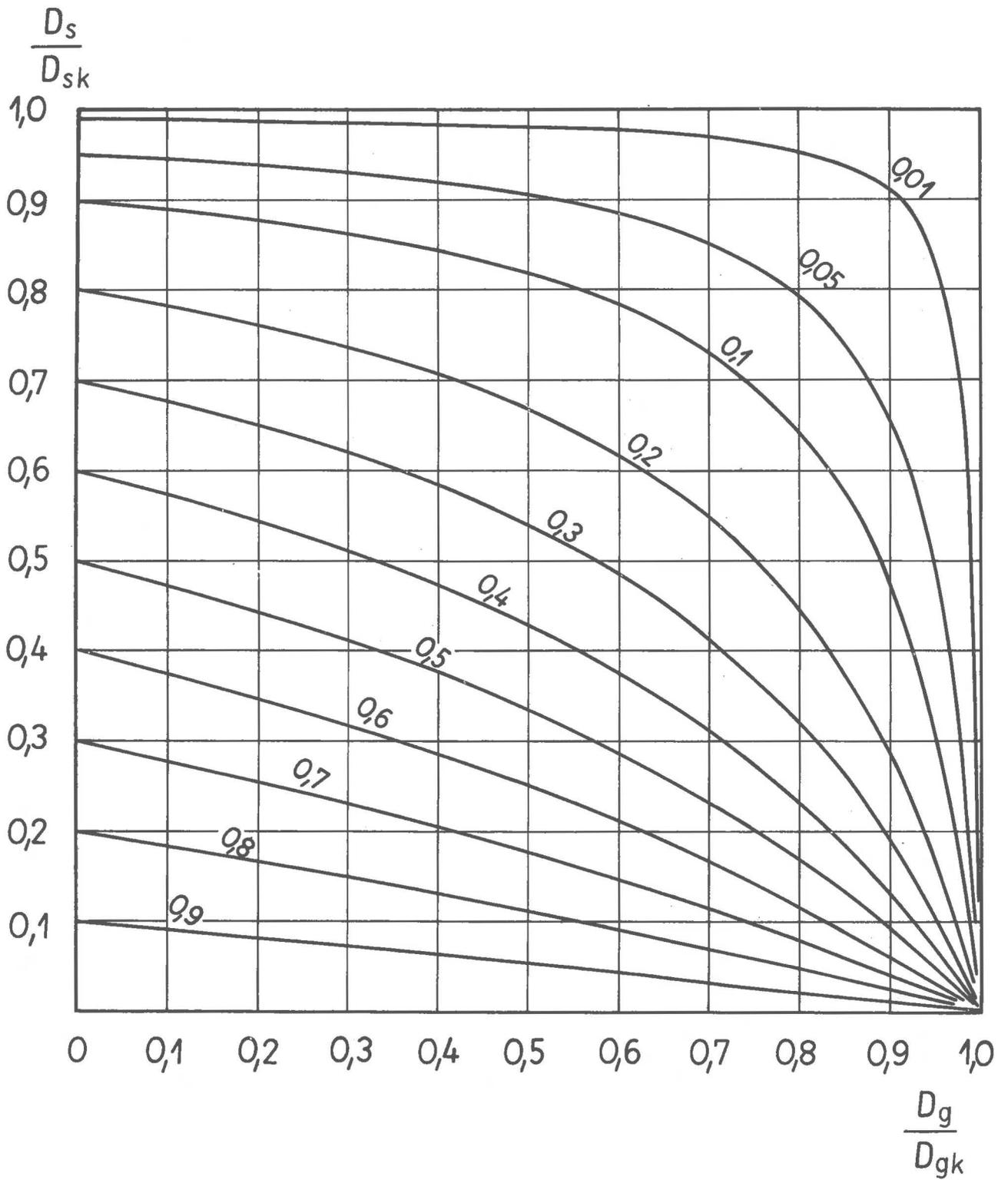


Abb. 3. Maximal mögliche Rückwirkung bei beliebiger Empfindlichkeitsregelung
(Parameter der Kurven σ^2)

2.3. Die äquivalenten Parameter

2.3.1. Definition und näherungsweise Bestimmung der äquivalenten Parameter

Die Amplitudencharakteristik eines elektrodynamischen Seismographen hängt nach (21) von den Eigenfrequenzen ω_s , ω_g , den Dämpfungen D_s , D_g und dem Rückwirkungs-faktor σ ab. Dieser Rückwirkungs-faktor hat, wenn er in der Nähe seiner oberen Gren-ze $\sigma = 1$ liegt, bei vielen Abstimmungen einen wesentlichen Einfluß auf die Amplitu-dencharakteristik. Ist er vernachlässigbar klein, so kann (21) durch die erheblich einfachere Beziehung

$$(73) \quad \bar{w}_0 = \frac{2 D_g \omega_g \omega^3}{\sqrt{[(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + 4 D_s^2 \omega_s^2 \omega^2][(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + 4 D_g^2 \omega_g^2 \omega^2]}}$$

ersetzt werden. Diese Amplitudencharakteristik entspricht mit den Bedingungen (23) im Intervall (24) der eines Verrückungsmessers. Bei großen Rückwirkungen treten in der Nähe der Eigenfrequenz des mechanischen Empfängers starke Verzerrungen auf. Es wird die Vergrößerung bei $\sigma = 1$ etwa verdreifacht [9].

Nach GRENET und COULOMB [2] kann jeder Seismograph mit den Parametern ω_s , ω_g , D_s , D_g , $\sigma \neq 0$ durch einen solchen mit den äquivalenten Parametern ω_s^* , ω_g^* , D_s^* , D_g^* , $\sigma = 0$ ersetzt werden. In [10] ist ausführlich dargestellt, daß für einen Verrückungsmesser, dessen äquivalente Parameter analog zu (23) durch

$$(74) \quad \omega_s^* \ll \omega_g^*,$$

$$(75) \quad D_g^* = \frac{\omega_g^*}{2 \omega_s^*},$$

$$(76) \quad D_s^* = 0,5$$

festgelegt sind, die wahren Parameter durch die Beziehungen

$$(77) \quad \omega_s = \frac{\omega_s^*}{\sqrt{y}},$$

$$(78) \quad \omega_g = \omega_g^* \sqrt{y},$$

$$(79) \quad D_s = \frac{2 y_0 - 1}{2 y_0^{3/2}} \left(1 + \varepsilon_s^* \frac{\omega_s^{*2}}{\omega_g^{*2}}\right),$$

$$(80) \quad D_g = \frac{D_g^*}{\sqrt{y_0}} \left(1 + \varepsilon_g^* \frac{\omega_s^{*2}}{\omega_g^{*2}}\right),$$

$$(81) \quad y = y_0 + \tilde{\eta} \frac{\omega_s^{*2}}{\omega_g^{*2}}$$

in zweiter Näherung gegeben sind. Die Größen y_0 , $\tilde{\eta}$, ε_s^* , ε_g^* sind der Tab. 1 zu ent-nehmen. Darin ist auch

$$(82) \quad \bar{D}_s = \frac{2 y_0 - 1}{2 y_0^{3/2}}$$

aufgeführt. Durch Vernachlässigung der Terme mit dem Faktor $\omega_s^{*2}/\omega_g^{*2}$ erhält man die

oft ausreichende 1. Näherung.

Tab. 1. Hilfsgrößen zur Berechnung der wahren bei vorgegebenen äquivalenten Parametern

σ^2	y_0	$\tilde{\eta}$	\tilde{D}_s	ε_s^*	ε_g^*
1	2	0,5	0,5303	-0,125	0,125
0,9	1,9230	0,4809	0,5336	-0,1181	0,1054
0,8	1,8418	0,4612	0,5368	-0,1097	0,0837
0,7	1,7556	0,4400	0,5398	-0,0993	0,0599
0,6	1,6637	0,4164	0,5423	-0,0860	0,0340
0,5	1,5652	0,3882	0,5440	-0,0688	0,0064
0,4	1,4595	0,3515	0,5442	-0,0466	-0,0213
0,3	1,3463	0,2990	0,5418	-0,0189	-0,0449
0,2	1,2275	0,2204	0,5349	0,0100	-0,0556
0,1	1,1086	0,1126	0,5214	0,0248	-0,0412
0	1	0	0,5	0	0

Die dynamische Vergrößerung wird jetzt durch

$$(83) \quad \mathfrak{V} = V_0^* \bar{W}_0^*(\omega)$$

gegeben. $\bar{W}_0^*(\omega)$ erhält man aus (73), wobei statt der wahren die äquivalenten Parameter eingesetzt werden. Weiterhin ist

$$(84) \quad V_0^* = \frac{L_g k_g}{D_g^* \omega_g^* I}.$$

Mit (20), (78), (80), (81) folgt in zweiter Näherung

$$(85) \quad V_0^* = \dot{V}_0 \left[1 + \left(\varepsilon_g^* + \frac{\tilde{\eta}}{2 y_0} \right) \frac{\omega_s^{*2}}{\omega_g^{*2}} \right].$$

2.3.2. Vergrößerung bei standardisierter Amplitudencharakteristik

Soll eine standardisierte Amplitudencharakteristik - d.h., ω_s^* , ω_g^* , D_s^* , D_g^* sind vorgegeben - erreicht werden, so müssen die Eigenfrequenzen des mechanischen Empfängers und des Galvanometers regulierbar sein. Die Vergrößerung V_0^* ist nach (25), (75), (77) bis (81) und (85)

$$(86) \quad V_0^* = \frac{2 L_g \sigma \omega_s^*}{1 y_0 \omega_g^*} \sqrt{\frac{(2 y_0 - 1) K_s}{K_g}} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_s^*}{2} + \frac{\varepsilon_g^*}{2} \right) \frac{\omega_s^{*2}}{\omega_g^{*2}} \right].$$

Der Korrekturterm liegt selbst bei $\omega_s^* = \omega_g^*$ unter 3,5 % und kann daher vernachlässigt werden. Wenn für die vorgegebene Standardabstimmung der Vergrößerungsfaktor V_0^* gefordert ist, berechnet man aus (86) den Faktor $\sigma \sqrt{2 y_0 - 1} / y_0$. Aus Tab. 2 kann man σ und y_0 entnehmen und dann aus (77) bis (81) die wahren Parameter berechnen.

Tab. 2. Hilfsgrößen zur Vergrößerungsbestimmung

σ^2	y_0	$\frac{\sigma \sqrt{2 y_0 - 1}}{y_0}$	$\sigma \sqrt{\frac{2 y_0 - 1}{y_0}}$	$\sigma \sqrt{2 y_0 - 1}$
1	2	0,8660	1,2248	1,7321
0,9	1,9230	0,8323	1,1541	1,6005
0,8	1,8418	0,7955	1,0797	1,4652
0,7	1,7556	0,7552	1,0006	1,3258
0,6	1,6637	0,7103	0,9162	1,1817
0,5	1,5652	0,6594	0,8250	1,0321
0,4	1,4595	0,6003	0,7252	0,8761
0,3	1,3463	0,5293	0,6141	0,7126
0,2	1,2275	0,4395	0,4869	0,5394
0,1	1,1086	0,3147	0,3314	0,3489
0,05	1,0524	0,2233	0,2291	0,2350
0,01	1,0101	0,1000	0,1005	0,1010

2.3.3. Vergrößerung bei fester Galvanometerfrequenz

Oft kann die Galvanometerfrequenz nicht verstellt werden. Wenn die Amplitudencharakteristik dann wenigstens für die langsamen Bodenbewegungen einer standardisierten entsprechen soll, braucht nur ω_s^* vorgegeben zu werden. Den Beweis dafür entnimmt man [13 (S. 91)]. Weil ω_g fest ist, setzt man (78) in (86) ein:

$$(87) \quad V_0^* = \frac{2 L_g \sigma \omega_s^*}{1 \omega_g} \sqrt{\frac{(2 y_0 - 1) K_s}{y_0 K_g}} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_s^*}{2} + \frac{\varepsilon_g^*}{2} + \frac{\tilde{\eta}}{2 y_0} \right) y_0 \frac{\omega_s^{*2}}{\omega_g^2} \right].$$

Wenn ein bestimmtes V_0^* gefordert ist, so berechnet man nach Abschätzung des Korrekturgliedes den Faktor $\sigma \sqrt{(2 y_0 - 1)/y_0}$. Aus Tab. 2 kann man σ und y_0 entnehmen und aus (77) bis (81) die noch unbekannt Parameter ω_s , D_s, D_g und ω_s^* berechnen.

2.3.4. Vergrößerung bei unveränderlichen Eigenfrequenzen des mechanischen Empfängers und des Galvanometers

Wenn man bei festen Eigenfrequenzen des mechanischen Empfängers und des Galvanometers eine Amplitudencharakteristik erhalten will, die der eines Verrückungsmessers entspricht, dann setzt man in (87) (77) ein:

$$(88) \quad V_0^* = \frac{2 L_g \sigma \omega_s}{1 \omega_g} \sqrt{\frac{(2 y_0 - 1) K_s}{K_g}} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_s^*}{2} + \frac{\varepsilon_g^*}{2} + \frac{\tilde{\eta}}{y_0} \right) y_0^2 \frac{\omega_s^2}{\omega_g^2} \right].$$

Wenn ein bestimmtes V_0^* gefordert ist, so berechnet man nach Abschätzung des Korrekturgliedes den Faktor $\sigma \sqrt{2 y_0 - 1}$. Aus Tab. 2 kann man σ und y_0 entnehmen und

aus (77) bis (81) die noch unbekannt Parameter ω_s^* , ω_g^* , D_s und D_g berechnen.

Diese Abstimmung wird besonders dann benutzt, wenn man einen Seismographen mit einem Empfindlichkeitsregler ausstatten und bei Veränderung der Vergrößerung stets die Amplitudencharakteristik eines Verrückungsmessers beibehalten will. Dies wird dadurch erreicht, daß man beim Umschalten der Empfindlichkeit auch die Dämpfungen ändert.

Es werden die Eigenfrequenzen ω_s und ω_g entweder von vornherein festliegen oder dadurch gegeben sein, daß für eine bestimmte Vergrößerung eine bestimmte Amplitudencharakteristik nach Abschnitt 2.3.2. oder 2.3.3. gefordert ist. In erster Näherung, die im folgenden betrachtet wird, und bei verschwindenden offenen Dämpfungen ist nach (88) die maximale Vergrößerung

$$(89) \quad V_{om}^* = \frac{2 \sqrt{3} L_g \omega_s}{1 \omega_g} \sqrt{\frac{K_s}{K_g}}.$$

Die Dämpfungsgrade sind dann nach (75) und (77) bis (80) gegeben durch

$$(90) \quad D_{sm} = \frac{3}{2 \sqrt{2}}$$

$$(91) \quad D_{gm} = \frac{\omega_g}{4 \sqrt{2} \omega_s}.$$

Die maximale Vergrößerung wird erreicht, wenn der mechanische Empfänger genau an das Galvanometer angepaßt ist. Man kann also die Parameter der Spule aus (29), (64), (89) und (90) berechnen:

$$(92) \quad G_{s1} = \frac{\sqrt{3} G_g \omega_s}{\omega_g} \sqrt{\frac{K_s}{K_g}},$$

$$(93) \quad R_{s1} = \frac{2 \sqrt{2} G_g^2 \omega_s}{\omega_g^2 K_g} - R_g.$$

Wenn die Vergrößerung auf den m ten Teil herabgesetzt werden soll, muß

$$(94) \quad \sigma_m \sqrt{2 y_m - 1} = \frac{\sqrt{3}}{m}$$

sein, wobei σ_m und y_m aus Tab. 2 entnommen werden können. Die Dämpfungsgrade sind um die Faktoren μ_{sm} und μ_{gm} zu ändern:

$$(95) \quad \mu_{sm} = \frac{2 \sqrt{2} (2 y_m - 1)}{3 y_m^{3/2}},$$

$$(96) \quad \mu_{gm} = \frac{2 \sqrt{2}}{y_m^{3/2}}.$$

Aus (48) folgt dann für das Herabsetzungsverhältnis des Reglers

$$(97) \quad n = m \frac{y_m^{3/2}}{2 \sqrt{2}}.$$

Der Empfindlichkeitsregler kann gebaut werden, wenn (42) und (43) erfüllt sind. Es ist zu beachten, daß das Herabsetzungsverhältnis des Reglers nicht mit demjenigen

der Vergrößerung übereinstimmt. Die Ursache dafür ist eine Vergrößerung der Bandbreite des Verrückungsmessers; da (24) für die äquivalenten Parameter gilt, ist die Bandbreite durch

$$(98) \quad \omega_s \sqrt{y_m} < \omega < \frac{\omega_g^2}{\omega_s y_m^{3/2}}$$

gegeben.

2.3.5. Andere Abstimmungsmöglichkeit des Verrückungsmessers

In [12] wurde in Ausdehnung der Abstimmungsmöglichkeiten des Verrückungsmessers anstelle von (75) und (76)

$$(99) \quad D_g^* = \frac{\omega_g^*}{q \omega_s^*}$$

$$(100) \quad D_s^* = \frac{1}{q}$$

gesetzt. Das ist auch bereits in [7] erörtert worden. In erster Näherung ergibt sich für die wahren Parameter

$$(101) \quad D_s = \frac{2 y_q - 1}{q y_q^{3/2}},$$

$$(102) \quad D_g = \frac{D_g^*}{\sqrt{y_q}}.$$

Die Formeln (86), (87), (88) für die Vergrößerungen bleiben erhalten. Für $q = 2,5$ und $q = 3$ können die Größen y_q und σ der Tab. 3 entnommen werden.

Tab. 3. σ und y_q für veränderte Abstimmungen

y_q	$q = \sigma^2_{2,5}$	$q = \sigma^2_3$	y_q	$q = \sigma^2_{2,5}$	$q = \sigma^2_3$
1,05	0,0760	0,1105	1,40	0,5917	0,8911
1,10	0,1492	0,2185	1,44		1
1,15	0,2211	0,3260	1,45	0,6715	
1,20	0,2929	0,4343	1,50	0,7539	
1,25	0,3652	0,5443	1,55	0,8391	
1,30	0,4389	0,6567	1,60	0,9273	
1,35	0,5142	0,7722	1,64	1	

Die Abstimmung $q = 3$ wurde beim Millionenseismographen benutzt [12].

2.4. Die Ausschaltung der Rückwirkung durch frequenzabhängige Kopplung

2.4.1. Die exakte Ausschaltung der Rückwirkung

Wie in [10, 11] gezeigt wurde, kann man die Rückwirkung des Galvanometers durch einen Reihenresonanzkreis parallel zum Galvanometer ausschalten. Zur Erzielung der gewünschten Galvanometerdämpfung ist dann, falls das Galvanometer keinen magnetischen Nebenschluß besitzt, ein zusätzlicher Widerstand R'_g einzuschalten (s. Abb. 4).

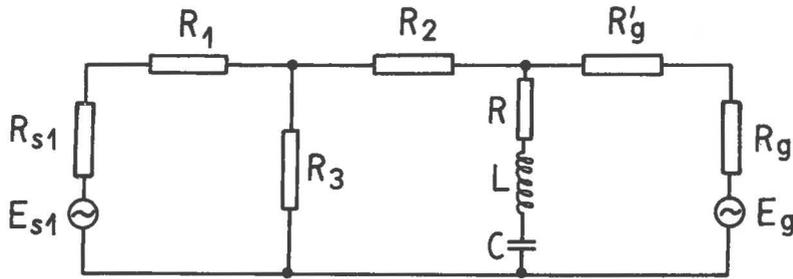


Abb. 4. Schaltung mit Reihenresonanzkreis

Damit erhöht sich der Galvanometerwiderstand auf

$$(103) \quad R_g^* = R'_g + R_g,$$

was bei der Übernahme von Formeln aus vorhergehenden Abschnitten zu beachten ist. Der Empfindlichkeitsregler besteht jetzt aus den Widerständen

$$(104) \quad R_1 = \frac{n(n\mu_g - 1)(R_{s1} + R_g^*)}{n^2\mu_s\mu_g - 1} - R_{s1},$$

$$(105) \quad R_2 = \frac{n(n\mu_s - 1)(R_{s1} + R_g^*)}{n^2\mu_s\mu_g - 1} - R_g^*,$$

$$(106) \quad R_3 = \frac{n(R_{s1} + R_g^*)}{n^2\mu_s\mu_g - 1}.$$

Wenn für die Galvanometerdämpfung D_g gefordert ist, wählt man

$$(107) \quad R'_g = \frac{G_g^2}{2K_g\omega_g(D_g - D_{g0})} - R_g$$

und für die Elemente des Reihenresonanzkreises

$$(108) \quad L = \frac{R_g^*}{2\omega_g(D_g - D_{g0})},$$

$$(109) \quad C = \frac{2(D_g - D_{g0})}{\omega_g R_g^*},$$

$$(110) \quad R = R_g^* \frac{D_g}{D_g - D_{g0}}.$$

Mit

$$(111) \quad D_s = D_{s0} + \frac{\mu_s G_{s1}^2}{2 K_s \omega_s (R_{s1} + R_g^*)} + D_{s2}$$

und

$$(112) \quad k_g = \frac{G_{s1} G_g}{n K_g (R_{s1} + R_g^*)}$$

erhält man aus (1) und (2) das Differentialgleichungssystem

$$(113) \quad \ddot{\theta} + 2 D_s \omega_s \dot{\theta} + \omega_s^2 \theta = -\frac{\ddot{X}}{l},$$

$$(114) \quad \ddot{\psi} + 2 D_g \omega_g \dot{\psi} + \omega_g^2 \psi = k_g \dot{\theta}.$$

Der Vergleich von (8) und (113) ergibt, daß der Rückwirkungsterm in (113) verschwunden ist. In [10] ist dieses Ergebnis auf deduktivem Wege gewonnen worden. Aus der Forderung der verschwindenden Rückwirkung wurden die Elemente des Resonanzkreises bestimmt. Der hier angedeutete induktive Weg ist in [11] ausführlich dargestellt.

2.4.2. Näherungsweise Auslöschung der Rückwirkung

Wie in [10, 11] gezeigt wurde, kann man bei einem Seismographen mit der Galvanometerdämpfung $D_g \geq 1$ eine näherungsweise Ausschaltung der Rückwirkung erhalten, wenn man die Induktivität im Reihenresonanzkreis wegläßt. Das ist ein gern genutzter Vorteil, da die benötigten großen Induktivitäten nur schwer herzustellen sind. Für R_g^* und C gilt weiter (107) bzw. (109). Anstelle von (110) ist jetzt

$$(115) \quad R = \frac{R_g^*}{2(D_g - D_{g0})} (D_g \pm \sqrt{D_g^2 - 1})$$

zu setzen. In (115) wird das positive Vorzeichen gewählt. Für $D_g \gg D_{g0}$ und $D_g \gg 1$ ist

$$(116) \quad R \approx R_g^*.$$

Man erkennt, daß unter den genannten Voraussetzungen (115) und (110) übereinstimmen.

Jetzt werden die neuen Parameter ω_s' , D_g' , k_g' und μ eingeführt:

$$(117) \quad \frac{\omega_g^2}{\omega_g'^2} = 1 + \frac{[R_{s1} + (1 - \mu_g) R_g^*] R_g^*}{(R_{s1} + R_g^*) R},$$

$$(118) \quad D_g' = D_g \frac{\omega_g'}{\omega_g},$$

$$(119) \quad k_g' = \frac{G_{s1} G_g \omega_g'^2}{n K_g (R_{s1} + R_g^*) \omega_g^2},$$

$$(120) \quad \mu = -\frac{(D_s - D_{s0}) R_g \omega_g'^2}{D_s (R_{s1} + R_g^*) R \omega_g^2}.$$

Mit (111) erhält man aus (1) und (2) das Differentialgleichungssystem (siehe [10], [11])

$$(121) \quad \ddot{\theta} + 2 D_s \omega_s \dot{\theta} + \omega_s^2 \theta = -\frac{\ddot{X}}{l} + \frac{2 D_s \omega_s \mu}{k_g'} \ddot{\psi},$$

$$(122) \quad \ddot{\psi} + 2 D_g' \omega_g' \dot{\psi} + \omega_g'^2 \psi = k_g' \dot{\theta}.$$

Der Vergleich von (121) mit (8) ergibt, daß die geschwindigkeitsproportionale Rückwirkung verschwunden und dafür eine beschleunigungsproportionale aufgetreten ist. Es ist ferner eine scheinbare Änderung der Eigenfrequenz des Galvanometers zu verzeichnen. Damit diese nicht zu groß ist, wurde in (115) das positive Zeichen gewählt. Fordert man gemäß (23)

$$(123) \quad D_g' = \frac{\omega_g'}{2 \omega_s},$$

so gilt mit (118) auch

$$(124) \quad D_g = \frac{\omega_g}{2 \omega_s}.$$

Ersetzt man in (47) R_g durch R_g^* , so folgt damit aus (117)

$$(125) \quad \omega_g > \omega_g'.$$

Mit (116), (120), (125) kann man μ abschätzen:

$$(126) \quad |\mu| < 1.$$

Unter den Voraussetzungen (126) und $D_g' \omega_g' \gg D_s \omega_s$ folgt, daß die beschleunigungsproportionale Rückwirkung ohne Einfluß auf die Amplitudencharakteristik ist. Das erkennt man sofort, wenn man aus (121) und (122) eine Differentialgleichung 4. Ordnung in ψ ableitet [10, 11].

2.4.3. Die Vergrößerung bei frequenzabhängiger Kopplung

Analog zu (20) ist der Vergrößerungsfaktor bei exakter Auslöschung der Rückwirkung

$$(127) \quad V_0 = \frac{L_g k_g}{D_g \omega_g l}$$

und bei näherungsweise Auslöschung der Rückwirkung

$$(128) \quad V_0' = \frac{L_g k_g'}{D_g' \omega_g' l}.$$

In beiden Fällen erhält man mit (107) sowie (112) bzw. (118) und (119)

$$(129) \quad V_0' = V_0 = \left(1 - \frac{D_{g0}}{D_g}\right) \frac{2 L_g G_{s1} R_g^*}{l G_g n (R_{s1} + R_g)}.$$

Bei Vernachlässigung von D_{s0} , D_{g0} und D_{s2} folgt mit (107) und (111)

$$(130) \quad V_0' = V_0 = \frac{2 L_g}{n l} \sqrt{\frac{R_g^* D_s \omega_s K_s}{\mu_s (R_{s1} + R_g^*) D_g \omega_g K_g}}.$$

Die maximal erreichbare Vergrößerung ($n = 1$, $\mu_s = 1$) wird jetzt im Gegensatz zu Seismographen ohne frequenzabhängige Kopplung auch durch das Verhältnis der Widerstände R_{s1}/R_g^* bestimmt.

Bei exakter Auslöschung erscheint μ_g nicht in den Formeln für die Eigenfrequenzen, die Dämpfungen und die Vergrößerung; es ist also innerhalb der Grenzen (45) frei wählbar. Bei näherungsweise Auslöschung tritt μ_g nur in der Formel (117) für die Eigenfrequenz des Galvanometers auf. Da diese Änderung nicht erwünscht ist, sollte man μ_g möglichst groß wählen.

Zur Berechnung der Tauchspule des mechanischen Empfängers für die maximal erreichbare Vergrößerung ($n = 1$, $\mu_s = 1$) bei gegebenen Spulenabmessungen benutzt man (51) und (111). Bei Vernachlässigung von D_{s0} , D_{g0} und D_{s2} ergibt sich

$$(131) \quad R_{s1} = \frac{R_g^*}{\frac{D_{sk}}{D_s} - 1}.$$

Aus (107), (111) und (131) folgt

$$(132) \quad G_{s1}^2 = \frac{D_s \omega_s K_s G_g^2}{D_g \omega_g K_g \left(1 - \frac{D_s}{D_{sk}}\right)}.$$

Da D_{sk} bei voller Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Wickelraumes eine Konstante ist (s. Abschnitt 3.4.1.), können R_{s1} und G_{s1} berechnet werden.

Falls die Spule bereits vorhanden ist und ihre Parameter nicht genau (131) und (132) entsprechen, berechnet man aus (111) μ_s . Da es in den durch (47) gegebenen Grenzen liegen muß, gelten für n die Bedingungen

$$(133) \quad n \geq n_1 = \frac{1}{\mu_s},$$

$$(134) \quad n \geq n_2 = \frac{R_g^*}{(1 - \mu_s) R_{s1} + R_g^*}.$$

Für $\mu_s \leq 1$ ist (133) und für $\mu_s \geq 1$ (134) zu beachten. Mit dem so gewonnenen Mindestwert für n berechnet man mit (129) oder (130) die maximal erreichbare Vergrößerung.

Im Fall $\mu_s \leq 1$ ist für $n = n_1$ nach (45)

$$(135) \quad \mu_g = \mu_{gn1} = \mu_s,$$

und im Fall $\mu_s \geq 1$ ist für $n = n_2$

$$(136) \quad \mu_g = \mu_{gn2} = 1 + (\mu_s - 1) \frac{R_{s1}^2}{R_g^{*2}}.$$

Es ist noch zu beachten, daß für $n > n_1, n_2$ das nach (45) für μ_g zulässige Intervall den Wert μ_{gn1} bzw. μ_{gn2} nicht immer enthält. Wenn man also mit einem Empfindlichkeitsregler eine stufenweise Herabsetzung der Vergrößerung erreichen will, kann man nicht für alle Stufen das gleiche μ_g wählen. Bei der vollständigen Auslöschung des Rückwirkungsfaktors ist das ohne Einfluß auf die Amplitudencharakteristik. Bei der näherungsweise Ausschaltung muß man eventuell eine Änderung der Eigenfrequenz des Galvanometers in Kauf nehmen. Es ist aber in den meisten Fällen möglich, daß man außer μ_{gn1} oder μ_{gn2} nur noch einen zweiten Wert für μ_g zu wählen braucht,

der für alle übrigen Stufen innerhalb der durch (45) gegebenen Grenzen liegt.

2.4.4. Einfluß einer Kapazitätsänderung

Da die Kapazität C sehr groß ist, wird man zu Elektrolytkondensatoren greifen müssen. Wenn die Kapazität nicht den nach (109) geforderten Wert besitzt oder sich mit der Zeit etwas geändert hat, wird der Rückwirkungsfaktor nicht genau verschwinden und sich die Galvanometerdämpfung etwas ändern. Ist ΔC die Abweichung vom geforderten Wert, dann sind die Änderungen von σ^2 und D_g kleiner als $\Delta\sigma^2$ und ΔD_g , wobei

$$(137) \quad \Delta\sigma^2 = - \frac{D_{s1} D_{g1} R_g^* \Delta C}{n^2 \mu_s D_s D_g (R_{s1} + R_g^*) C},$$

$$(138) \quad \Delta D_g = \frac{[R_{s1} + (1 - \mu_g) R_g^*] \omega_g' D_{g1} \Delta C}{(R_{s1} + R_g^*) \omega_g C}.$$

3. Der Vertikalseismograph VSJ-II

3.1. Die Konstruktion des mechanischen Empfängers

3.1.1. Forderungen an die Konstruktion

Da für Vertikalseismographen mit Schraubenfederaufhängung eine ausführliche theoretische Untersuchung vorliegt [3] und diese für den langperiodischen Vertikalseismographen VSJ-I mit Erfolg verwertet worden war, ist auch die Konstruktion des VSJ-II nach den gleichen Prinzipien erfolgt. Auf die Arbeit [3] wird daher im folgenden häufig Bezug genommen, und dort gewonnene Ergebnisse werden ohne erneute Ableitung übernommen. Zunächst sind die wichtigsten mechanischen Parameter - Eigenperiode, reduzierte Pendellänge und Trägheitsmoment - festzulegen.

Der Seismograph soll einmal zur Registrierung von kurzperiodischen Erdbebenwellen bis zu etwa 1 s dienen, daher darf die Vergrößerung erst oberhalb dieser Grenze abfallen. Nach (24) muß also die Eigenperiode des mechanischen Empfängers größer als 1 s sein. ARANOVIČ u.a. fordern für ihre Standardabstimmung die äquivalente Eigenperiode zu $T_s^* = 1,6$ s. Da bei hohen Vergrößerungen auch ein großer Rückwirkungsfaktor ($\sigma \approx 1$) auftritt, muß gemäß (77) die wahre Eigenperiode bis auf 2 s eingestellt werden können. Zum anderen soll der Seismograph auch zur Erfassung naher Ereignisse einsetzbar sein. Es wird dann ausreichend sein, wenn die äquivalente Eigenperiode auf 0,4 s erniedrigt werden kann. Das entspricht einer wahren Eigenperiode von 0,57 s. Der mechanische Empfänger wird also vielen Anforderungen gerecht, wenn seine Eigenperiode im Intervall von 0,57 s bis 2 s eingestellt werden kann.

Die Eigenperiode eines Vertikalseismographen mit Schraubenfederaufhängung ist nach [3 (S. 46)] durch die Beziehung

$$(139) \quad T_s = 2 \pi N \sqrt{\frac{l}{g}}$$

gegeben, wobei N der Periodenverlängerungsfaktor ist. Wenn man für die niedrigste Eigenperiode $N = 1$ fordert, die Eigenperiode also der eines physischen Pendels mit der reduzierten Pendellänge l entsprechen soll, muß

$$(140) \quad l = 8 \text{ cm}$$

sein.

Zur Festlegung des notwendigen Trägheitsmomentes wird die Standardabstimmung nach ARANOVIČ [1] betrachtet. Dabei muß $T_s^* = 1,6$ s, $T_g^* = 0,4$ s sein. Die äquivalenten Dämpfungen ergeben sich aus (75) und (76). Verwendet man ein Galvanometer GK-VII-M, das ein Trägheitsmoment $K_g = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^2$ besitzt, so folgt für eine Lichtzeigerlänge $L_g = 1$ m und $\sigma = 1$ aus (86)

$$(141) \quad v_0 = 0,866 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{K_s}{l}} .$$

Da für seismische Stationen in der DDR bei Breitbandseismographen nach [1] eine maximale Vergrößerung von 50 000 kaum überschritten werden kann, genügt unter Berücksichtigung von (140), (141) ein Trägheitsmoment von

$$(142) \quad K_s = 2,1 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2 .$$

Wünscht man höhere Vergrößerungen, so kann die Lichtzeigerlänge eventuell auf 2 m erhöht werden. Die Betrachtung weiterer Abstimmungsmöglichkeiten ergab für das Trägheitsmoment ähnliche Größen.

3.1.2. Das Konstruktionsprinzip

Wie beim VSJ-I ist auch das Gehänge des VSJ-II um eine horizontale Achse drehbar. Es wird wieder ein nur auf Zug beanspruchtes Blattfederpaar im Drehgelenk verwendet. Um die Abmessungen des Gerätes möglichst klein zu halten, wurde der Mittelpunkt der Wandlerpule in den Schwingungsmittelpunkt S des Gehänges gelegt. Durch eine Schraubenfeder wird der Massenmittelpunkt P' des starren Gehängeteiles in die horizontale Ebene gehoben, in der auch der Punkt Y^* der Drehachse liegt. Damit der mechanische Empfänger wenigstens in der Gleichgewichtslage für horizontale Translationen unempfindlich ist, muß die spezifische Bedingung für Vertikalseismographen [3 (S. 47)]

$$(143) \quad M \ddot{z}_2'(0) + \frac{m_*}{2} \ddot{r}_2(0) = 0$$

erfüllt sein. M und m_* sind die Massen des starren Gehängeteiles bzw. der Schraubenfeder. $\ddot{z}_1'(0)$ und $\ddot{r}_1(0)$ sind die Koordinaten von $\vec{Y^*P'}$ bzw. $\vec{Y^*R}$ in einem gestellfesten kartesischen Koordinatensystem \mathcal{G} [3 (S. 7)] für $\theta = 0$. Wenn der gehängefeste Angriffspunkt R der Schraubenfeder in der horizontalen Ebene durch Y^* und P' liegt, ist mit

$$(144) \quad \ddot{z}_1'(0) = 0$$

und

$$(145) \quad \ddot{r}_2(0) = 0$$

die Bedingung (143) erfüllt.

Für die Anordnung der Schraubenfeder ergeben sich die in [3 (S. 48)] gezeigten beiden Möglichkeiten. Im Gegensatz zum VSJ-I wurde die Schraubenfeder auf der dem Punkt P' und der Tauchspule abgewandten Seite der Drehachse angebracht (s. Abb. 5),

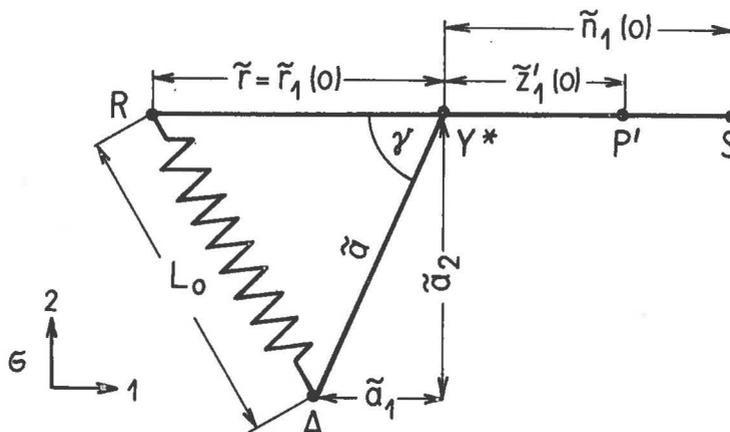


Abb. 5. Konstruktionsprinzip des VSJ-II

damit die Feder nicht im Streufeld des Magneten arbeiten muß. Durch die Veränderung des Winkels γ , was durch Verschiebung des gestellfesten Angriffspunktes A der Schraubenfeder zu erreichen ist, kann die Eigenperiode des mechanischen Empfängers variiert werden. Nach [3 (S. 44)] ist bei Vernachlässigung des Blattfedereinflusses und bei Gültigkeit von (143)

$$(146) \quad N^{-2} = \cot \gamma + \frac{l_F}{L_0^2 (L_0 - l_F)} \tilde{r} \tilde{a} \sin \gamma .$$

\tilde{r} und \tilde{a} sind die Beträge der Vektoren $\overrightarrow{Y^*R}$ bzw. $\overrightarrow{Y^*A}$, γ ist der von ihnen eingeschlossene Winkel. L_0 ist der Betrag von \overrightarrow{AR} in der Gleichgewichtslage und l_F die "Vorspannlänge" der Schraubenfeder [3 (S. 44)]. Um nichtlineare Effekte möglichst klein zu halten, muß $l_F \approx 0$ sein [3 (S. 44)]. Beim VSJ-I wurden zur Kompensation der Vorspannlänge auf Null an den Enden der Schraubenfeder Zusatzstücke angebracht. Davon wurde beim VSJ-II abgesehen, weil die Erfüllung der Bedingung $l_F \approx 0$ hier nicht so kritisch ist (s. Abschnitt 3.2.).

Wenn die Eigenperiode des mechanischen Empfängers geändert werden soll, braucht A nur in horizontaler Richtung mittels einer Gewindespindel verschoben zu werden. Da sich hierbei die vertikale Komponente der Federkraft nicht ändert, bleibt der mechanische Empfänger in der Gleichgewichtslage. Die Gleichgewichtsbedingung lautet nämlich nach [3 (S. 44)]

$$(147) \quad n_0 \varepsilon_{ij3} \tilde{r}_i(0) \tilde{a}_j = n_0 \tilde{r} \tilde{a} \sin \gamma = [M \tilde{z}_1'(0) + \frac{m_*}{2} r_1(0)] g ,$$

wobei n_0 die modifizierte Federkonstante bei der Raumtemperatur $\vartheta = 0$ ist [3 (S. 14)]: ¹⁾

$$(148) \quad n(0) = n_0 , \quad n = n_* \left(1 - \frac{l_F}{L_0}\right) .$$

n_* ist die Federkonstante (s. Abschnitt 3.2.). a_i sind die Koordinaten von $\overrightarrow{Y^*A}$. Da bei der gewählten Konstruktion $\tilde{r}_2(0) = 0$ und \tilde{a}_2 bei horizontaler Verschiebung von A konstant bleibt, wird auch die Gleichgewichtsbedingung (145) nicht gestört, falls $l_F = 0$. Nach (139) und (146) muß für $l_F = 0$ der Winkel γ im Intervall von 45° bis 85° eingestellt werden können, damit T_S von 0,57 bis 2 s variiert.

Da der Mittelpunkt der Spule im Schwingungsmittelpunkt liegen sollte, empfahl es sich, die hauptsächlichsten Massen symmetrisch dazu anzubringen. Es wurden zwei kreiszylindrische Körper gewählt, wobei die Drehachse eine Mantellinie des Zylinders ist. Das Trägheitsmoment des starren Gehängeteiles ist dann im wesentlichen

$$(149) \quad K_S = M z_1'(0) l \approx \frac{3}{2} M r_z^2 ,$$

wobei r_z der Radius der Zylinder ist. Da nach Konstruktion $z_1'(0) \approx r_z$ ist, folgt

$$(150) \quad l \approx \frac{3}{2} r_z .$$

Damit $l \approx 8$ cm wird, wurde $r_z = 5$ cm gewählt. Die notwendige Gehängemasse folgt aus (142) und (147) zu

$$(151) \quad M = \frac{2}{3} \frac{K_S}{r_z^2} = 5 \text{ kg} .$$

1) Die der Schreibweise von (147) zugrunde liegende EINSTEINSche Summenkonvention und der ε -Tensor sind in [3 (S. 6)] erklärt.

Diese Masse wurde mit 2 je 3,6 cm langen Messinggliedern erreicht.

3.1.3. Weitere Einzelheiten der Konstruktion

Eine vereinfachte Seitenansicht des mechanischen Empfängers VSJ-II zeigt Abb. 6.

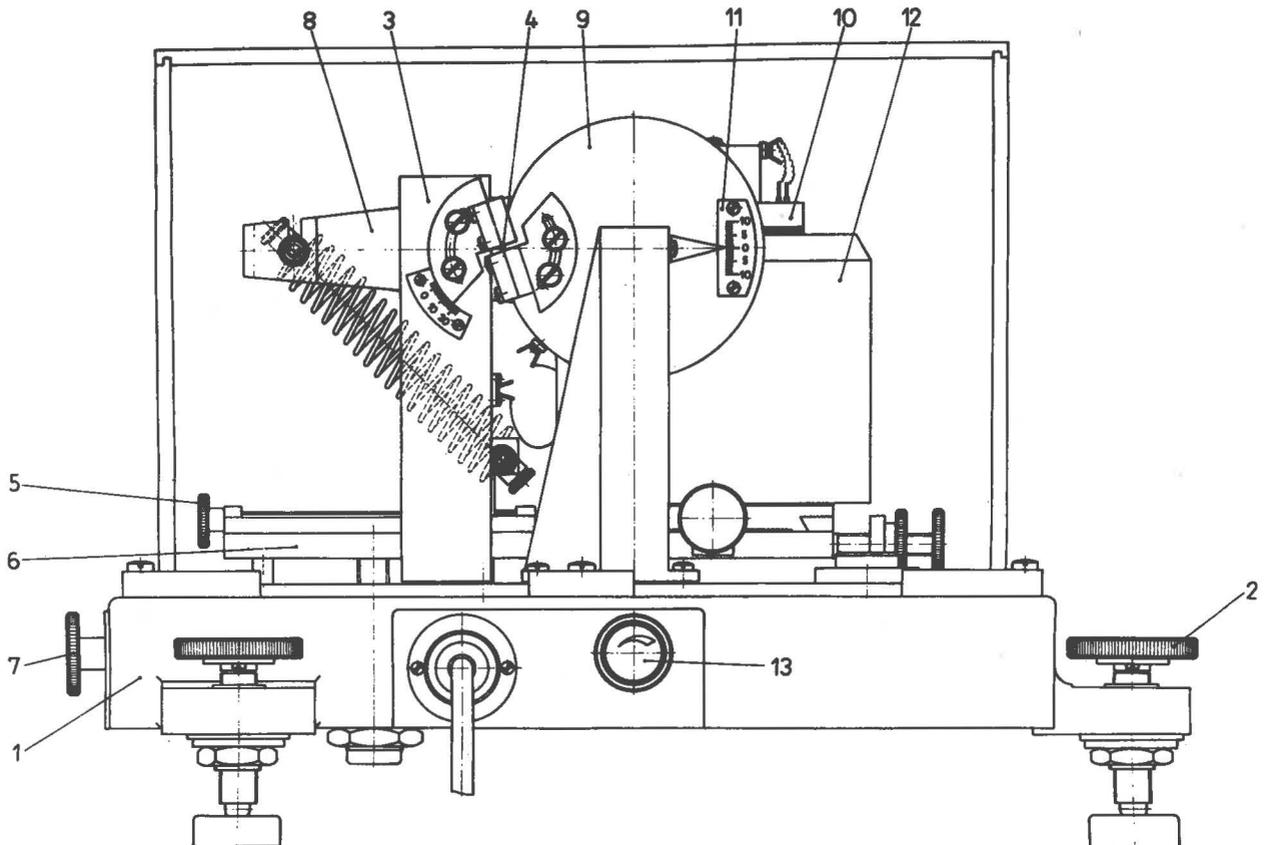


Abb. 6. Schematische Seitenansicht des VSJ-II

Eine Photographie ist in Bild 1 (am Schluß der Veröffentlichung) zu sehen. Der gesamte Empfänger ist auf einer Grundplatte {1} aus Aluminiumguß montiert. Die Ösen der Fußschrauben {2} bilden ein gleichschenkliges Dreieck. Die Basis des Dreiecks ist 390 mm lang, seine Höhe beträgt 345 mm. Die Fußschrauben besitzen eine Ganghöhe von 0,5 mm. Bei einer Umdrehung wird daher der mechanische Empfänger um

$$(152) \Delta\varphi = 0,00145 = 5'$$

geneigt.

Die Grundplatte trägt die zwei Böcke {3}, an denen sich die gestellfesten Einklemmstellen für die Blattfedern {4} befinden. Der Anstellwinkel ν der Blattfedern (s. Abb. 8) kann im Intervall

$$(153) -94^{\circ} < \nu < -62^{\circ}$$

eingestellt werden. Die Berechnung des Anstellwinkels ν erfolgt in Abschnitt 3.3. Die Blattfedern haben eine freie Länge $\lambda = 2$ mm, eine Dicke $\delta = 0,1$ mm und eine

Breite $\beta = 2 \times 10$ mm.

Der gehängefeste Aufhängepunkt R der Schraubenfeder hat von der Drehachse den Abstand

$$(154) \quad \tilde{r}_1(0) = -80 \text{ mm}.$$

Der gestellfeste Aufhängepunkt A kann mit Hilfe der Gewindespindel {5}, die sich auf dem Tisch {6} befindet und eine Ganghöhe von 1 mm besitzt, im Intervall

$$(155) \quad -80 < \tilde{a}_1 < 0 \text{ mm}$$

verschoben werden. Damit wird für γ das geforderte Intervall $45^\circ < \gamma < 90^\circ$ ermöglicht. Der Tisch {6} wird mit Hilfe des Rändelknopfes {7} über einen Trieb verstellt, so daß der Aufhängepunkt A im Bereich

$$(156) \quad -90 < \tilde{a}_2 < -67 \text{ mm}$$

bewegt werden kann. Bei einer Umdrehung wird die Tischhöhe um 0,67 mm verstellt. Nach ähnlicher Rechnung wie in [3 (S. 54)] ändert sich der Ausschlag des Gehänges bei einer Änderung von \tilde{a}_2 um

$$(157) \quad d\theta_a = N^2 \frac{d\tilde{a}_2}{\tilde{a}_2},$$

wobei jetzt die Voraussetzung $\tilde{r}_2(0) = 0$ benutzt wurde. Für $T_s = 2$ s ist $N^2 \approx 12$. Bei einer Umdrehung erhält man somit einen Ausschlag des Gehänges von 6° . Das entspricht einem Zeigerausschlag an der Skala {11} von etwa 6 mm.

Das Gehänge {8} besteht aus einem Aluminiumgußrahmen. Der Rahmen trägt die beiden zylindrischen Massen {9}. Die Tauchspule {10} ist mit Hilfe einer Schraube am Gehänge befestigt. Durch Lösen der Schraube und Ausbau des Magnetsystems {12} kann die Spule bei arretiertem Gehänge gewechselt werden. Das befestigte Magnetsystem ist mittels Schlittenführung in zwei zur Spulenachse orthogonalen Richtungen verstellbar. An den zylindrischen Massen befinden sich die gehängefesten Klemmbacken der Blattfedern. Ihr Anstellwinkel kann ebenfalls im Intervall (153) verändert werden. Beim Transport sind die Massen mit Hilfe der zwei Rändelkopfschrauben {13} über ein Hebelsystem zu arretieren. Die Blattfedern werden zusätzlich durch Metallschienen gegen Bruch gesichert. - An der zweiten zylindrischen Masse befindet sich eine Ausschlagsbegrenzung. Sie wird so eingestellt, daß ein Spiel von ± 3 mm vorhanden ist.

Die von den Tauchspulen kommenden Leitungen verlaufen am Gehänge bis in die Nähe der Drehachse. Dort werden sie über je zwei Schleifen aus dünnem Kupferblech auf das Gestell übergeführt. An der Grundplatte befindet sich eine Buchse mit den Ausgängen der Spulen. Der gesamte Empfänger wird mit einer Haube aus durchsichtigem Kunststoff abgedeckt.

3.2. Die Schraubenfeder

3.2.1. Der Temperatureinfluß

Vertikalseismographen sind bei großem Periodenverlängerungsfaktor N gegenüber Temperaturschwankungen sehr empfindlich, wenn nicht die Schraubenfeder aus einer

Speziallegierung gefertigt wird. In [3 (S. 56)] wurde die Veränderung der Gleichgewichtslage des Gehänges bei Temperaturschwankungen ausführlich untersucht. Danach erhält man beim Ansteigen der Temperatur um ϑ° einen Ausschlag

$$(158) \quad \theta(\vartheta) = N^2 \left(\alpha + \frac{d\mu}{\mu_0 d\vartheta} \right) \vartheta .$$

Dabei ist α der lineare Ausdehnungskoeffizient von Aluminium, aus dem sowohl der Gußrahmen des Gehänges {8} als auch die Böcke {3} gefertigt sind. Der in (158) auftretende Temperaturkoeffizient der Federkonstanten μ ist im wesentlichen der Temperaturkoeffizient des Gleitmoduls (bzw. Elastizitätsmoduls). Da nach Abschnitt 3.1.3. die Ausschlagsbegrenzung so eingestellt wird, daß ein Spiel von ± 3 mm vorhanden ist, kann θ nur in den Grenzen

$$(159) \quad |\theta| < 3,8 \cdot 10^{-2}$$

liegen. Da $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-5}$ und für nichtrostenden Federstahldraht X12CrNi17.7 der Temperaturkoeffizient des Gleitmoduls ungefähr $-3,5 \cdot 10^{-5}$ beträgt [14], kann für $N^2 = 12$ nach (158) und (159) eine Temperaturschwankung von $\pm 9,5^\circ \text{C}$ zugelassen werden. Es ist damit nicht notwendig, wie beim VSJ-I eine Speziallegierung mit kleinem Temperaturkoeffizienten des E-Moduls zu verwenden.

3.2.2. Die Berechnung der Schraubenfeder

Der Betrag der in R angreifenden Federkraft ist nach [3 (S. 59)], wenn die Vorspannlänge nicht durch Zusatzstücke kompensiert wird,

$$(160) \quad P_F = \mu_* (L - l_F) .$$

Graphisch wird diese Abhängigkeit durch das Belastungsdiagramm dargestellt. Die Federkonstante μ_* berechnet man aus den Federabmessungen zu

$$(161) \quad \mu_* = \frac{G_F d_F^4}{8 D_F^3 i_F} ,$$

wobei G_F der Gleitmodul des Federmaterials, d_F der Durchmesser des Federdrahtes, D_F der mittlere Durchmesser einer Windung und i_F die Anzahl der Windungen sind. Ist τ_M die maximal zulässige Schubspannung, so kann die Feder höchstens mit der Kraft

$$(162) \quad P_{FM} = \frac{\pi d_F^3 \tau_M}{8 D_F}$$

belastet werden. Damit eine genügende Sicherheit vorhanden ist und die Feder nicht zu große Setzungserscheinungen zeigt, soll bei $\gamma = 45^\circ$ die benötigte Kraft

$$(163) \quad P_F^* = \mu_* (L^* - l_F) \leq \frac{P_{FM}}{2}$$

sein. Bei $\gamma = 45^\circ$ ist $L = L^* \approx 80$ mm. Bei $\gamma = 90^\circ$ ist die benötigte Kraft und auch die Federlänge um den Faktor $\sqrt{2}$ größer. Die Größe τ_M bestimmt man aus der Zugfestigkeit σ_B zu

$$(164) \quad \tau_M = 0,45 \sigma_B .$$

Da die Feder mit Vorspannung gewickelt wird, liegen in unbelastetem Zustand die Win-

dungen aneinander, und die Federlänge beträgt

$$(165) \quad \Lambda_0 = i_F d_F .$$

Das Belastungsdiagramm kann natürlich nur für $L > \Lambda_0$ experimentell aufgenommen werden. Solange $P_F < P_{FM}$, ist es außer für $L \approx \Lambda_0$ eine Gerade. Verlängert man sie über Λ_0 hinaus, so ergibt der Schnittpunkt mit der Abszisse die Vorspannlänge l_F . Aus dem Diagramm erhält man ferner die Kraft P_0 , die gerade zum Öffnen der Feder benötigt wird, wenn (160) auch für $L = \Lambda_0$ gelten würde:

$$(166) \quad P_0 = n_* (\Lambda_0 - l_F) .$$

Im technischen Schrifttum wird P_0 als innere Vorspannkraft der Feder bezeichnet. Nach [3 (S. 60)] kann man einer Feder nur ein Viertel der maximalen Belastung als innere Vorspannung einwickeln. Daher ist als weitere Bedingung

$$(167) \quad P_0 \leq \frac{P_{FM}}{4}$$

zu beachten.

Für $\gamma = 45^\circ$ ist nach Abschnitt 3.1.3.

$$(168) \quad \tilde{a}_2 = -L_0 (\gamma = 45^\circ) = -L^* .$$

Aus der Gleichgewichtsbedingung (147) ergibt sich mit (145), (160) für $m_* = 0$

$$(169) \quad P_F = \frac{g M \tilde{z}_1(0) L_0}{\tilde{r}_1(0) \tilde{a}_2} .$$

Für $\gamma = 45^\circ$ ist dann

$$(170) \quad P_F^* = \frac{g M \tilde{z}_1(0)}{\tilde{r}_1(0)} .$$

Weiterhin folgt aus (167) mit (161), (162), (165), (166) für $l_F = 0$

$$(171) \quad \frac{D_F^2}{d_F^2} \geq \frac{4 G_F}{\pi \tau_M}$$

und aus (163) mit (162), (170), (171)

$$(172) \quad d_F^2 = \frac{32 g M \tilde{z}_1(0)}{\pi \tau_M \tilde{r}_1(0)} \sqrt{\frac{G_F}{\pi \tau_M}} .$$

Für nichtrostenden Federdraht X12CrNi17.7 von über 1,5 mm Durchmesser ist nach [14]:

$$(173) \quad G_F = 7300 \text{ kp/mm}^2 ,$$

$$(174) \quad \sigma_B = 160 \text{ kp/mm} .$$

Aus (164) berechnet man

$$(175) \quad \tau_M = 72 \text{ kp/mm}^2 .$$

Nach (171) und (172) muß dann

$$(176) \quad \frac{D_F}{d_F} \geq 11,4 ,$$

$$(177) \quad d_F \geq 1,6 \text{ mm}$$

sein. Es wurde daher

$$(178) \quad d_F = 1,8 \text{ mm}$$

gewählt. Für $l_F = 0$ kann man aus (163), (165), (167) abschätzen

$$(179) \quad i_F = \frac{A_0}{d_F} \approx \frac{L^*}{2 d_F} .$$

Es wird daher

$$(180) \quad i_F = 22$$

gewählt. Mit diesen Vorgaben muß dann nach (161), (163), (170)

$$(181) \quad D_F^3 = \frac{G_F \tilde{r}_1(0) L^* d_F^4}{8 g M \tilde{z}_1(0) i_F}$$

sein, woraus folgt

$$(182) \quad D_F = 22,2 \text{ mm} .$$

Die Federkonstante ergibt aus (161)

$$(183) \quad n_* = 0,039 \text{ kp/mm} .$$

Aus (162) berechnet man $P_{FM} = 7,4 \text{ kp}$. Man kann damit leicht überprüfen, daß die Bedingungen (163) und (167) erfüllt sind.

Um möglichst wenig Vorspannung in die Feder einwickeln zu müssen, werden die Enden der Feder als eingebogene Schenkel ausgeführt und nicht wie sonst üblich als Öse.

3.2.3. Die Prüfung der Schraubenfeder

Falls die Bedingung $l_F = 0$ nicht erfüllt ist, tritt nach [3 (S. 72)] eine Abhängigkeit der Eigenperiode des mechanischen Empfängers von der Gleichgewichtslage auf, die nicht symmetrisch zu $\theta = 0$ ist. Für $\gamma = 90^\circ$ ist nach [3 (S. 73)]

$$(184) \quad T_s(\theta) = T_s(0) \left[1 - \frac{3 l_F}{8 (L - l_F)} N^2 \theta + \dots \right] .$$

Wenn bei einer Eigenperiode von 2 s der durch falsche Vorspannung bedingte Fehler unter 1 % liegen soll, muß mit (159) $N^2 = 12$, $L = 113$

$$(185) \quad |l_F| < 6,6 \text{ mm}$$

sein. Diese Forderung kann bei der Federherstellung erfüllt werden. Es sind daher nicht wie beim VSJ-I Zusatzstücke zur Kompensation der Vorspannlänge notwendig.

Zur Prüfung der Schraubenfeder ist das Belastungsdiagramm aufzunehmen. Die Feder wird dazu mit 1,5 kp beginnend in Schritten von 0,5 kp bis zu 5 kp belastet. Es wird dann die Funktion

$$(186) \quad P_F = P_F(L)$$

graphisch dargestellt, wobei L zwischen den Drahtmitten der Federenden zu messen ist. Den geraden Teil des Diagramms, der bei etwa 2,5 kp erreicht wird, verlängert man über die Abszisse hinaus. Man erhält so die Vorspannlänge l_F (s. Abb. 7), die innerhalb der Grenzen (185) liegen muß. Für die eingebaute Feder muß die Gleichgewichtsbedingung (169) erfüllt sein. Nach Abschnitt 3.5. ist $g M \tilde{z}_1(0) = 261 \text{ kp mm}$. Mit (154) ergibt sich dann

$$(187) P_F^* = 3,26 \text{ kp} .$$

Aus dem Belastungsdiagramm entnimmt man das zugehörige L^* . Damit die Feder in den mechanischen Empfänger eingebaut werden kann, muß es wegen (168) innerhalb der durch (156) gegebenen Grenzen liegen.

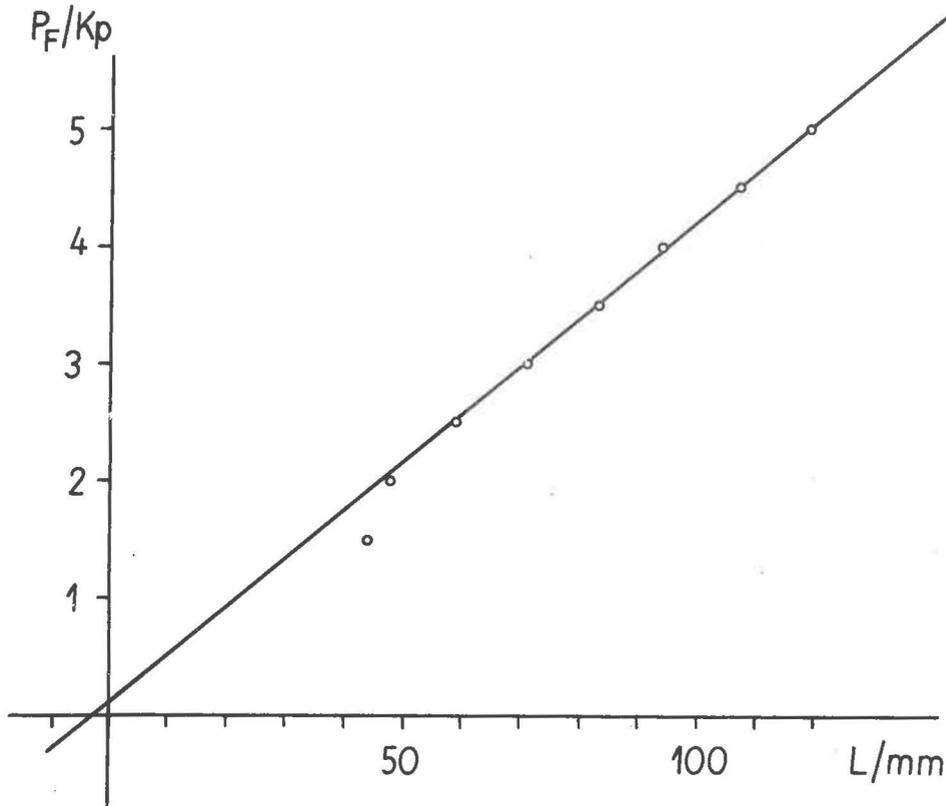


Abb. 7. Belastungs-Dehnungs-Diagramm der Schraubenfeder

Aus dem in Abb. 7 gegebenen Beispiel entnimmt man $l_F = -2,5 \text{ mm}$ und $L^* = -a_2 = 73 \text{ mm}$. Die Feder erfüllt damit die Bedingungen (185) und (156) und ist somit zum Einbau in den mechanischen Empfänger geeignet. Die Feder hat eine Masse $m_* = 31,5 \text{ g}$. Die Federkonstante ist nach (163) $\kappa_* = 0,044 \text{ kp/mm}$.

Nach [3 (S. 63)] ist die Frequenz der 1. Oberschwingung der Schraubenfeder

$$(188) f_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\kappa_0}{m_*}} .$$

Für die verwendete Feder errechnet sich $f_0 = 59 \text{ Hz}$. Wie die Schütteltischversuche des Abschnittes 3.7. zeigen, treten in der Nähe dieser Frequenz Resonanzerscheinungen auf.

3.3. Das Blattfedergelenk

3.3.1. Der Anstellwinkel

Wie beim VSJ-I wird ein nur auf Zug beanspruchtes Blattfedergelenk für die Aufhängung in der Drehachse verwendet. Die ausführliche Theorie dieser Anordnung ist

in [3] gegeben. Am Gehänge greifen außer den Blattfederkräften noch die Schwerkraft und die Schraubenfederkraft an. Die undeformierten Blattfedern werden genau dann nur auf Zug beansprucht, wenn sie in Richtung der Kräfte liegen, die an den gehängefesten Einspannstellen angreifen müssen, damit das Gehänge in der Gleichgewichtslage bleibt. Die Projektion der gehängefesten Einspannstellen auf die vertikale Symmetrieebene des Gehänges wird in [3] mit Y bezeichnet. Nach [3 (S. 63)] muß für den Anstellwinkel ν der Blattfedern (s. Abb. 8) gelten, wenn die Schraubenfedermasse vernachlässigt wird,

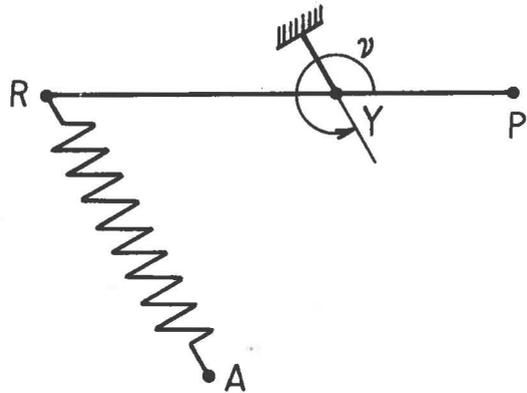


Abb. 8. Anstellwinkel der Blattfedern

$$(189) \quad \tan \nu = \frac{M g + \kappa_0 [r_2(0) - a_2]}{\kappa_0 [r_1(0) - a_1]},$$

$$(190) \quad \cos \nu = - \frac{\kappa_0 [r_1(0) - a_1]}{U}.$$

Dabei ist U der Betrag der in Y angreifenden Rückstellkräfte [3 (S. 17)]

$$(191) \quad U^2 = \kappa_0^2 L_0^2 + g M \{g M + 2 \kappa_0 [r_2(0) - a_2]\}.$$

r_i , a_i und $z_i^!$ sind die Koordinaten von YR , YA und YP' . Da Y und Y^* nur wenig voneinander entfernt sind, wird im folgenden bei der Übernahme von Formeln aus [3] unter Berücksichtigung der Konstruktion von VSJ-II gesetzt:

$$(192) \quad \begin{cases} r_1(0) = \tilde{r}_1(0) = -80 \text{ mm}, & r_2(0) = \tilde{r}_2(0) = 0, \\ a_1 = \tilde{a}_1 = \tilde{r}_1(0) \cot \gamma, & a_2 = \tilde{a}_2 = \tilde{r}_1(0), \\ z_i^! = \tilde{z}_i^! = 50 \text{ mm}. \end{cases}$$

Mit (192) folgt aus (190) für $45^\circ < \gamma < 90^\circ$

$$(193) \quad \cos \nu > 0$$

und weiterhin aus (189) mit (147), (192) für $m_* = 0$

$$(194) \quad \tan \nu = \frac{\tilde{r}_1(0) - \tilde{z}_1^!(0)}{\tilde{z}_1^!(0) [1 - \cot \gamma]} = - \frac{2,6}{1 - \cot \gamma}.$$

Unter Beachtung von (193) liegt ν für $45^\circ < \gamma < 90^\circ$ in den Grenzen

$$(195) \quad -90^\circ < \nu < -69^\circ .$$

Diese Winkel sind nach (153) auch einstellbar. Setzt man $l_F = 0$, so ergibt sich aus (139) und (146) ein einfacher Zusammenhang zwischen der Eigenperiode und γ . (194) führt dann sofort zu dem notwendigen Anstellwinkel ν . Zur groben Justierung des mechanischen Empfängers ist daher Tab. 4 zu benutzen.

Tab. 4. Der notwendige Anstellwinkel

T_s	γ°	$-a_1$	$-\nu^\circ$
2	85,4	6	70,5
1,8	84,3	8	70,9
1,6	82,8	10	71,4
1,4	80,7	13	72,2
1,2	77,4	18	73,4
1	72,2	26	75,4
0,9	68,3	32	77,4
0,8	63,3	40	79,2
0,7	56,7	53	82,5
0,6	48,2	72	87,5

3.3.2. Der Einfluß des Blattfedergelenkes auf die Eigenperiode

Die exakte Behandlung der Schwingungen des Gehänges ergibt zwei Freiheitsgrade [3]. Nimmt man an, daß das Gehänge eine gestellfeste Drehachse besitzt, so ist eine Beziehung zwischen diesen beiden Freiheitsgraden, dem Drehwinkel des Gehänges θ und der als linear angenommenen Bewegung des Punktes Y zu suchen. Dabei ergibt sich der Abstand c zwischen der Drehachse Y^* und der gehängefesten Klemmbacke Y als Lösung einer quadratischen Gleichung [3 (S. 41)]. Die in [3 (S. 71)] gegebene Näherung wurde für den VSJ-I unter den Bedingungen $\gamma \approx 90^\circ$, $a_1 = 0$ abgeleitet und kann hier nicht übernommen werden. Insbesondere ist die dabei für κ_0 [3 (S. 57)] benutzte Beziehung für den VSJ-II nicht verwendbar, da sie ein unbestimmter Ausdruck sein kann.

Aus (189) und (190) folgt mit [4, Gl. (101)]

$$(196) \quad Mg + \kappa_0 [r_2(0) - a_2] = -\lambda (1 - q) \sin \nu \frac{\partial V}{\partial y} .$$

Die Größen V und y sind in [3 (S. 17)] definiert. Mit (147), (192) folgt aus (196) für $m_* = 0$:

$$(197) \quad \kappa_0 = \frac{\lambda (1 - q) \tilde{z}_1'(0) \sin \nu}{\tilde{r}_1(0) [\tilde{z}_1'(0) - \tilde{r}_1(0)]} \frac{\partial V}{\partial y} .$$

Dabei ist

$$(198) \quad p = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\frac{U}{J}} ,$$

$$(199) \quad q = \frac{\tan p}{p},$$

$$(200) \quad J = \frac{E \beta \delta^3}{12}.$$

J ist die Biegesteifigkeit des Blattfederpaares und E der Elastizitätsmodul des Federmaterials. Nach analoger Rechnung wie in [3 (S. 71)] erhält man als Näherungslösung für c :

$$(201) \quad c \approx \frac{\lambda}{2} \left[q - (1 - q) \sin 2\nu \frac{1 - \frac{\tilde{r}_1(0) \tilde{z}_1'(0)}{\tilde{z}^2} \cot \gamma}{1 - \frac{\tilde{r}_1(0)}{\tilde{z}_1'(0)}} \right].$$

\tilde{z} ist der Trägheitsradius des starren Gehängeteils:

$$(202) \quad K_s = M \tilde{z}_1'(0) l \approx M \tilde{z}^2.$$

Da für den VSJ-II $l \approx -\tilde{r}_1(0)$, folgt mit (194) und (202) aus (201)

$$(203) \quad c \approx \frac{\lambda}{2} [q + 2(1 - q) \cos^2 \nu].$$

Diese Gleichung stimmt zufällig mit der in [3 (S. 71)] gefundenen überein. Daher ergibt sich wie dort für den Periodenverlängerungsfaktor unter Vernachlässigung der Schraubenfeder Masse und der Vorspannlänge

$$(204) \quad N^{-2} = \cot \gamma + \frac{J}{\lambda M g \tilde{z}_1'(0)} \left[\frac{2p}{\sin 2p} - p^2 (1 - q) \sin^2 2\nu \right].$$

Das negative Vorzeichen vor dem letzten Term in (204) ist schwer zu erklären (in [3 (S. 71)] ist es auch vorhanden, es liegt dort ein Rechenfehler vor). Es verstärken sich damit die bereits in [3] geäußerten Bedenken bei der Ableitung von (204).

Für den VSJ-II folgt mit den in Abschnitt 3.1.3. gegebenen Federabmessungen und $E = 1,8 \cdot 10^6$ kp/cm², da als Federmaterial X12CrNi17.7 [14] verwendet wird:

$$(205) \quad J = 0,30 \text{ kp cm}^2.$$

Aus (191) ergeben sich für $45^\circ < \gamma < 90^\circ$ die Grenzen

$$(206) \quad 8,2 < U < 8,8 \text{ kp}.$$

Weiterhin ist dann mit (198), (199)

$$(207) \quad 0,52 < p < 0,54,$$

$$(208) \quad 0,913 < q < 0,919.$$

Es ist damit beim VSJ-II der letzte Term in (204) vernachlässigbar, und man erhält

$$N^{-2} - \cot \gamma \approx 0,05.$$

Für $\gamma = 90^\circ$ ist damit $N^2 = 20$. Es ist somit $N^2 < 12$ bestimmt einstellbar.

Durch das Blattfedergelenk wird nach [3] eine zweite Eigenfrequenz bedingt. Diese ist nach [3 (S. 72)]

$$(209) \quad \omega_{II} \approx \sqrt{\frac{U z^2}{\lambda (1 - q) M [z^2 - \tilde{z}_1'(0)^2 \cos^2 \nu]}}.$$

Es ist nun

$$(210) \quad \omega_{II} > \sqrt{\frac{U}{\lambda (1 - q) M}} .$$

Damit liegt die zweite Eigenfrequenz sicher höher als 49 Hz. Sie ist somit für seismologische Zwecke ohne Bedeutung.

3.4. Das Magnetsystem

3.4.1. Die Berechnung des Magnetsystems

Das Magnetsystem muß so bemessen sein, daß bei der kleinsten Eigenperiode des mechanischen Empfängers mindestens eine Dämpfung von 0,5 erreicht werden kann. Es wird daher gefordert, daß die Kurzschlußdämpfung

$$(211) \quad D_{sk} \geq T_s$$

sein muß. Im folgenden wird angenommen, daß die Spule nur eine Wicklung trägt. Nach (51) muß dann

$$(212) \quad \frac{G_{s1}^2}{4 \pi K_s R_{s1}} \geq 1$$

sein. Die elektrodynamische Konstante ist nach [3, 8, 13]

$$(213) \quad G_{s1} = w_s \lambda_s B_s \tilde{n}_1(0) .$$

w_s ist die Anzahl der Windungen, λ_s die Länge einer Windung, $\tilde{n}_1(0)$ der Abstand des Spulenmittelpunktes von der Drehachse und B_s die Induktion im Luftspalt des Magneten. Ist ferner q_D der Querschnitt des verwendeten Drahtes und ρ_D dessen spezifischer Widerstand, so gilt für den Widerstand der Wicklung

$$(214) \quad R_{s1} = \frac{w_s \lambda_s \rho_D}{q_D} .$$

Das von der Wicklung eingenommene Volumen ist

$$(215) \quad V_w = f_w w_s q_D \lambda_s ,$$

wobei f_w der Füllfaktor ist, der bei Kupferlackdraht mit 1,6 bis 1,8 angesetzt werden muß. Aus (213) bis (215) erhält man

$$(216) \quad \frac{G_{s1}^2}{R_{s1}} = \frac{V_w B_s^2 n_1^2(0)}{f_w \rho_D} .$$

Die Größe G_{s1}^2/R_{s1} hängt also nicht von den Abmessungen des Drahtes ab. Damit ist die Kurzschlußdämpfung des mechanischen Empfängers für ein gegebenes Magnetsystem und ein gegebenes Wickelraumvolumen eine konstante Größe.

Das zur Erfüllung der Bedingung (212) notwendige Wickelraumvolumen muß bei Beachtung von (216)

$$(217) \quad V_w > \frac{4 \pi K_s \rho_D f_w}{n_1^2(0) B_s^2}$$

sein. Nach Abschnitt 3.5. ist $K_s = 2,07 \cdot 10^{-2} \text{ Ws}^3$. Setzt man ferner $B_s = 6000 \text{ Gau\ss}$, $e_D = 1,7 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$, $n_1(0) = 8 \text{ cm}$, so lautet (217)

$$(218) \quad V_w > 3,3 \text{ cm}^3 .$$

Würde die Spule völlig im Luftspalt des Magneten liegen, so müßte dessen Volumen um etwa 50 % größer sein, damit ein freies Spiel gewährleistet ist. Das Luftspaltvolumen sollte also

$$(219) \quad V_L = 5 \text{ cm}^3$$

betragen. Nach [4] ergibt sich das notwendige Magnetvolumen zu

$$(220) \quad V_M = \frac{B_s^2 V_L}{\eta_M (B H)_{\max}} .$$

η_M ist der Ausnutzungsfaktor und $(B H)_{\max}$ das Maximum des Produktes der Induktion B_a und des "entmagnetisierenden" Feldes H_a im Arbeitspunkt. Die Länge l_M des Magneten berechnet sich nach [4] zu

$$(221) \quad l_M = \frac{B_s l_L}{H_a} ,$$

wenn l_L die Länge des Luftspaltes ist. Der Magnet sollte aus AlNiCo 400 gefertigt werden, dafür wurden folgende Werte angenommen:

$$(222) \quad \begin{cases} (B H)_{\max} = 4 \cdot 10^6 \text{ G Oe} , \\ H_a = 4,5 \cdot 10^2 \text{ Oe} . \end{cases}$$

Aus (220) erhält man jetzt, wenn $\eta_M = 0,25$ angenommen wird,

$$(223) \quad V_M = 180 \text{ cm}^3 .$$

Es wurde weiterhin $l_M = 8 \text{ cm}$ gewählt, so daß sich $l_L = 6 \text{ mm}$ ergab. Das Magnetsystem wurde als Ringspaltmagnet ausgeführt, wobei sich der Magnet in der Mitte des Systems befindet. In der endgültigen Konstruktion beträgt die Länge des Luftspaltes 5 mm, seine Tiefe 6 mm und sein innerer Durchmesser 60 mm.

3.4.2. Die Prüfung des Magnetsystems

Der Verlauf der Feldstärke senkrecht zu den Feldlinien im Luftspalt wurde mit Hilfe einer HALL-Sonde gemessen (Abb. 9). Es wurde eine maximale Feldstärke von 6300 Gauß erreicht, was gut mit der Berechnung übereinstimmt. Der Nullpunkt der Abszisse in Abb. 9 stimmt mit der geometrischen Mitte des Luftspaltes überein. Man erkennt, daß das Maximum der Feldstärke etwa 1 mm tiefer erreicht wird und das Feld etwa symmetrisch zu diesem Punkt verläuft. Daher wurde auch der Mittelpunkt der Spule an diese Stelle gesetzt. Die Spule ragt mit einer Wickelraumbreite von 18 mm weit über den Luftspalt hinaus. Dadurch wurde erreicht, daß die elektrodynamische Konstante bei $\pm 3 \text{ mm}$ Änderung des Ausschlages um höchstens 3 % abnahm. Der Spulenkörper hat eine Wickelraumtiefe von 3,5 mm und einen mittleren Umfang von 20,3 cm, so daß $V_w \approx 13 \text{ cm}^3$ ist.

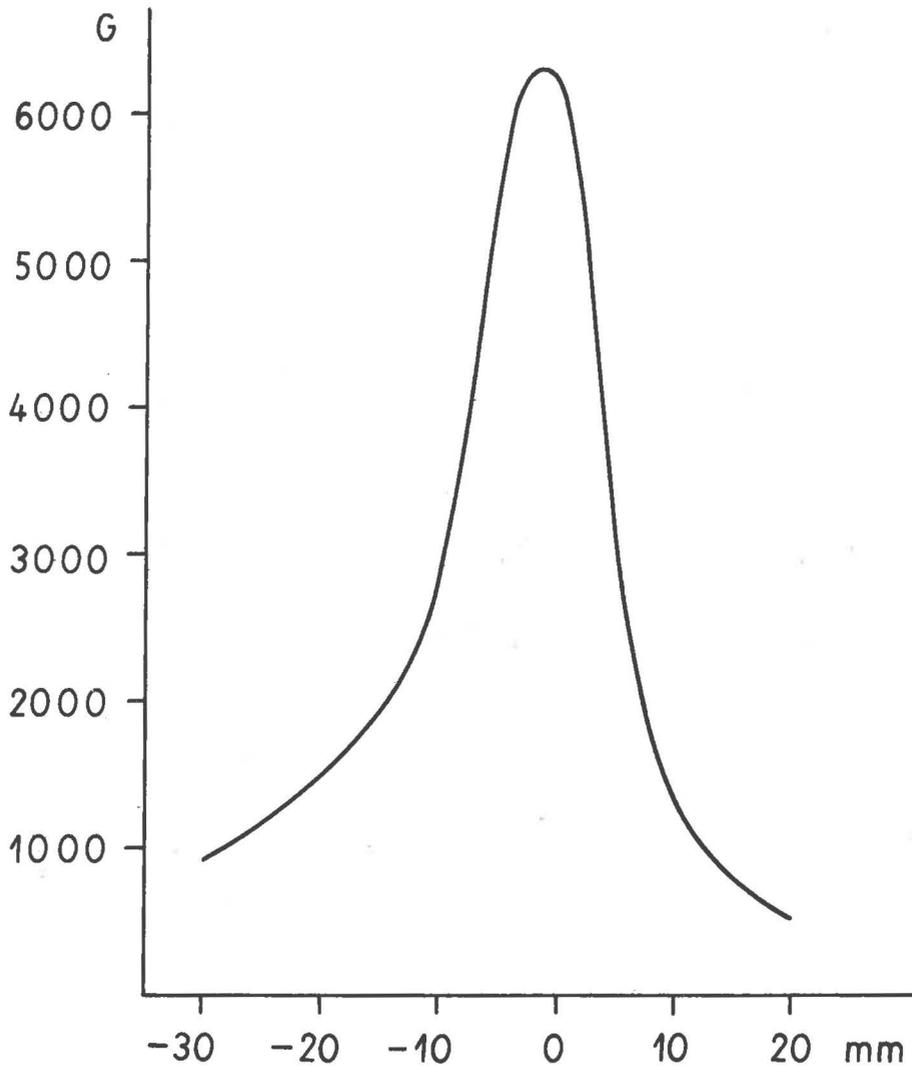


Abb. 9. Feldstärkeverlauf im Luftspalt beim VSJ-II

Die Bestimmung der elektrodynamischen Konstante der Spule wird nach der in [8 (S. 39)] beschriebenen Methode durchgeführt. Auf das Gehänge wird in der horizontalen Entfernung e_z von der Drehachse ein Zusatzgewicht m_e aufgelegt. Durch die Spule wird dann ein Strom I_z geschickt, der so groß ist, daß das Gehänge wieder in seine Ausgangslage zurückkehrt. Es ist dann

$$(224) \quad G_{s1} = \frac{m_e g \cdot e_z}{I_z} .$$

Beim VSJ-II empfiehlt es sich, $m_e = 50 \text{ g}$ und $e_z = 8 \text{ cm}$ zu wählen.

Für eine Spule mit den zwei Wicklungen $w_{s1} = 416$ und $w_{s2} = 104$ aus 0,3-mm-CuL-Draht ergab sich $G_{s1} = 2,96 \text{ Vs}$ und $G_{s2} = 0,73 \text{ Vs}$. Damit ist

$$(225) \quad \frac{w_{s1}}{G_{s1}} = 140 .$$

Dieser Wert wurde als Mittel bei der Prüfung von 8 Systemen ebenfalls erreicht. Damit kann (225) zur Berechnung der Windungszahl bei vorgegebener elektrodynamischer Konstante dienen. Mit (213) und (225) erhält man als mittlere Feldstärke \bar{B}_S über die gesamte Wickelraumbreite

$$(226) \quad \bar{B}_S = 4400 \text{ G} .$$

Die Widerstände der beiden Wicklungen betragen $R_{S1} = 20,9 \Omega$ und $R_{S2} = 5,5 \Omega$. Die bei voller Ausnutzung des Wickelraumes erreichbare Kurzschlußdämpfung ist nach (10), (12), (13) für $D_{S0} = 0$

$$(227) \quad D_{S \text{ max}} = \frac{1}{2 K_S \omega_S} \left(\frac{G_{S1}^2}{R_{S1}} + \frac{G_{S2}^2}{R_{S2}} \right) ,$$

woraus mit den gegebenen Zahlenwerten folgt

$$(228) \quad D_{S \text{ max}} = 2,0 T_S .$$

Das ist doppelt so viel, wie in (211) gefordert wurde. Das Magnetsystem ist somit reichlich dimensioniert.

3.5. Die Bestimmung der mechanischen Parameter

Zur Prüfung des mechanischen Empfängers wurde das ausgebaute Gehäuse so aufgehängt, daß sein Massenmittelpunkt senkrecht unter der Drehachse lag. Dazu waren veränderte Klemmbacken für die Blattfedereinspannung anzubringen. Nunmehr konnte die in [3 (S. 66)] beschriebene erste Methode zur Bestimmung der reduzierten Pendellänge angewandt werden. Sie ergibt sich aus der Eigenperiode dieser Aufhängung $T_{90} = 0,5615 \text{ s}$ zu

$$(229) \quad l' = \frac{g}{4 \pi^2} (T_{90})^2 = 7,83 \text{ cm} .$$

Zur Bestimmung des Trägheitsmomentes wurde in der Nähe des gehängefesten Aufhängepunktes der Schraubenfeder eine Zusatzmasse m_Z im Abstand r_Z von der Drehachse angebracht (r_Z ist also negativ):

$$(230) \quad M_Z^2 = \frac{\Delta Q - m_Z r_Z l''}{l'' - l'} l' .$$

Experimentell ergab sich

$$(231) \quad M_Z^2 = 2,07 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2$$

und mit (202)

$$(232) \quad M \tilde{\chi}_1(0) = 2,61 \cdot 10^4 \text{ g cm} .$$

Bei der hier beschriebenen Methode zur Bestimmung von l ist der Einfluß der Schraubenfeder nicht berücksichtigt worden. Nach [3 (S. 66)] erhält man die wahre reduzierte Pendellänge, wenn man für VSJ-II zulässige Vernachlässigungen vornimmt und

$$(233) \quad l' \approx -\tilde{\chi}_1(0)$$

setzt:

$$(234) \quad l = l' \left(1 + \frac{5 m l'}{6 M \tilde{z}_1'(0)} \right) .$$

Damit ist

$$(235) \quad l - l' = 0,07 \text{ cm} .$$

Die reduzierte Pendellänge ändert sich also durch die Schraubenfeder nur um 1 %. Das durch sie bewirkte zusätzliche Trägheitsmoment beträgt nach [3 (S. 69)]

$$(236) \quad \frac{m \tilde{r}_1^2(0)}{3} = 6,7 \cdot 10^2 \text{ g cm}^2 .$$

Das Trägheitsmoment wird also um nur 3 % vergrößert. Der Einfluß der Schraubenfeder liegt damit unter der Meßgenauigkeit.

Die reduzierte Pendellänge kann auch beim fertig montierten mechanischen Empfänger nach der in [3 (S. 66)] beschriebenen zweiten Methode bestimmt werden. Dazu muß die Eigenperiode bei verschiedenen Neigungen des mechanischen Empfängers bestimmt werden. Da sich diese, selbst bei einer Einstellung auf 2 s, aber nur um 10 % ändert, wenn man ± 10 Umdrehungen mit der Fußschraube ausführt, müssen die Messungen sehr sorgfältig ausgeführt werden. Ein Meßfehler von einigen Prozenten wird aber unvermeidlich sein.

3.6. Die Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage

Eine lineare Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage ist schon im Abschnitt 3.2.3. behandelt worden. Es wurde dort gezeigt, daß diese unerheblich ist, wenn $|l_p| < 6,6 \text{ mm}$ ist. Weiterhin ist mit einer quadratischen Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage zu rechnen, die nicht durch konstruktive Maßnahmen vermieden werden kann. Es ist aber darauf zu achten, daß diese quadratische Abhängigkeit möglichst symmetrisch zur geforderten Gleichgewichtslage $\theta = 0$ ist. Durch eine Korrektur des Anstellwinkels ν der Blattfedern ist das immer zu erreichen.

Experimentell bestimmt man die Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage dadurch, daß man mit Hilfe der Rändelschraube {7} die Gleichgewichtslage von -3 bis $+3 \text{ mm}$ variiert. Da man, wie in [3 (S. 74)] gezeigt wurde, sich nicht auf sehr kleine Ausschläge zu beschränken braucht, wird das Gehänge zu Schwingungsweiten von $\pm 2 \text{ mm}$ angestoßen, und es werden 50 Schwingungen mit der Stoppuhr gemessen. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung zeigt Abb. 10. Man erkennt, daß die für $\theta = 0$ erreichte Eigenperiode von 1,6 s symmetrisch zu beiden Seiten um etwa 2 % abfällt. Diese Nichtlinearitäten können vernachlässigt werden.

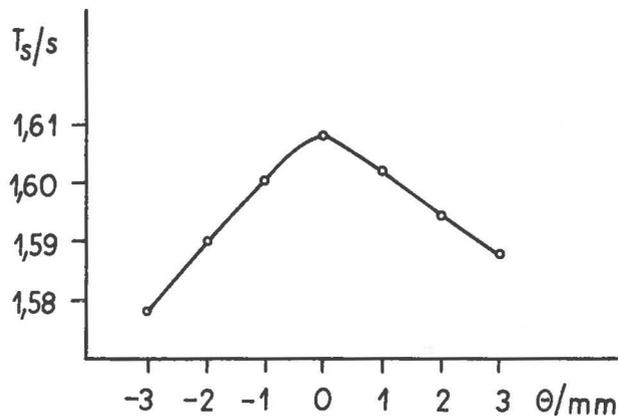


Abb. 10. Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage beim VSJ-II

3.7. Die Prüfung auf dem Schütteltisch

Der mechanische Empfänger wurde mit einem kurzperiodischen Galvanometer so gekoppelt, daß in einem breiten Intervall die Bodenverrückung aufgezeichnet wurde. Das verwendete Galvanometer Typ HS-1 vom VEB Geophysikalischer Gerätebau Brieselang hatte die Parameter

$$(237) \quad \begin{cases} T_g = 0,105 \text{ s}, & R_g = 243,6 \, \Omega, & G_g = 5,91 \cdot 10^{-3} \text{ Vs}, \\ K_g = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^2, & D_{gk} = 11,1. \end{cases}$$

Der mechanische Empfänger wurde auf eine Eigenperiode von $T_s = 2 \text{ s}$ eingestellt. Gemäß (23) wurde

$$(238) \quad D_s = 0,5, \quad D_g = 9,52$$

gewählt. Für eine Lichtzeigerlänge $L_g = 50 \text{ cm}$ ist nach (28) die maximal erreichbare Vergrößerung $V_{om} = 9500$. Da für die Schütteltischversuche nur eine Vergrößerung von 100 bzw. 1000 erforderlich war, liegt σ unter 0,105. Bei einem so kleinen Rückwirkungsfaktor sind keine Verzerrungen der Amplitudencharakteristik zu erwarten; diese kann daher mit (73) berechnet werden. Aus (24) folgt, daß der Seismograph im Intervall von 0,5 bis 180 Hz als Verrückungsmesser arbeiten müßte, wenn nicht höhere Eigenfrequenzen störende Resonanzerscheinungen bedingen.

Bei den Schütteltischversuchen wurde die Tischbewegung mit einem induktiven Geber über einen Trägerfrequenzverstärker bestimmt. Die vom mechanischen Empfänger aufgenommenen Schwingungen wurden mit Hilfe des Galvanometers photographisch registriert. Abb. 11 zeigt die nach (73) berechnete normierte Amplitudencharakteristik. Die experimentellen Werte sind als Kreise eingetragen. Sie zeigen eine deutliche Resonanzstelle bei etwa 54 Hz. Das war nach den Berechnungen der Abschnitte 3.2.3. und 3.3.2. für die erste Oberschwingung der Schraubenfeder bzw. für die zweite, durch die Blattfedern bedingte Eigenfrequenz auch zu erwarten. Aus Abb. 11 ist ferner er-

sichtlich, daß erst oberhalb 40 Hz mit Verzerrungen der Amplitudencharakteristik zu rechnen ist. Damit ist für alle seismologisch interessierenden Frequenzen eine einwandfreie Funktion des mechanischen Empfängers gewährleistet.

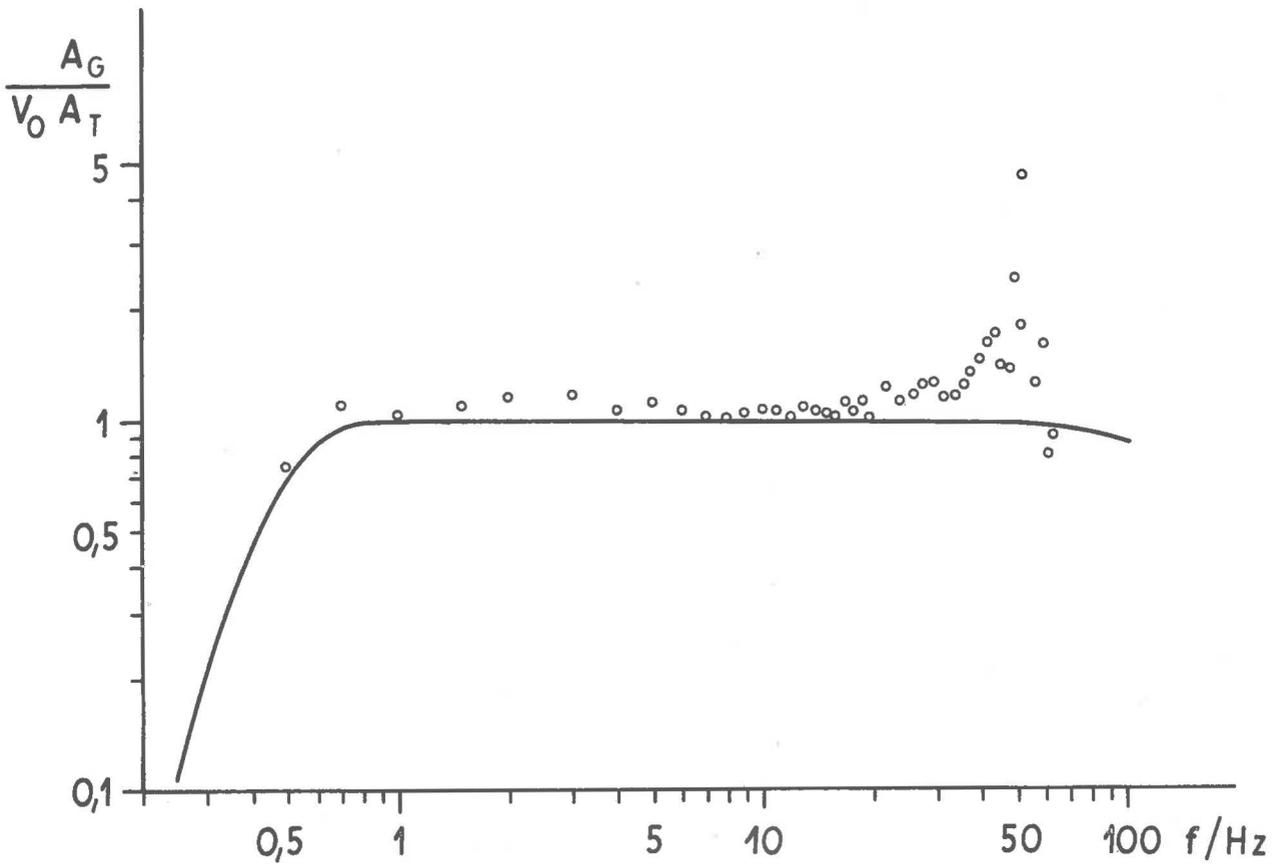


Abb. 11. Schütteltischeichung des VSJ-II

4. Der Horizontalseismograph HSJ-II

4.1. Die Konstruktion des mechanischen Empfängers

4.1.1. Forderungen an die Konstruktion

Wie für den Vertikalseismographen mit Schraubenfederaufhängung liegt auch für den Horizontalseismographen eine ausführliche theoretische Untersuchung vor [13]. Diese war die Grundlage für die Entwicklung des langperiodischen Horizontalseismographen HSJ-I. Sie wird im folgenden konsequent für den HSJ-II angewendet.

Im Abschnitt 3.1.1. wurden die wichtigsten Parameter des VSJ-II festgelegt. Da der Horizontalseismograph HSJ-II diesem entsprechen soll, muß er sich auf die gleichen Eigenperioden und Dämpfungen abstimmen lassen. Um bei gleichen Vergrößerungen für beide Geräte identische Abstimmungen zu erreichen, wird wie oben für die reduzierte Pendellänge

$$(239) \quad l = 8 \text{ cm}$$

und für das Trägheitsmoment

$$(240) \quad K_S = 2,1 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2$$

gefordert. Ferner sollen die äußeren Abmessungen der Geräte übereinstimmen.

4.1.2. Die wesentlichen Konstruktionselemente

Das Gehänge des HSJ-II ist wie beim HSJ-I um eine nur wenig gegen die Vertikale geneigte Achse drehbar. Es ist in der Nähe der Drehachse durch zwei Blattfedern und eine dünne Stahlseile [13 (S. 16)] aufgehängt. Letztere nimmt die in Richtung der Drehachse weisende Komponente des Gehängegewichtes auf. Die übrige, zur Drehachse orthogonale Komponente der Führungskräfte verteilt sich als Zugkraft auf die beiden Blattfedern. Bei einem kleinen Neigungswinkel ν_h der Drehachse gegen die Vertikale ist die Eigenperiode dieser Anordnung nach [13 (S. 57)]

$$(241) \quad T_S = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g(\nu_h - \underline{\nu})}}$$

Der (negative) Grenzwinkel $\underline{\nu}$ wird durch die von den Blattfedern und dem Aufhänge draht herrührenden rücktreibenden Kräfte bestimmt. Diese Kräfte waren beim HSJ-I bewußt klein gehalten worden, um mit kleinen positiven Neigungen ν_h große Eigenperioden zu ermöglichen. Damit der HSJ-II wie der VSJ-II auf Eigenperioden zwischen 0,57 und 2 s eingestellt werden kann, muß für $l = 8 \text{ cm}$

$$(242) \quad \frac{1}{12} < \nu_h - \underline{\nu} < 1$$

sein. Diese Bedingung ist für kleine Neigungswinkel $|\nu_h| < 1^\circ$ nur zu erfüllen, wenn $-\underline{\nu}$ groß genug ist. Im Gegensatz zum HSJ-I wird also die Eigenperiode des HSJ-II im wesentlichen durch die Blattfedern bestimmt. Nachteilig ist dabei, daß nur kleine Änderungen der Eigenperiode durch Verstellung des Neigungswinkels vorgenommen werden können, während für große Änderungen die Blattfedern gewechselt werden müssen.

Bei Vernachlässigung der rücktreibenden Kräfte der Stahlsaite ist nach [13 (S. 57)] der Grenzwinkel

$$(243) \quad \underline{\nu} = - \frac{J_o \ 2 \ p_o}{M \ g \ r_o \ \lambda \ \sin \ 2 \ p_o} .$$

Dabei ist

$$(244) \quad J_o = \frac{E \ \beta \ \delta^3}{12}$$

die Biegesteifigkeit des Blattfederpaares für $\nu_h = 0$, wobei wie in Abschnitt 3.1.3. β die doppelte Breite und δ die Dicke einer Feder sowie E der Elastizitätsmodul des Federmaterials sind. (In [13] ist β nur die Breite einer Blattfeder, daher tritt dort anstelle von J_o immer $2 J_o$ auf.) Weiterhin ist r_o der Abstand des Massenmittelpunktes des Gehänges von der Drehachse (der Stahlsaite) und M die Gehängemasse. Da die zur Drehachse orthogonale Ebene durch den Massenmittelpunkt eine Symmetrieebene des Gehänges sein soll [13 (S. 34)], werden die Abstände der Federeinspannstellen von dieser Ebene gleich groß, und zwar gleich h , gewählt. Ist λ die freie Federlänge, so gilt

$$(245) \quad p_o = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\frac{M \ g \ r_o}{J_o \ h}} .$$

Für $\nu_h = 0$ folgt aus (241), (243) und (245)

$$(246) \quad p_o \ \sin \ 2 \ p_o = \frac{T_s^2 \ \lambda \ g}{8 \ \pi^2 \ h \ l} .$$

Für den HSJ-II wurde $h \approx 8$ cm gewählt. Damit $T_s < 2$ s ist, muß für $\lambda = 0,2$ cm und $l = 8$ cm nach (246)

$$(247) \quad p_o \ \sin \ 2 \ p_o < 0,156$$

sein. Aus (247) folgt sofort $p_o < 0,273$. Für kleine p_o ist

$$(248) \quad \frac{\sin \ 2 \ p_o}{2 \ p_o} \approx 1 + \frac{2 \ p_o^2}{3} ,$$

$$(249) \quad \frac{\tan \ p_o}{p_o} \approx 1 - \frac{p_o^2}{3} .$$

Man kann damit für den HSJ-II näherungsweise

$$(250) \quad \frac{\sin \ 2 \ p_o}{2 \ p_o} \approx \frac{\tan \ p_o}{p_o} \approx 1$$

setzen, wobei ein Fehler von höchstens 5 bzw. 2,6 % auftritt. Im Gegensatz zum HSJ-I, wo $p_o \rightarrow \infty$, sind hier "steife" Blattfedern ($p_o \approx 0$) zu verwenden. Für den Abstand f der gestellfesten Einklemmstellen muß nach [13 (S. 36)] gelten:

$$(251) \quad \frac{f}{\lambda} = q_o = \frac{\tan \ p_o}{p_o} .$$

Mit (250) erhält man die für die Konstruktion wichtige Bedingung

$$(252) \quad f = \lambda .$$

Danach bleibt der Abstand der gestellfesten Einklemmstellen erhalten, wenn die zur

Erreichung der geforderten Eigenperiode notwendigen Blattfedern die gleiche Länge besitzen. Das vereinfacht die Konstruktion wesentlich, da zwecks Änderung der Eigenperiode nur Blattfedern mit anderer Breite oder Dicke eingesetzt werden müssen, ohne daß Änderungen der Einspannvorrichtungen erforderlich sind.

Vernachlässigt man den Einfluß des Aufhängedrahtes, so ist für $\nu_h = 0$ nach (241) und (243)

$$(253) \quad T_s = 2 \pi \sqrt{\frac{K_s \lambda \sin 2 p_0}{J_0 2 p_0}},$$

da

$$(254) \quad K_s = M l r_0.$$

Für $T_s \leq 2$ s gilt weiterhin mit (250)

$$(255) \quad T_s = 2 \pi \sqrt{\frac{12 K_s \lambda}{E \beta \delta^3}}.$$

Wird als Federmaterial wie beim VSJ-II wieder X12CrNi17.7 verwendet, so ist $E = 1,8 \cdot 10^6$ kp/cm² zu setzen. Mit (240) erhält man für $\lambda = 0,2$ cm

$$(256) \quad T_s = \frac{3,37 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{\beta \delta^3}}.$$

Damit die Eigenperiode wie für den VSJ-II im Intervall $0,55 \leq T_s \leq 2$ s variiert werden kann, muß nach (256)

$$(257) \quad 2,8 \cdot 10^{-6} \leq \beta \delta^3 \leq 37,5 \cdot 10^{-6}$$

sein. Da Federmaterial nur in bestimmten Abstufungen für die Dicke δ zur Verfügung steht, ist die Federbreite zu verändern. Die Konstruktion erlaubt Federbreiten bis zu 2×17 mm. Setzt man als kleinste Breite 2×5 mm an und verwendet man Material in Dicken von 0,1; 0,15; 0,2; 0,3 mm, so sind alle Zwischenwerte des Intervalles (257) zu erreichen.

Nach den Betrachtungen von [13 (Abschnitt 22, 26)] sind die für den Horizontal-seismographen geltenden Bewegungsgleichungen genau dann entkoppelt, wenn die Indikatorlänge (Abstand des Massenmittelpunktes der beiden symmetrisch angeordneten Tauchspulen) mit der reduzierten Pendellänge übereinstimmt. Diese Forderung wird jetzt beim HSJ-II beachtet.

4.1.3. Weitere Einzelheiten der Konstruktion

Das Gehänge des HSJ-II besteht im wesentlichen aus einem zylindrischen Körper der Länge h_k , dessen Achse der Drehachse parallel ist. Der Querschnitt des Körpers ist in Abb. 12 dargestellt. Das Trägheitsmoment um die zu einer Mantellinie parallele Achse durch den Massenmittelpunkt ist nach [15]

$$(258) \quad K_{ko} = \frac{\rho_k r_k^4 h_k}{2} \left(\pi - 2 \alpha_z + \frac{2}{3} \sin 2 \alpha_z + \frac{1}{6} \sin 4 \alpha_z \right),$$

wobei ρ_k die Dichte des verwendeten Materials (Messing) ist. Das Volumen des Zy-

linders ist

$$(259) \quad V_k = r_k^2 h_k (\pi - 2 \alpha_z + \sin 2 \alpha_z) .$$

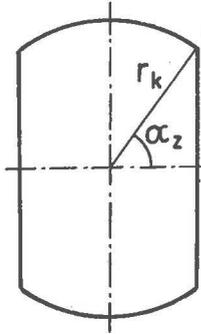


Abb. 12. Querschnitt der zylindrischen Masse des HSJ-II

Ist $M_k = V_k \rho_k$ die Masse des Zylinders, so folgt aus (258) und (259)

$$(260) \quad K_{ko} = \frac{M_k r_k^2}{2} \left[1 - \frac{2 \sin 2 \alpha_z - \sin 4 \alpha_z}{6 (\pi - 2 \alpha_z + \sin 2 \alpha_z)} \right] .$$

Befindet sich der Massenmittelpunkt des Zylinders im Abstand r_s von der Drehachse, so ist nach dem STEINERSchen Satz

$$(261) \quad K_z = M_k r_s^2 + K_{ko} .$$

Die reduzierte Pendellänge dieser Anordnung ergibt sich zu

$$(262) \quad l_k = r_s + \frac{K_{ko}}{M_k r_s} .$$

Es wurde nun $r_k = 37,5 \text{ mm}$, $r_s = 71 \text{ mm}$, $\alpha_z = 61,3^\circ$ und $h_k = 164 \text{ mm}$ gewählt. Mit der Dichte von Messing $\rho_k = 8,5 \text{ g cm}^{-3}$ ist dann

$$(263) \quad \begin{cases} V_k = 425 \text{ cm}^3 , \\ M_k = 3,61 \text{ kg} , \\ K_{ko} = 0,3828 M_k r_k^2 = 19,43 \text{ kg cm}^2 , \\ K_z = 201,4 \text{ kg cm}^2 , \\ l_k = 7,86 \text{ cm} . \end{cases}$$

Damit sind die in Abschnitt 4.1.1. gestellten Forderungen an Trägheitsmoment und reduzierte Pendellänge im wesentlichen erfüllt.

Eine vereinfachte Seitenansicht des mechanischen Empfängers zeigt Abb. 13. Dabei ist das eine Magnetsystem abgenommen. Eine Photographie ist in Bild 2 (am Schluß der Publikation) zu sehen. Wie beim VSJ-II ist der gesamte Empfänger auf eine Grundplatte aus Aluminiumguß {1} montiert. Die Anordnung der Fußschrauben {2} ist die gleiche, wie sie in Abschnitt 3.1.3. beschrieben wurde. Nach [13 (S. 113)] ändert sich die Eigenperiode des mechanischen Empfängers bei einer Neigungsänderung um $d\varphi$ gemäß

$$(264) \quad \frac{dT_s}{d\varphi} = - \frac{g T_s^3}{8 \pi^2 l} = - 1,55 T_s^3 .$$

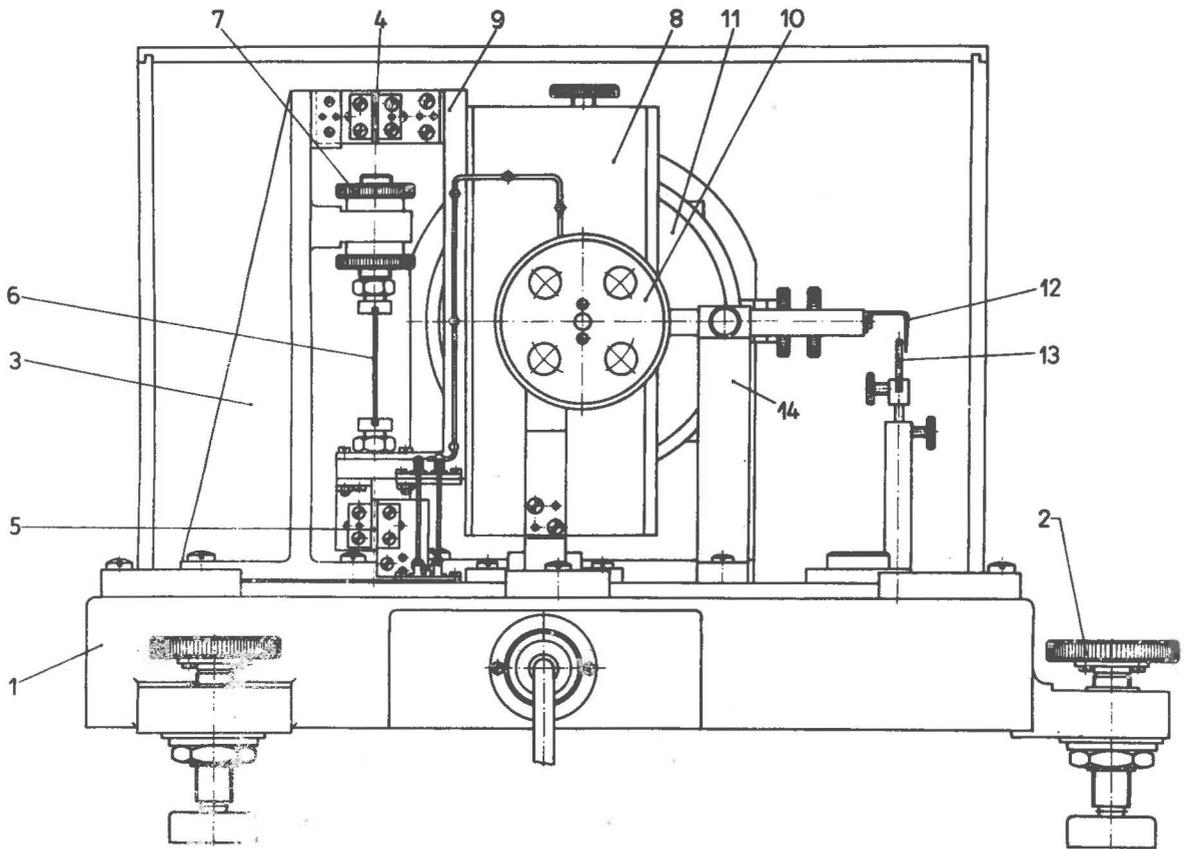


Abb. 13. Schematische Seitenansicht des HSJ-II

Da die Fußschrauben im Bereich von ± 20 mm verstellt werden können, ist es möglich, die sich bei Benutzung bestimmter Blattfedern ergebende Eigenperiode etwas zu korrigieren. Bei $T_s = 1$ s sind dies ± 9 %.

Die Grundplatte trägt den Bock {3}, an dem sich die gestellfesten Einklemmstellen für die Blattfedern {4} und {5} sowie die Einspannvorrichtung für den Torsionsdraht {6} befinden. Der Torsionsdraht hat einen Durchmesser von 0,03 cm und eine Länge von 79,4 mm. Sein Einfluß auf die Eigenperiode ist daher nach [13 (S. 111)] vernachlässigbar. Die Einspannvorrichtung ist so ausgeführt, daß durch Drehung an der oberen Rändelschraube {7} der Draht gespannt wird, ohne gleichzeitig eine Torsion erleiden zu müssen. Mit der unteren Rändelschraube wird die Vorrichtung arretiert. Die Spannung des Torsionsdrahtes ist so einzustellen, daß der Draht das gesamte Gewicht des Gehäuses trägt. Nach [13 (S. 112)] muß dann die Grundfrequenz seiner Querschwingungen 1566 Hz betragen.

Beim Transport des Gerätes können die Blattfedern durch je eine Platte gegen Bruch gesichert werden. Die zylindrische Masse {8} ist an einem Aluminiumrahmen {9} befestigt. Die Tauchspulen {10} sind mit einem Messingdraht an der Masse {8} angebracht. Die Masse kann mit Hilfe einer an der Grundplatte befindlichen Rändelkopfschraube über ein Hebelsystem arretiert werden.

Die Ringspaltmagnete {11} sind in zwei zur Spulenbewegung orthogonalen Richtungen mittels Schlittenführungen verstellbar. Am Ende des Gehänges befindet sich ein Zeiger {12}, der vor einer Skala {13} spielt. In der Nähe der Masse ist eine Anschlagbegrenzung {14}. Sie wird so eingestellt, daß der Zeiger ein Spiel von ± 3 mm hat.

Die von den Tauchspulen kommenden Leitungen verlaufen am Gehänge bis in die Nähe der unteren Blattfeder. Dort werden sie über je zwei Streifen aus dünnem Kupferband auf das Gestell übergeführt. An der Grundplatte befindet sich eine Buchse mit den Ausgängen der Spulen. Der gesamte Empfänger ist mit einer Haube aus durchsichtigem Kunststoff abgedeckt.

4.2. Die durch das Blattfedergelenk bedingte Oberschwingung

Nach der in [13] dargestellten Theorie hat der mechanische Empfänger zwei Freiheitsgrade und infolgedessen eine weitere Eigenfrequenz ω_1 , die möglichst außerhalb des seismologisch interessierenden Frequenzbereiches liegen sollte. Nach [13 (S. 47)] ist

$$(265) \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{g r_0}{\lambda (1 - q_0) h} \left[1 + \left(\frac{r_0}{s_k} \right)^2 \right]},$$

wobei s_k der Trägheitsradius des Gehänges um eine zur Drehachse parallele Achse durch den Massenmittelpunkt ist. Experimentell ergab sich (s. Abschnitt 4.4.) nach (285) und (286)

$$(266) \quad \left(\frac{r_0}{s_k} \right)^2 = 4,2.$$

Das Verhältnis ω_1 zur Grundfrequenz $\omega_s = 2\pi/T_s$ ist nach (253), (265) unter Beachtung von (245), (254)

$$(267) \quad \frac{\omega_1}{\omega_s} = \frac{2 p_0}{\lambda} \sqrt{\frac{1 r_0 \sin 2 p_0}{2 p_0 (1 - q_0)} \left[1 + \left(\frac{r_0}{s_k} \right)^2 \right]}.$$

Mit (248), (249), (251) folgt für kleine p_0

$$(268) \quad \frac{\omega_1}{\omega_s} = \frac{2}{\lambda} \sqrt{31 r_0 \left[1 + \left(\frac{r_0}{s_k} \right)^2 \right]},$$

$$(269) \quad \frac{\omega_1}{\omega_s} = 294.$$

Damit liegt diese Oberschwingung weit außerhalb des interessierenden Frequenzbereiches, denn selbst für $T_s = 2$ s würde sie 147 Hz betragen.

4.3. Das Magnetsystem

4.3.1. Betrachtungen zum freien Spiel der Tauchspulen

Beim VSJ-II war der Mittelpunkt der Tauchspule in den Schwingungsmittelpunkt des Gehänges gelegt worden. Daher genügten auch je 0,5 mm Abstand der Spule von dem inne-

ren bzw. äußeren Durchmesser des Luftspaltes, um ein genügend großes Spiel des Gehänges, das eine Kreisbewegung ausführt, zu gewährleisten. Beim HSI-II sind die Mittelpunkte der Spulen außerhalb der vertikalen Symmetrieebene des Gehänges im Abstand a_s angebracht. Nach Abschnitt 4.1.2. soll der Massenmittelpunkt beider Spulen im Schwingungsmittelpunkt S des Gehänges liegen. Die Bewegung eines Spulenmittelpunktes S_* ist unter diesen Voraussetzungen in Abb. 14 dargestellt. Der Radiusvektor \vec{OS}_* bildet mit \vec{OS} den Winkel ψ . Somit ist nach Abb. 14

$$(270) \quad h_s = r_s(1 - \cos \psi) .$$

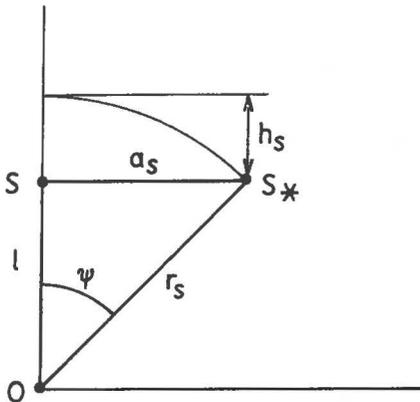


Abb. 14. Bewegung der Spule beim HSI-II

Bei einem Ausschlag des Gehänges $\Delta\psi$ ändert sich h_s um

$$(271) \quad \Delta h_s = r_s \sin \psi \Delta\psi = a_s \Delta\psi .$$

Hat der Zeiger {12} die Länge L_z , so tritt bei einer Auslenkung $\Delta\psi$ an der Skala {13} der Ausschlag ΔA_s auf. Mit (271) ist dann

$$(272) \quad \Delta h_s = \frac{a_s}{L_z} \Delta A_s .$$

Da beim HSI-II $a_s = 50$ mm, $L_z = 187$ mm, ist für $\Delta A_s = 5$ mm $\Delta h_s = 1,3$ mm. Der Abstand des Spulenkörpers von dem inneren bzw. äußeren Luftspaltdurchmesser wurde daher zu 1,3 mm gewählt, damit ein freies Spiel des Gehänges von ± 5 mm an der Skala garantiert ist.

4.3.2. Die Berechnung des Magnetsystems

Hierfür gelten die gleichen Betrachtungen wie in Abschnitt 3.4.1. Beim VSJ-II reichte ein Zuschlag von 50 % zum Wickelvolumen aus, um ein geeignet großes freies Spiel zu erhalten. Dieser Zuschlag muß jetzt mindestens dreimal größer sein. Es wird daher für das Luftspaltvolumen eines Magneten

$$(273) \quad V_L = 5 \text{ cm}^3$$

gefordert, so daß insgesamt 10 cm^3 zur Verfügung stehen.

Das könnte nun mit zwei Magnetsystemen des VSJ-II erreicht werden. Damit würde aber die Bedingung über die äußeren Abmessungen des Gerätes nicht eingehalten werden können. Durch Verwendung von AlNiCo 700 erhält man Magnetsysteme, die die erforderliche Kürze besitzen. Für dieses Material gilt

$$(274) \quad (BH)_{\max} = 7 \cdot 10^6 \text{ G Oe}, \quad H_a = 6,6 \cdot 10^2 \text{ Oe}.$$

Nach (220) muß dann mit $\eta_M = 0,25$ und $B_s = 6000 \text{ G}$

$$(275) \quad V_M = 100 \text{ cm}^3$$

sein. Für $l_L = 5 \text{ mm}$ ist weiterhin nach (221)

$$(276) \quad l_M = 4,5 \text{ cm}.$$

Das Magnetsystem wird wieder als Ringspaltmagnet ausgeführt, wobei sich der Magnet in der Mitte des Systems befindet. Aus (275) und (276) folgt damit für den Durchmesser des Magneten 54 mm. Der mittlere Luftspaltdurchmesser wurde zu 65 mm und die Luftspalttiefe zu 5 mm gewählt.

4.3.3. Die Prüfung des Magnetsystems

Der Verlauf der Feldstärke senkrecht zu den Feldlinien im Luftspalt wurde mit Hilfe einer HALL-Sonde gemessen (Abb. 15).

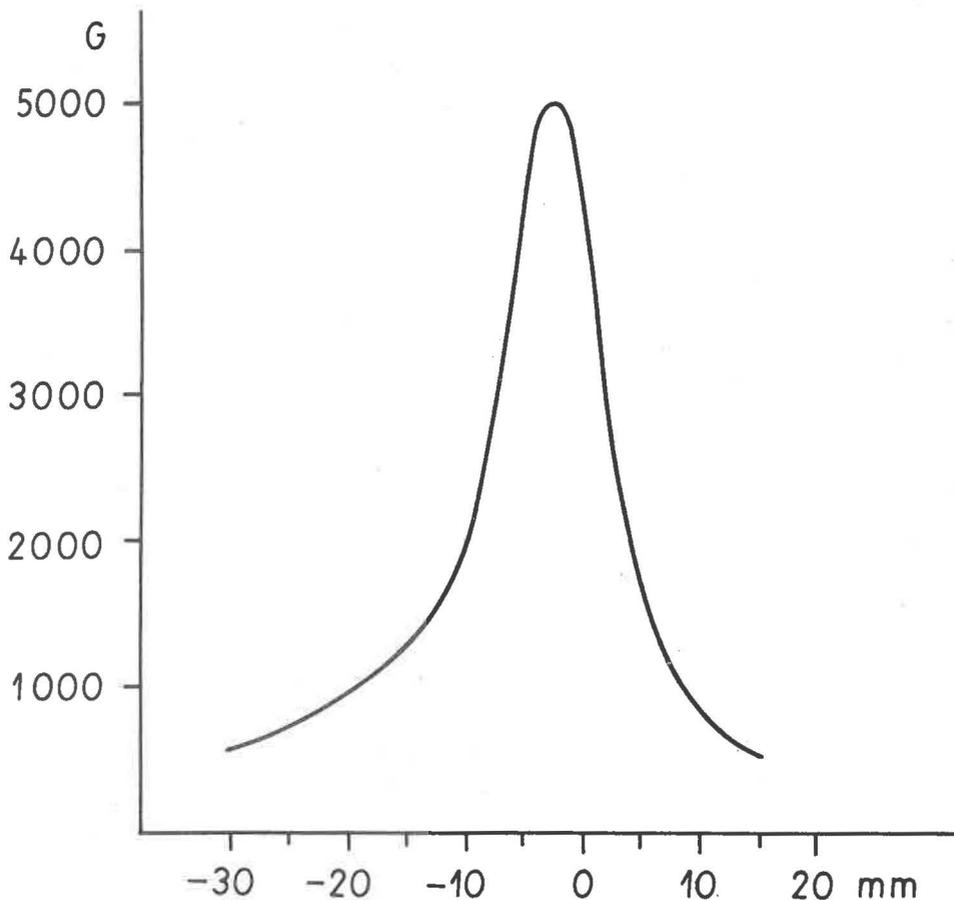


Abb. 15. Feldstärkeverlauf im Luftspalt beim HSJ-II

Es wurde eine maximale Feldstärke von 5000 G erreicht, was etwas unter der Berechnung liegt. Der Nullpunkt der Abszisse in Abb. 15 stimmt mit der geometrischen Mitte des Luftspaltes überein. Man erkennt, daß das Maximum der Feldstärke etwa 2,5 mm tiefer erreicht wird und die Feldstärke etwa symmetrisch zu diesem Punkt verläuft. Daher wurde auch die Mitte der Spulenwicklung an diese Stelle gesetzt. Die Spule ragt mit einer Wickelraumbreite von 18 mm weit über den Luftspalt hinaus. Dadurch wurde erreicht, daß die elektrodynamische Konstante bei ± 3 mm Ausschlagänderung um höchstens 3 % schwankt. Der Spulenkörper hat eine Wickelraumtiefe von 2,1 mm und einen mittleren Umfang von 20,5 cm, so daß $V_W \approx 7,7 \text{ cm}^3$ ist. Das gesamte Wickelraumvolumen bei der Spulen beträgt $15,4 \text{ cm}^3$.

Die Bestimmung der elektrodynamischen Konstante der Spule wird nach der in [8 (S. 39)] beschriebenen Methode durchgeführt. Dabei wird der mechanische Empfänger durch Verstellen der in der Nähe der Drehachse befindlichen Fußschrauben um den Winkel ζ geneigt und das Moment $M r_o g \zeta$ durch einen Strom I_z kompensiert. Es ist dann

$$(277) \quad G_{s1} = \frac{M r_o g \zeta}{I_z} .$$

Beim HSJ-II empfiehlt es sich, mit jeder Fußschraube 5 Umdrehungen im positiven bzw. negativen Sinn auszuführen. Es ist dann $\zeta = 0,0128$.

Für eine Spule mit einer Wicklung von $w_{s1} = 200$ Windungen aus 0,3-mm-CuL-Draht ergab sich $G_{s1} = 1,01 \text{ Vs}$. Damit ist

$$(278) \quad \frac{w_{s1}}{G_{s1}} = 198 .$$

Diese Beziehung kann zur Berechnung der Windungszahl bei vorgegebener elektrodynamischer Konstante verwendet werden. Mit (213) und (278) erhält man als mittlere Feldstärke \bar{B}_s über die gesamte Wickelraumbreite

$$(279) \quad \bar{B}_s = 3050 \text{ G} .$$

Der Widerstand der Wicklung betrug $R_{s1} = 10,2 \Omega$. Der zur Verfügung stehende Wickelraum war nur zu 62 % ausgenutzt. Bei voller Ausnutzung des Wickelraumes ist damit nach (227) mit beiden Magnetsystemen eine Kurzschlußdämpfung von

$$(280) \quad D_{s \text{ max}} = \frac{G_{s1}^2}{k_s w_s R_{s1}} \frac{100}{62}$$

zu erreichen. Mit (240) folgt dann

$$(281) \quad D_{s \text{ max}} = 1,2 T_s .$$

Damit ist die Bedingung (211) erfüllt, wenn auch nicht so gut wie beim VSJ-II, wo (228) gilt. Um eine ebenso hohe Kurzschlußdämpfung zu erreichen, müßte der Wickelraum auf Kosten des freien Gehängespieles vergrößert werden. Fordert man dafür ± 3 mm, so ist nach (272) $\Delta h_s = 0,8 \text{ mm}$ notwendig. Die Wickelraumtiefe kann dann auf 3,1 mm vergrößert werden, und es würde $D_{s \text{ max}} = 1,8 T_s$ erreicht werden können.

4.4. Die Bestimmung der mechanischen Parameter

Zur Prüfung des mechanischen Empfängers wurde das gesamte Gehänge so aufgehängt, daß der Massenmittelpunkt senkrecht unter der Drehachse lag. Dazu ist die Klemmbacke für die untere Blattfedereinspannung umzusetzen. Nunmehr konnte die in [13 (S. 123)] beschriebene erste Methode zur Bestimmung der reduzierten Pendellänge angewendet werden (vgl. Abschnitt 3.5.). Dabei sind allerdings dünnere Blattfedern als für die normale Aufhängung zu benutzen. Wie eine Abschätzung nach der in [13 (S. 125)] gegebenen Formel zeigt, würden die rücktreibenden Kräfte der starken Blattfedern die Bestimmung von l verfälschen. Es wurden daher Blattfedern mit der Dicke 0,06 mm und der Breite 2×5 mm verwendet. Aus der Eigenperiode dieser Aufhängung $T_{90} = 0,5771$ s ergibt sich

$$(282) \quad l' = \frac{g}{4\pi^2} (T_{90})^2 = 8,28 \text{ cm} .$$

Zur Bestimmung des Trägheitsmomentes wurde in der Nähe des Zeigers eine Zusatzmasse m_z im Abstand r_z von der Drehachse angebracht (r_z ist also positiv). Nach (230) erhielt man

$$(283) \quad K_g = 2,12 \cdot 10^5 \text{ g cm}^2$$

und mit (254)

$$(284) \quad M r_o = 2,56 \cdot 10^4 \text{ g cm} .$$

Mit $M = 3,83$ folgt daraus für den Abstand zwischen dem Massenmittelpunkt des Gehänges und der Drehachse

$$(285) \quad r_o = 6,68 \text{ cm} .$$

Der STEINERsche Satz führt dann zum Trägheitsradius des Gehänges um die zur Drehachse parallele Achse durch den Massenmittelpunkt

$$(286) \quad s_k = \sqrt{r_o (1 - r_o)} = 3,28 \text{ cm} .$$

Die reduzierte Pendellänge kann auch beim fertig montierten mechanischen Empfänger nach der in [13 (S. 124)] beschriebenen zweiten Methode bestimmt werden. Dazu muß die Eigenperiode bei verschiedenen Neigungen v_h gemessen werden. Wie bereits in Abschnitt 4.1.3. dargelegt, ändert sich die Eigenperiode wegen der starken Blattfederkräfte nur wenig. Die Methode ist also nicht so genau wie beim langperiodischen HSJ-I. Die experimentelle Durchführung mit einem auf ca. 1,73 s eingestellten mechanischen Empfänger ergab

$$(287) \quad l = 8,44 \pm 0,14 \text{ cm} .$$

Der Vergleich mit (282) zeigt, daß beide Werte nur um 2 % voneinander abweichen, was auch der in (287) gegebene mittlere Fehler erwarten läßt.

4.5. Die Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage

In der Theorie des mechanischen Empfängers für Horizontalseismographen [13] wird auf nichtlineare Betrachtungen verzichtet. Es zeigte sich aber, daß mit einer quadratischen Abhängigkeit der Eigenperiode zu rechnen ist. Die Überprüfung dieser Abhängigkeit ist notwendig, um die Justierung des mechanischen Empfängers zu kontrollieren.

Ist die Abhängigkeit der Eigenperiode nicht symmetrisch zur geforderten Gleichgewichtslage $\theta = 0$, so ist der Zustand der Blattfedern zu überprüfen und eventuell der Bock {3} etwas zu drehen.

Experimentell bestimmt man die gesuchte Abhängigkeit dadurch, daß man mit Hilfe einer der in der Nähe der Drehachse befindlichen Fußschrauben die Gleichgewichtslage von -3 bis $+3$ mm variiert. Das Gehänge wird dann zu Schwingungsweiten von ± 2 mm angestoßen, und es werden 50 Schwingungen gemessen. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung zeigt Abb. 16. Aus dieser entnimmt man, daß eine für $\theta = 0$ auf $1,79$ s eingestellte Eigenperiode symmetrisch auf beiden Seiten um etwa 4% abfällt. Diese Nichtlinearität kann, da die Ausschläge meist kleiner als 1 mm sind, sicher vernachlässigt werden.

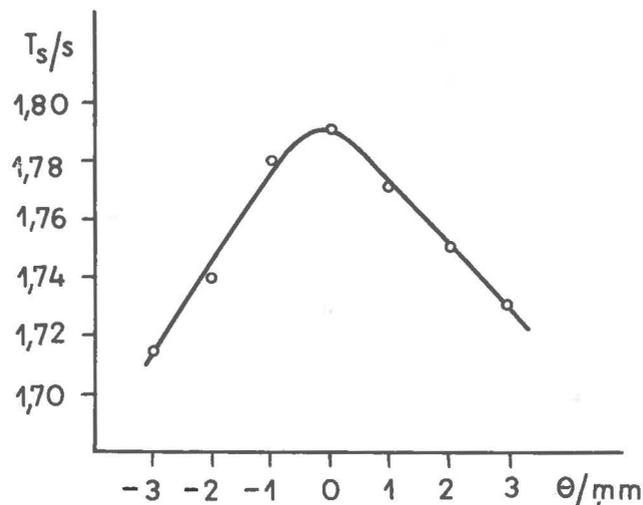


Abb. 16. Abhängigkeit der Eigenperiode von der Gleichgewichtslage beim HSJ-II

4.6. Die Prüfung auf dem Schütteltisch

Der mechanische Empfänger des HSJ-II wurde mit dem gleichen Galvanometer gekoppelt, das auch bei der Prüfung des VSJ-II verwendet wurde. Die Parameter des Galvanometers sind in (237) gegeben. Da der mechanische Empfänger auf eine Eigenperiode von $T_g = 1,79$ s eingestellt war, wurde zur Erreichung einer Amplitudencharakteristik, die in einem breiten Intervall einem Verrückungsmesser entspricht, gemäß (23)

$$(288) \quad D_s = 0,5, \quad D_g = 8,52$$

gewählt. Bei einer Lichtzeigerlänge von $L_g = 90$ cm ist nach (28) die maximal erreichbare Vergrößerung $V_{om} = 18\,300$. Da für die Schütteltischversuche nur eine Vergrößerung von etwa 1000 erforderlich war, liegt σ bei $0,062$. Es sind damit keine Verzerrungen der Amplitudencharakteristik zu erwarten. Diese kann daher nach (73) berechnet werden. Nach (24) müßte der Seismograph im Bereich von $0,6$ bis 160 Hz als Verrückungsmesser arbeiten, wenn nicht höhere Eigenfrequenzen störende Resonanzerscheinungen bedingen.

Die Schütteltischversuche wurden in der gleichen Weise wie beim VSJ-II (s. Abschnitt 3.7.) durchgeführt. Die Abb. 17 zeigt die nach (73) berechnete normierte Amplitudencharakteristik. Die experimentellen Werte sind als Kreise eingezeichnet. Sie zeigen eine deutliche Resonanzstelle bei etwa 70 Hz. Das ist sicher nicht die durch die Blattfederaufhängung bedingte Eigenfrequenz, die nach (269) bei 165 Hz liegen müßte. In dieser Nähe ist in Abb. 17 auch eine Resonanzstelle zu erkennen. Die Prüfung auf dem Schütteltisch hat somit gezeigt, daß bis zu einer Frequenz von 50 Hz und damit in dem gesamten seismologisch interessierenden Bereich eine einwandfreie Funktion des mechanischen Empfängers gewährleistet ist.

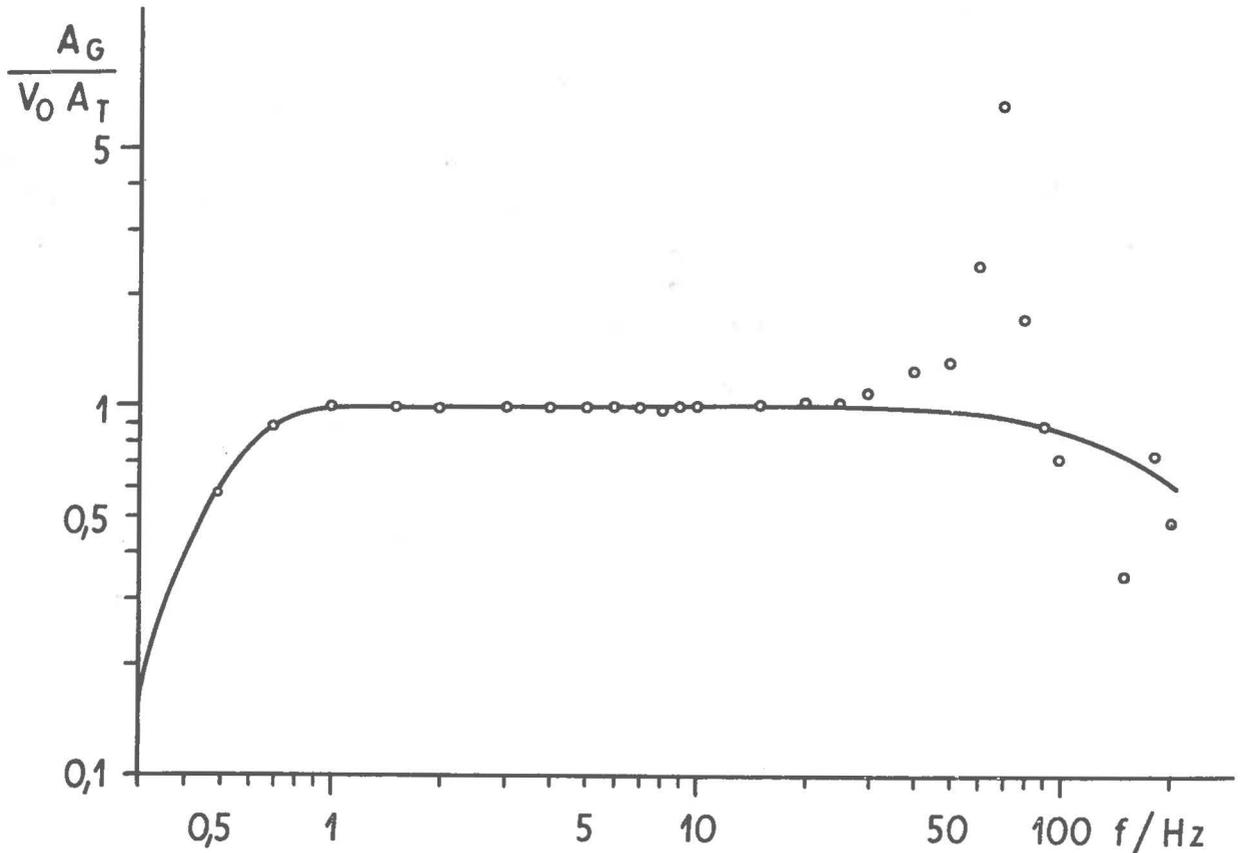


Abb. 17. Schütteltischeichung beim HSJ-II

Literatur

- [1] ARANOVICH, Z.I.; KORCHAGINA, O.A.; TOBYAŠ, V. A proposition of the standardization of amplitude characteristics of short-period highly sensitive seismographs.
Studia geophys. et geodaet. 12 (1968), S. 38-49
- [2] GRENET, G.; COULOMB, J. Nouveaux principes de construction des séismographes électromagnétiques.
Ann. Phys. 2 (1935) 11, S. 321-369
- [3] MALISCHEWSKY, P.; TEUPSER, Ch.; ULLMANN, W. Der Vertikalseismograph unter besonderer Berücksichtigung des Typs VSJ-I.
Veröff. Inst. Geodynamik Jena (1970) 15
- [4] MERZ, A. Zur Berechnung von Dauermagnetkreisen.
Dt. Elektrotechnik 6 (1952), S. 364-366
- [5] SAVARENSKIJ, E.F.; KIRNOS, D.P. Elemente der Seismologie und Seismometrie.
Berlin: Akademie-Verlag 1960
- [6] TEUPSER, Ch. Empfindlichkeitsregler für elektrodynamische Seismographen.
Gerlands Beitr. Geophysik 68 (1959) 2, S. 90-103
- [7] TEUPSER, Ch. Zur Abstimmung und Eichung von elektrodynamischen Verrückungsmessern.
Gerlands Beitr. Geophysik 69 (1960) 5, S. 269-289
- [8] TEUPSER, Ch. Die Eichung und Prüfung von elektrodynamischen Seismographen.
Freib. Forschungshefte C 130 (1962)
- [9] TEUPSER, Ch. Elektrodynamische Seismographen mit großer Rückwirkung zur Untersuchung von Großsprengungen.
Veröff. Inst. Bodendyn. u. Erdbebenforsch. (1964) 77, S. 239-247
- [10] TEUPSER, Ch. Verallgemeinerung der Theorie elektrodynamischer Seismographen durch frequenzabhängige Kopplung.
Veröff. Inst. Geodynamik (1965) 2
- [11] TEUPSER, Ch. High sensitive electromagnetic seismographs with extinct galvanometer reaction and sensitivity control.
Pure & appl. Geophysics 73 (1969/II)
- [12] TEUPSER, Ch. Ein verstärkerloser Seismograph mit millionenfacher Vergrößerung.
Gerlands Beitr. Geophysik 79 (1970) 1, S. 16-22
- [13] TEUPSER, Ch.; ULLMANN, W. Der neue Jenaer Horizontalseismograph HSJ-I.
Veröff. Inst. Bodendyn. u. Erdbebenforsch. (1964) 76
- [14] . . . Qualitäts- und Edelstähle, Band I.
Leipzig: VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie 1966
- [15] . . . Hütte des Ingenieurs, Taschenbuch, Bd. I.
Berlin: Wilhelm Ernst & Sohn 1955

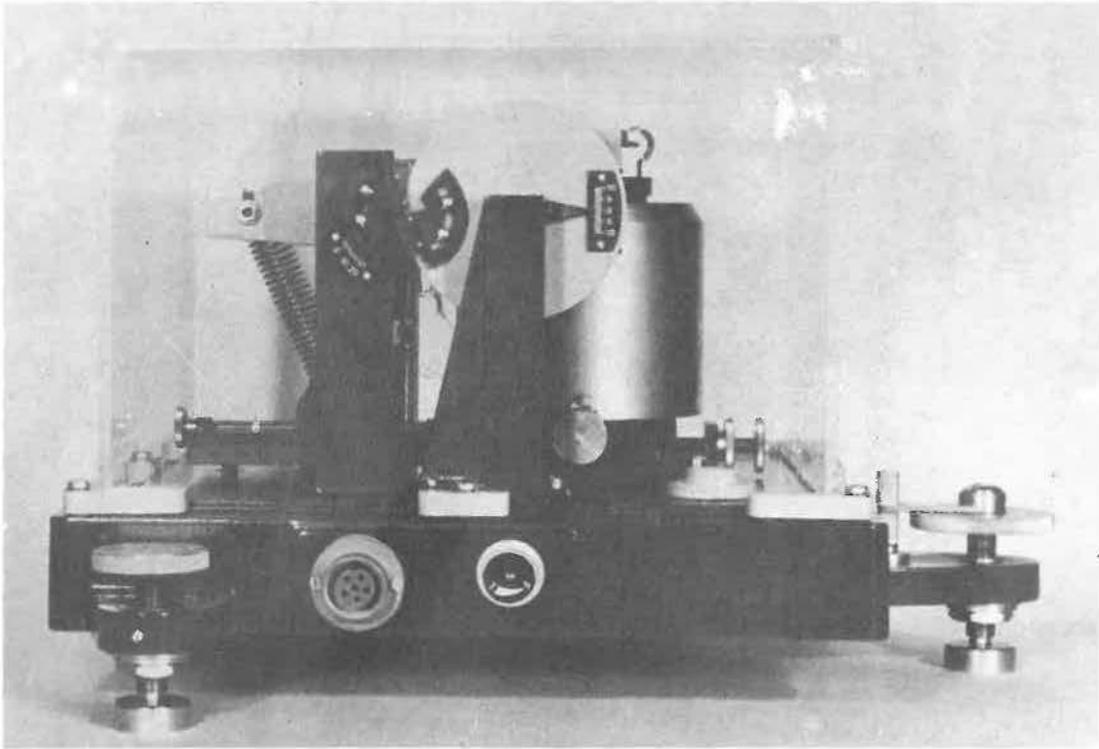


Bild 1: Der Vertikalseismograph VSJ-II

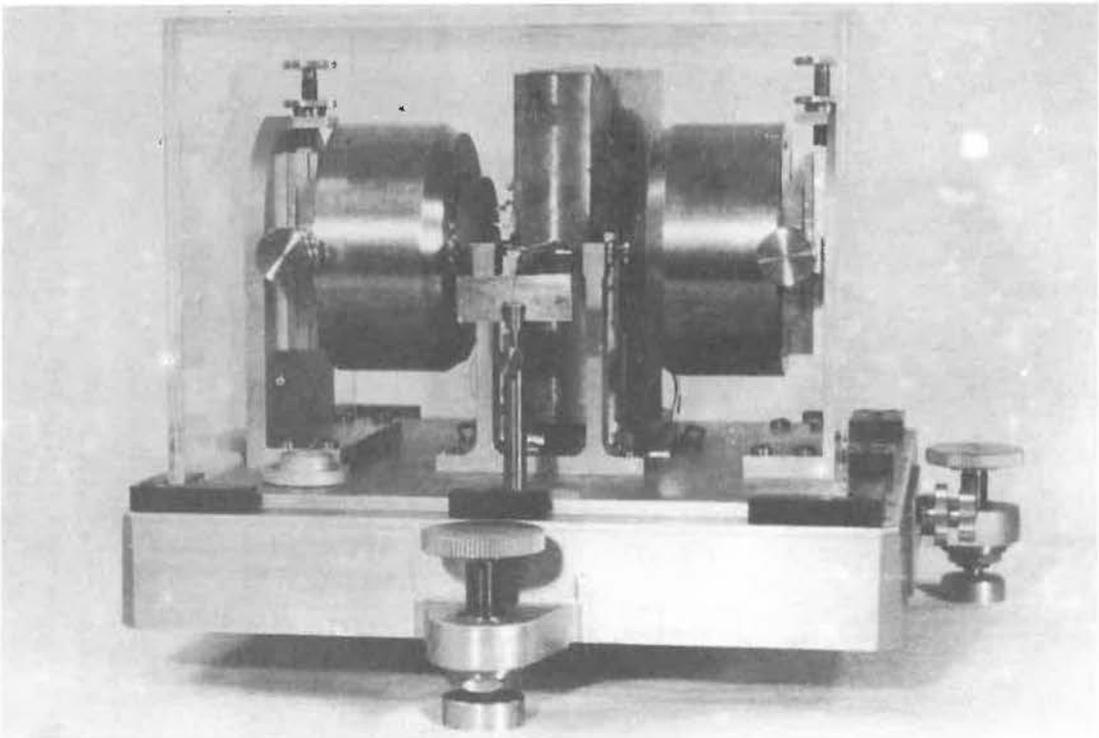


Bild 2: Der Horizontalseismograph HSJ-II